



HAL
open science

La mesure d'amplitudes complexes par interférométrie à décalage multi-latéral

Bruno Toulon

► **To cite this version:**

Bruno Toulon. La mesure d'amplitudes complexes par interférométrie à décalage multi-latéral. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT : . tel-00441279

HAL Id: tel-00441279

<https://theses.hal.science/tel-00441279>

Submitted on 15 Dec 2009

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 PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

Thèse

présentée pour d'obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

par

Bruno Toulon

LA MESURE D'AMPLITUDES
COMPLEXES PAR INTERFÉROMÉTRIE À
DÉCALAGE MULTI-LATÉRAL

Thèse soutenue le 20 novembre 2009 devant le jury composé de :

M. Jean-Christophe Chanteloup,	
M. Pierre Chavel,	
M. Daniel Courjon,	rapporteur
M. Nicolas Guérineau,	invité
M. Gérard Mourou,	
M. Pascal Picart,	rapporteur
M. Jérôme Primot,	directeur de thèse.



LA MESURE D'AMPLITUDES COMPLEXES PAR INTERFÉROMÉTRIE À
DÉCALAGE MULTI-LATÉRAL

*Quant aux autres questions, qui
me troublaient parfois, elles ne
pèsent pas un gramme face à
l'immensité d'un sillage tout près
du ciel et plein du vent de la mer,
qui ne peuvent perturber les
petits mobiles habituels.*

B. MOITESSIER, *La longue route*

RÉSUMÉ

De nombreux analyseurs de surface d'onde ont été proposés. Parmi eux, l'interféromètre à décalage latéral est un outil à présent bien connu pour mesurer les aberrations classiques. L'objet de l'étude est de mesurer des surfaces d'ondes plus complexes : le premier degré de complexité a été d'ajouter des discontinuités (par exemple un saut de phase) à la surface d'onde. Ce type de surface a été mis en œuvre dans une application de recombinaison cohérente de fibres laser, dans le cadre du projet CAN (Coherent Amplification Network) visant à démontrer la mise en phase de 64 fibres passives. D'autre part, les propriétés particulières de l'interféromètre ont permis d'établir théoriquement et expérimentalement un mode de mesure soustractif séparant les discontinuités des aberrations lentement variables dans le cas d'une analyse d'une onde présentant ces deux défauts superposés. Enfin, en exploitant toute l'information fournie par l'interféromètre, il est possible de mesurer à la fois l'amplitude et la phase d'une onde, et par conséquent de la connaître de manière complète à un endroit de l'espace. L'interféromètre est donc, bien plus qu'un simple analyseur de surface d'onde, un analyseur d'amplitude complexe, c'est-à-dire de champ électromagnétique. Cette capacité de mesure a été illustrée par la caractérisation de structures sub-longueur d'onde. D'autre part, nous avons montré que la présence de dislocations de phase (ou vortex) dans le champ électromagnétique n'était pas problématique. Ceci laisse donc envisager de nouvelles applications, comme le contrôle non-intrusif de surfaces ou d'écoulements conduisant à des modifications violentes de la phase d'un faisceau incident.

Mots-clés : analyse de surface d'onde, interférométrie, optique segmentée, recombinaison cohérente, singularité de phase.

SUMMARY

Numerous wave front sensors have been proposed. Among the most used for the measurement of classical aberrations, lateral shearing interferometers are well-known. The purpose of this study was to measure more complex wave fronts : the first stage of complexity was the addition of discontinuities (for example a phase step). The measurement of this kind of surfaces proved useful for coherently combining laser fibers during the CAN project (Coherent Amplification Network). It aims at demonstrating the combining of 64 passive fibers. Moreover, thanks to special features of the interferometer, we theoretically and experimentally showed a step-selective measurement method, which enables to analyze slowly-varying, continuous aberrations separately from steps. Finally, the complete information extraction makes it possible to measure both the phase and the amplitude of a luminous wave and thus to completely characterize the wave at a point. More than a wave front sensor, the interferometer is then a complex amplitude sensor, that is an electromagnetic field sensor. This measurement ability was demonstrated by the characterization of sub-wavelength gratings. Moreover, we showed that the analysis of scalar electric fields in the presence of phase dislocations (or vortex) was possible. This paves the way of new applications, such as non-intrusive measurement of surfaces or flows, which strongly modify the phase of the incident beam.

Keywords : wave-front sensing, interferometry, segmented optics, coherent beam combining, phase singularity.

REMERCIEMENTS

La thèse est une succession d'exercices de style. Le dernier, celui des remerciements, n'est finalement pas le plus aisé. Commençons par remercier Jérôme, mon directeur-mentor de thèse, de m'avoir fait confiance et de m'avoir tant appris. Je me souviens encore de la signature officieuse du contrat de thèse, autour d'un verre de Glenfiddich : Nicolas, mon encadrant, n'était alors pas loin – dans le bureau d'à côté ; il a su le rester pendant ces trois ans, toujours prêt à me donner un coup de main, une suggestion, agrémentés de l'une de ses légendaires tirades poétiques. Ce fut un plaisir continu de travailler avec vous !

Merci également à Daniel Courjon et Pascal Picart qui ont accepté d'examiner ce travail. Gérard Mourou m'a fait l'honneur de présider mon jury ; je lui en suis reconnaissant et le remercie de nous faire rêver de puissances extrêmes et de physique ultra-relativiste. Merci également aux autres membres du jury, Pierre Chavel et Jean-Christophe Chanteloup, d'avoir été présents.

La thèse est par ailleurs un travail d'équipe. J'ai particulièrement apprécié celle qu'il m'a été donné de fréquenter : Patricia, Alain, Philippe, Riad dont le Coal Ila ne favorise pas la rédaction, Sabine, Sophie, Isabelle, Marcel, Éric que je remercie pour la rapidité de fabrication de mes pièces mécaniques et ses mails du vendredi, Joël qui, sous ses airs bourrus, cache une immense gentillesse, Michel, Marc, Sylvain... Je tiens à réserver une place particulière aux trois derniers, puisque nous avons partagé des moments inoubliables sur/au bord de l'eau. Il faut dire que les renforts en provenance de Meudon n'étaient pas négligeables : monJean-Paul, monThierry, monYves... ce fut un vrai plaisir de comparer avec vous les prévisions Windguru, Météo Marine ou Windfinder, de faire des plans sur la comète en fonction de la température de l'eau relevée à la bouée 61002, le tout dans un florilège de mails lyriques. Par ailleurs, je souhaite bon courage aux futurs docteurs de l'équipe : Julien, Sophie, Patrick dit J_3 , Charlie, Florence, Frédéric, Martin...

Au cours de ces trois ans, il m'a été donné de travailler avec des gens remarquables. Je remercie ainsi Cindy d'avoir partagé avec moi des moments excitants : les affres et plaisirs des manip CAN, Arnaud Brignon, toujours de bon conseil, de m'avoir facilité l'accès à TRT pour pouvoir manipuler quand l'Onera était fermé... J'ai beaucoup appris sur les réalisations optiques avec Raymond Mercier, toujours présent lorsqu'il s'agit de réaliser des pièces exotiques. D'autres personnes ont eu des actions plus ponctuelles, mais néanmoins déterminantes : Mathieu Cohen pour l'écran de phase, Gilles Colat

pour quatre coups de diamant sur un réseau qui ont permis de lancer les manips CAN sans délai en plein mois d'août... C'est l'occasion également de saluer l'équipe de l'Atelier d'Optique, qui relève le défi de l'étalon de surface segmentée !

L'histoire de cette thèse, c'est aussi curieusement l'histoire d'un bureau, convoité mais âprement défendu. À vrai dire, rien ne prédisposait cette malheureuse pièce à devenir ce qu'elle est désormais – une *area* de tous les dangers. C'était sans compter le passage de quelques illustres personnalités : Sabrina, qui a eu la gentillesse de me laisser son bureau – c'était avant qu'elle ne contracte la fâcheuse habitude de faire le vide chez nous ! – Judikaël, Guitoune qui, lors d'un court passage, a fait les frais des blagues potaches de l'ami Grégory (je te jure que j'essayais de l'en empêcher !), et enfin Emmanuel. Mes chers Emmanuel et Grég, je vous serai éternellement reconnaissant des bons moments passés en votre compagnie, et de la saine émulation scientifico-culturelle, qui nous a permis d'en apprendre plus dans des domaines aussi variés que la mécanique des fluides, le vocabulaire japonais, l'ethnologie, les courts métrages d'inspiration et longueur variées, et, aussi étonnant que cela puisse paraître, le vocabulaire français. J'apprécierais de rester proche de vous et de continuer à échanger ! Je dois confesser que je suis impressionné par Emmanuel : il a patiemment enduré, sans aide extérieure, la période de rédaction de ce mémoire, alors que j'étais particulièrement insupportable. Tu es vraiment un homme de talent et c'est avec un plaisir certain que j'ai partagé les goûters d'un genre nouveau, dits *du divin Lhuillier*, que tu as instaurés, reléguant le Nutella au musée. Les ombres de Jack, Alain, Emmanuelle, Pascal, FoC, Sodema, Ether ou encore Petrouchka... n'ont pas fini de planer sur fond de cris et de chuchotements !

Terminons ce bavardage, avant qu'il ne devienne plus long que la thèse, par un coup de chapeau à mes fidèles compagnons Anne-Laure, Adrien, Lucile, Arnaud... et bien sûr à ma famille pour son soutien inébranlable.

TABLE DES MATIÈRES

Table des notations	xvii
INTRODUCTION	1
1 PROLÉGOMÈNES	5
1 Du test de Hartmann à l'interférométrie à décalage quadri-latéral	5
1.1 Le test de Hartmann	5
1.2 Le Masque de Hartmann Modifié (MHM)	9
1.2.1 Tableaux non-diffractants	9
1.2.2 Achromatisme des tableaux non-diffractants à base de réseau	12
1.2.3 Approximation	13
1.2.4 Règles de conception d'un MHM	15
1.3 Description interférométrique de l'IDQL	16
1.3.1 L'interférométrie à décalage quadri-latéral (IDQL)	16
1.3.2 L'interférométrie à décalage latéral (IDL)	17
1.3.3 Génération des répliques	18
1.3.4 L'interférométrie à décalage multi-latéral	19
2 Utilisation de l'IDQL : de l'interférogramme au front d'onde	21
2.1 Expression de l'intensité	21
2.2 L'achromatisme de l'interférogramme	23
2.3 Extraction des dérivées	23
2.3.1 Procédure d'extraction des données	23
2.3.2 Choix de l'échantillonnage de l'interférogramme	25
2.4 Reconstruction d'un front d'onde à partir des dérivées	26
2.4.1 Généralités	26
2.4.2 Reconstruction par moindres carrés	27
2.4.3 Remarque sur la reconstruction par transformation de Fourier	28
3 Les surfaces morcelées	29
3.1 Définition	29
3.2 Champ d'application	30
3.2.1 Surfaces morcelées en contrôle optique	30
3.2.2 Surfaces morcelées en astronomie	30
3.2.3 Surfaces morcelées pour les lasers	31
3.3 Spécificité d'une mesure de surface d'onde morcelée	31

	3.3.1	Position du problème	31
	3.3.2	Que mesure-t-on avec un IDQL ?	32
	3.3.3	Limite des développements antérieurs	34
2	APPLICATION À LA RECOMBINAISON COHÉRENTE DE FIBRES LASER		35
1	Le projet CAN		35
	1.1	Présentation du projet	35
		1.1.1 Partenaires	35
		1.1.2 Objectif du projet	35
		1.1.3 Premières briques 2007–2010	36
	1.2	Répartition des tâches	37
2	Idées sur la recombinaison de faisceaux		37
	2.1	La recombinaison cohérente	38
		2.1.1 Principe de la recombinaison cohérente	38
		2.1.2 Techniques usuelles	38
		2.1.3 La recombinaison cohérente : quelques chiffres	38
	2.2	Éléments de modélisation	39
	2.3	Fonction de mérite et paramètres critiques	40
		2.3.1 Fonction de mérite	40
		2.3.2 Influence des paramètres sur la recombinaison	42
	2.4	Démonstrateur proposé dans le cadre de CAN	43
3	Développement d'un analyseur de front d'onde		44
	3.1	Choix du détecteur	44
	3.2	Le réseau de diffraction	45
		3.2.1 Définition des paramètres	45
		3.2.2 Caractérisation du réseau réalisé	46
	3.3	Nouveau concept de réseau MHM	50
		3.3.1 Le MHM « phase pure »	50
		3.3.2 Exemple de dimensionnement	51
		3.3.3 MHM phase pure réalisé pour CAN	52
	3.4	Mécanique et produit fini	53
4	Conception d'un étalon de surface segmentée		56
	4.1	Objectifs de l'étalon	56
	4.2	Définition de l'objet	56
	4.3	Simulations préliminaires	57
5	Résultats expérimentaux préliminaires		59
	5.1	Premières briques du démonstrateur	59
	5.2	Alignement fibres – microlentilles	61
	5.3	Aberrations résiduelles	62
	5.4	Premières mesures de pistons	64
	5.5	Procédure de réglage	65
		5.5.1 Orientation des microlentilles	65
		5.5.2 Parallélisme des deux plaques	66
6	Conclusions et perspectives		67

3	LE MODE BI-COULEUR SOUSTRACTIF	69
1	Contexte de l'étude	69
1.1	Besoins spécifiques d'analyse	69
1.2	La classique limitation de dynamique	70
1.3	Moyens d'augmenter la dynamique	72
2	Mesure en bi-couleur	72
2.1	Achromatisme et chromatisme	73
2.2	Le mode bicouleur	73
2.2.1	Présentation	73
2.2.2	Description théorique	74
2.2.3	Utilisation pratique	76
2.3	Dynamique et sensibilité de la mesure bi-couleur	77
2.3.1	Mise en équation – règle pratique	77
2.3.2	Exemple d'application	79
2.3.3	Sensibilité de la mesure bicouleur	79
2.4	La mesure dissociée	80
2.4.1	Introduction au concept de la mesure dissociée	80
2.4.2	Description théorique	81
3	Développement d'un défaut de référence	82
3.1	Objectifs	82
3.2	Description et réalisation	83
4	Résultats expérimentaux	84
4.1	Montage expérimental	84
4.2	Marche variable seule	85
4.2.1	Réflexions préliminaires	85
4.2.2	Résultats expérimentaux	88
4.2.3	Marche variable et dynamique de mesure	90
4.3	Marche variable et aberration de type turbulence	91
4.3.1	Exemple d'application	91
4.3.2	Lame de phase	93
4.3.3	Mode <i>step-selective</i>	99
4.3.4	Apport de la méthode pour l'astronomie	103
5	Conclusions et perspectives	104
4	VERS LA MESURE DE CHAMPS ÉLECTROMAGNÉTIQUES	105
1	Expérience préliminaire	105
1.1	Contexte	105
1.2	Structure de test	106
1.2.1	Description	106
1.2.2	Brève description des phénomènes physiques	107
1.2.3	Conséquences pratiques	108
1.3	Caractérisation	108
1.3.1	Nécessité de la caractérisation	108
1.3.2	Quelques moyens de caractérisation proposés	110
1.3.3	Banc de mesure proposé	111
1.4	Résultats expérimentaux	112
1.4.1	Phase de l'onde transmise	112
1.4.2	Amplitude de l'onde transmise	114
1.4.3	Comparaison avec les résultats théoriques	115
1.5	Conclusion et évolutions futures	116

2	Des surfaces d'onde morcelées naturelles	117
2.1	Les dislocations de phase	118
2.1.1	Qu'est-ce qu'une dislocation de phase?	118
2.1.2	Points d'embranchement	119
2.1.3	Localisation des points d'embranchement	119
2.1.4	Enjeux – Génération de phases disloquées	120
2.2	Vortex – champ de vortex	122
2.2.1	Remarques préliminaires	122
2.2.2	Lien avec le repliement de phase	123
2.2.3	Exemple de taux d'accroissement simulé	123
2.3	Traitement numérique des phases disloquées	125
2.3.1	Position du problème	125
2.3.2	Présentation d'un algorithme	126
2.3.3	Simulations numériques	128
3	Perspectives d'une analyse de champ complexe	129
	CONCLUSION	131

TABLE DES NOTATIONS

Opérateurs

*	opérateur convolution ;
$\text{TF}(A)$ ou \hat{A}	transformée de Fourier de A ;
$\text{TF}^{-1}(A)$	transformée de Fourier inverse ;
A^*	conjugué du complexe A ;
$\text{Im}(A)$ et $\text{Re}(A)$	parties réelle et imaginaire de A ;
\wedge	produit vectoriel ;
∇	opérateur Nabla ;
Δ	Laplacien ;
$\Delta_u A$	opérateur différence selon la direction u : $\Delta_u A = A\left(u - \frac{s}{2}\right) - A\left(u + \frac{s}{2}\right)$;
P_u	phaseur différentiel selon la direction u : $P_u = \exp(i\Delta_u \varphi)$ où φ est la phase de l'onde.

Nous utilisons cette définition de la transformée de Fourier :

$$\text{TF}(f)(v) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\pi vt} f(t) dt.$$

Systèmes de coordonnées

x, y	coordonnées cartésiennes dans la base orthonormée (O, x, y) ; axes (Ox) et (Oy) par abus de notation;
u	coordonnée générique : par exemple x ;
(μ, ν)	système de coordonnées conjugué dans l'espace de Fourier du système (x, y) ;
v	coordonnées génériques dans l'espace de Fourier;
x', y'	coordonnées cartésiennes dans la base orthonormée tournée de 45° par rapport à (O, x, y) : $x' = \frac{x+y}{2}; y' = \frac{x-y}{2}.$

Fonctions et distributions usuelles

δ	distribution de Dirac;
III_p	peigne de Dirac de pas p ;
$\text{III}_{p,q}$	masse de Dirac, ie peigne de Dirac bi-dimensionnel, de pas p selon une direction et q selon l'autre;
sinc	sinus cardinal : $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x};$
Π_a	fonction porte (mono-dimensionnelle) de largeur a ;
$\Pi_{p,q}$	fonction porte (bi-dimensionnelle) de largeurs p et q selon les deux dimensions.

Paramètres fréquemment utilisés

λ	longueur d'onde;
k	nombre d'onde;
\vec{k}	vecteur d'onde;
W	front d'onde (en mètre);
φ	phase en radian : $\varphi = \frac{2\pi W}{\lambda};$
p_{int}	période de l'interférogramme;
p_r	période du réseau de diffraction;
s	décalage latéral : $s = \frac{2\lambda z}{p_r}$ où z est la distance entre le réseau et le détecteur.

INTRODUCTION

La mesure de surface d'onde, et par extension de surface optique, est un besoin important, et ce dans de nombreux domaines : citons par exemple le contrôle d'éléments optiques comme des objectifs, des lentilles, des réseaux, ainsi que leur caractérisation, la correction en temps réel de déformations de fronts d'onde en ophtalmologie, astronomie, pour les communications en espace libre, pour les lasers de puissance... Ces besoins variés ont exacerbé l'originalité et l'inventivité des opticiens. Si au fond le contrôle optique peut – outrageusement – se réduire à mesurer la phase d'une onde lumineuse, la diversité des situations et des systèmes à caractériser fait que de nombreux dispositifs et techniques ont été et sont encore proposés. Dans ce travail, nous nous consacrons à mesurer des surfaces d'onde plus complexes ; la notion de surface est généralisée à des objets plus complexes : perte de la continuité en certains points de la pseudo-surface, mesure du champ complexe d'une onde ou encore surfaces disloquées...

Récemment, le besoin de mesurer des surfaces d'onde présentant des discontinuités a émergé conjointement dans plusieurs domaines : en astronomie par exemple, où les miroirs segmentés sont de plus en plus courants, il est devenu nécessaire de mesurer les sauts de phase entre deux éléments afin qu'ils se comportent comme un seul vis-à-vis de l'onde. Cela requiert donc des moyens pour mesurer des marches de phase avec une précision optique. La montée en puissance des lasers est un autre domaine où l'on rencontre fréquemment ce type de surface, qui nécessite là encore des outils adaptés. Si les techniques pour mesurer une aberration optique « classique » (je veux dire par cet adjectif des combinaisons d'aberrations simples du type aberration de Seidel – aberration sphérique, coma...) sont nombreuses, les techniques permettant de mesurer des sauts de phase le sont beaucoup moins. Chaque problème, que nous avons évoqué au travers de quelques exemples, s'est vu contourné par une solution spécifique à la surface à mesurer : géométrie, amplitude du saut... Il existe en outre peu d'outils génériques permettant de mesurer à la fois les aberrations classiques et les aberrations discontinues.

Un analyseur de surface d'onde a été développé à l'Onera. À l'origine, il était destiné à la mesure d'aberrations classiques (la turbulence atmosphérique) afin d'appliquer une correction *a posteriori* à des images. Il avait été inspiré par une simplification d'un système largement répandu en astronomie qu'est le Shack-Hartmann. Par analogie avec une catégorie d'interféromètres, l'analyseur a été baptisé *interféromètre à décalage tri-latéral*. Celui-ci est

le début d'une véritable saga, qui a vu éclore le concept d'interféromètre à décalage multi-latéral, et entre autres l'interféromètre à décalage quadri-latéral, que nous abrègerons souvent par IDQL, outil sur lequel repose ce travail. Bien vite s'est révélée la capacité de tels analyseurs à mesurer des surfaces d'onde présentant des discontinuités. Cet analyseur de surface d'onde permet ainsi de mesurer à la fois des surfaces classiques et des surfaces d'onde *morcelées* ou *segmentées*¹ dans des configurations quasiment identiques, voire identiques.

Il était alors naturel de s'intéresser plus en profondeur à la mesure d'une surface d'onde morcelée par la technique de l'IDQL. L'enjeu de ce travail est alors d'illustrer comment l'IDQL peut répondre à différents besoins de mesure de telles surfaces, mais également d'anticiper et proposer un outil innovant, présentant des propriétés uniques parmi les analyseurs de surface d'onde. La démarche a consisté à tout d'abord appliquer les propriétés connues de mesure de pistons de phase de l'analyseur à un besoin concret. Parallèlement, la réflexion sur l'analyseur a conduit à mettre en avant un mode de mesure particulier, que nous avons appelé *mode de mesure dissociée*. Enfin, dans la perspective de proposer un outil générique pour le contrôle optique, nous avons entrepris de mesurer directement la phase et l'amplitude d'une onde. Ceci nous a fait prendre conscience que l'IDQL permettait de mesurer une amplitude complexe, c'est-à-dire une onde lumineuse de manière complète. Dès lors nous ne pouvions laisser de côté les phases disloquées ; cette classe particulière de discontinuité de phase n'apparaît que lors d'une analyse de phase, et non des surfaces optiques. La possibilité de mesurer de telles phases ouvre sans conteste de nouveaux horizons à l'IDQL. À l'issue de ce travail, nous espérons ainsi avoir montré que l'IDQL était un outil générique permettant de mesurer précisément les principales caractéristiques d'une onde ou d'une combinaison d'ondes.

Le présent travail débute par une présentation de l'IDQL, en faisant le lien avec les dispositifs d'analyse de front d'onde connus. Dans un premier temps nous décrirons les phénomènes mis en jeu d'une manière strictement géométrique. Cette description est complétée alors grâce à l'introduction des interférences.

Après ce premier chapitre de présentation, nous exposerons une application directe de l'IDQL : l'objectif est d'analyser un front d'onde après la traversée d'un faisceau de fibres optiques ; une fois le front d'onde mesuré, il est alors possible de mettre tous les sous-faisceaux en phase. Ce premier objectif est né d'une collaboration entre laboratoires de recherche en vue de recombinaison de manière cohérente de nombreux faisceaux laser pour fabriquer un laser de très haute puissance nécessaire à l'étude de la physique *ultra-relativiste*.

Dans le chapitre 3, nous présenterons alors un mode de mesure particulier de l'interféromètre, né de la réflexion sur les mesures de surfaces segmentées. Ce mode sera décrit d'une manière théorique ainsi que d'une manière expérimentale ; nous nous attacherons alors à proposer des applications, où ce mode sera d'intérêt.

Enfin, une expérimentation de mesure de phase et d'amplitude introduit le dernier chapitre. Cette mesure, en apparence une application directe de la mesure de phase segmentée, permet d'envisager l'IDQL comme un analyseur d'amplitude complexe. La seconde partie de ce chapitre est alors consacrée

¹Dans la suite, nous utiliserons indifféremment les adjectifs *morcelé* et *segmenté*.

à démontrer dans quelle mesure l'IDQL permet de mesurer une particularité fréquente des phases, que sont les dislocations. Nous concluons sur les applications potentielles d'une telle analyse.

PROLÉGOMÈNES



1 Du test de Hartmann à l'interférométrie à décalage quadri-latéral

1.1 Le test de Hartmann

Le concept du test de Hartmann est né d'un raisonnement purement géométrique. Il s'agit d'introduire une forte modulation d'intensité lumineuse, afin d'échantillonner le front d'onde. De cette manière, une grille de zones plus ou moins lumineuses peut être observée après une certaine distance de propagation sur un écran. Ce principe général est illustré sur la figure 1.1.

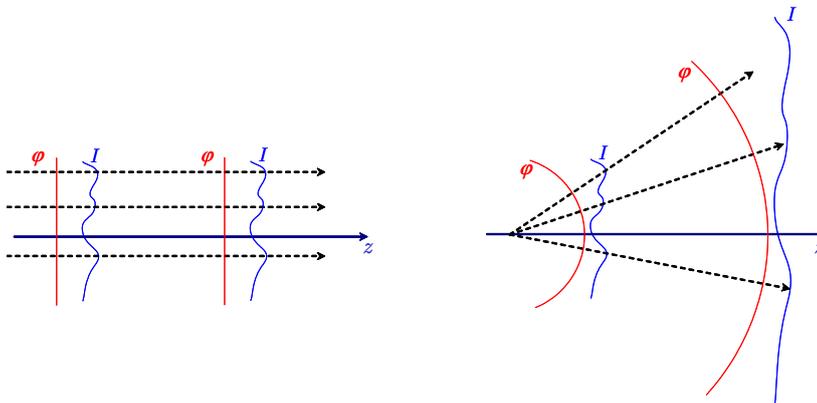


Fig. 1.1 – Concept du test de Hartmann : en introduisant une modulation d'intensité $I(x, y)$ sur un faisceau de phase $\varphi(x, y)$, on peut suivre en différentes positions l'évolution de l'intensité et en déduire la phase : à gauche, lorsque la phase est constante, la figure d'intensité n'évolue pas, en revanche elle se dilate lorsqu'elle est placée sur un faisceau divergent.

L'analyse de front d'onde consiste alors à comparer un front d'onde déformé W à un front d'onde idéal ou de référence W_{ref} , c'est-à-dire plan la plupart du temps. Cette déformation du front d'onde va se traduire concrètement

par un déplacement des taches lumineuses enregistrées sur l'écran d'observation. En choisissant convenablement l'échantillonnage de notre front d'onde déformé, on peut estimer que le front d'onde est localement, c'est-à-dire à l'échelle spatiale de la modulation d'intensité, correctement approximé par un front d'onde plan, présentant un basculement (ou *tilt*) – et éventuellement un piston. Ainsi, en notant Δd la distance de laquelle se dévie transversalement une zone lumineuse lors de l'analyse d'un front d'onde déformé, α la pente locale du front d'onde et z la distance à laquelle est placé l'écran d'observation, on montre aisément la relation suivante :

$$\tan(\alpha) = \frac{\Delta d}{z}.$$

Cette relation donnant la pente locale du front d'onde en fonction du déplacement des taches, peut s'écrire, en considérant que le front d'onde varie lentement :

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\Delta d}{z}.$$

Pour connaître le front d'onde W , il suffit alors d'intégrer la relation précédente.

Profitons de cette équation pour souligner un caractère remarquable de ce concept : en effet, la quantité que l'on peut mesurer (c'est-à-dire le déplacement des taches lumineuses Δd) et la propriété du front d'onde que l'on recherche (c'est-à-dire sa dérivée) sont liées par le terme de distance z . Cela signifie donc qu'il est possible d'ajuster un paramètre afin de s'adapter au mieux au front d'onde : ainsi si les variations de phase sont faibles, on aura tout intérêt à s'éloigner afin de disposer d'un *bras de levier* z plus important ; si au contraire le front d'onde est fortement aberrant, on pourra se rapprocher. Nous ferons référence à cette propriété par le terme de sensibilité réglable (ou dynamique ajustable).

Le moyen le plus simple, proposé par Johannes Hartmann (1865–1936) est de disposer dans le faisceau dont on cherche à analyser l'onde un masque de trous. L'image est ensuite enregistrée et la déformation du maillage analysée. La figure 1.2 présente le dispositif permettant d'analyser les aberrations d'un télescope Cassegrain. La disposition des trous peut être diverse, en fonction du type d'aberration que l'on cherche à mesurer. Le masque original proposé par Hartmann, présenté en figure 1.3, était composé de trous circulaires, disposés radialement ; cette géométrie était particulièrement bien adaptée à l'étude de miroirs circulaires de télescopes. Suivirent d'autres géométries qui permettaient de s'adapter aux défauts analysés (par exemple une structure radiale rend la détection de défauts circulaires plus difficile). Citons pour mémoire la disposition hélicoïdale, et la disposition qui peut sembler la plus naturelle en vue d'un traitement numérique, la géométrie cartésienne, qui a été proposée à partir des années 1970 [1].

Notons que si l'on cherche à mesurer des faisceaux de plus petite taille et peu aberrants (par exemple un faisceau laser dont on désire étudier le front d'onde), et que l'on est par conséquent contraint à diminuer la taille des trous et à augmenter la distance z afin de disposer d'une grande sensibilité, les phénomènes de diffraction peuvent devenir plus importants donc gênants. La figure 1.4 illustre le cas où nous chercherions à vérifier la collimation d'un faisceau monochromatique en plaçant un masque de Hartmann devant un

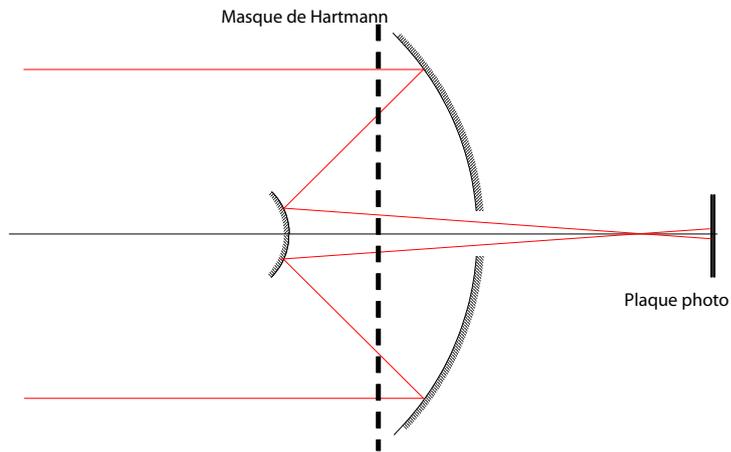


Fig. 1.2 – Configuration du test de Hartmann pour tester un télescope.

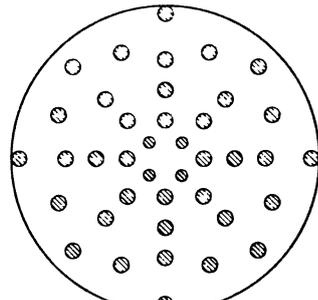


Fig. 2.

Fig. 1.3 – Masque de trous proposé par Hartmann en 1904. Extrait de [2].

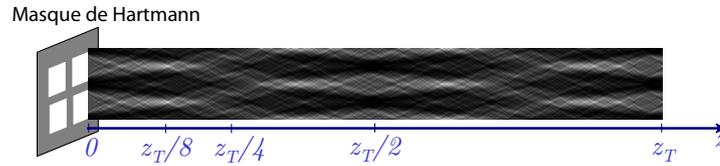


Fig. 1.4 – Illustration de la propagation de l’intensité après une période d’un écran de Hartmann.

capteur : après une zone de pseudo-focalisation (à la distance notée $z_T/8$), la diffraction rend, périodiquement, la distinction des taches impossible (le premier phénomène de brouillage des taches apparaît à la distance notée $z_T/4$). D’autre part, une inversion de contraste à la distance notée $z_T/2$ rend l’interprétation du test délicate.

Notons que l’évolution de la figure d’intensité, présentant successivement des pseudo-focalisations et des inversions de contraste peut s’expliquer par l’effet Talbot. Ce phénomène, connu également sous le nom de phénomène d’auto-imagerie, décrit la formation de pseudo-images ou *auto-images*, c’est-à-dire de plans où l’intensité est strictement identique à celle dans le plan de l’objet périodique diffractant, le tout sans optique. Le terme de pseudo-image est employé à la place du terme image car il n’y a pas de conjugaison réelle entre les points de la pseudo-image et ceux de l’objet. Il s’agit en réalité d’un phénomène d’interférences d’ondes créées par la diffraction par l’objet diffractant. Ce champ d’interférences présente alors des zones d’interférences constructives qui reproduisent à l’identique le champ observé tout de suite après l’objet. Les plans d’imagerie (ou d’*auto-imagerie* faudrait-il écrire) se situent à des intervalles réguliers ; la première distance après l’objet est appelée distance de Talbot z_T :

$$z_T = \frac{2p^2}{\lambda},$$

où p désigne la période de l’objet, et λ la longueur d’onde de la source. Cet effet, bien que connu depuis les années 1830, a engendré bon nombre d’applications ces dernières années [3, 4].

Le test de Hartmann donna naissance à des variations, spécifiquement imaginées pour s’adapter à de nouveaux domaines d’application. La plus connue est sans doute le Shack-Hartmann, décrit *a posteriori* dans [5], qui consiste à remplacer l’écran de trous de Hartmann par une matrice de microlentilles (cf. figure 1.5). Le but de l’opération était tout d’abord de concentrer le flux (l’application originale était l’imagerie de satellites depuis le sol), et ainsi gagner en précision de localisation de la tache (on remplace alors une tache assez large de faible intensité produite par une ouverture, par un point beaucoup plus lumineux au foyer de la lentille). En contrepartie, la sensibilité de cet analyseur est dorénavant fixée par la distance focale des microlentilles : en effet le plus petit défaut de pente $\delta\alpha$ sur le front d’onde que l’on peut percevoir est lié au plus petit déplacement δd que l’on peut enregistrer par : $\delta\alpha = \delta d/f$ où f est la matrice des microlentilles. Le test de Hartmann original dispose, dans une certaine mesure (c’est-à-dire tant que la diffraction ne devient pas prépondérante), d’une plage d’accordabilité de sensibilité obtenue

en déplaçant le plan d'observation par rapport à l'écran de trous. Évolution majeure du test de Hartmann, le Shack-Hartmann est devenu un élément incontournable – presque au point d'en faire oublier son ancêtre – dans de nombreuses applications, allant de l'astronomie au contrôle optique, en passant par l'ophtalmologie [5].

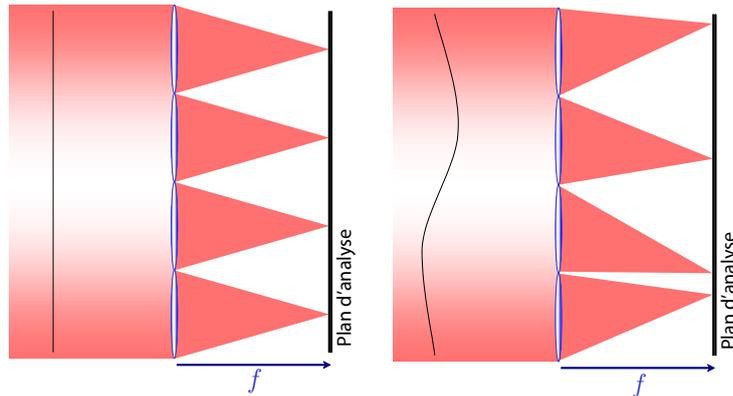


Fig. 1.5 – Le Shack-Hartmann, évolution du masque de Hartmann. Les ouvertures du masque classique sont remplacées par des microlentilles de longueur focale f . La déformation du front d'onde, matérialisée par le trait plein dans les faisceaux, induit un déplacement des taches focales au foyer des microlentilles (schéma de droite).

1.2 Le Masque de Hartmann Modifié (MHM)

1.2.1 Tableaux non-diffractants

Une nouvelle variation sur le thème de Hartmann¹ a récemment vu le jour. Deux idées fortes distinguent ce descendant du test de Hartmann, du Shack-Hartmann succinctement décrit précédemment : tout d'abord l'idée est de retrouver et d'améliorer le caractère accordable de la sensibilité avec le déplacement du plan d'analyse, et dans un second temps d'améliorer la résolution d'analyse en optimisant le nombre de pixels utilisés lors de l'acquisition.

Le concept proposé par Primot et Guérineau [7] repose sur la notion de faisceaux *non-diffractants* [8]. Derrière cette appellation se cache une catégorie de faisceaux ayant la propriété suivante : la répartition transverse de l'éclairement ne varie pas au cours de la propagation du faisceau. Il est relativement aisé de démontrer que le faisceau le plus simple ayant cette propriété est tel que sa répartition d'éclairement est une fonction de Bessel d'ordre zéro, $J_0(x, y)$ [8] ; ainsi, après la création d'une telle répartition d'éclairement, en tout plan qui suit, nous retrouvons un faisceau dont l'intensité est une fonction de Bessel. En réalité, l'objet créant ce faisceau (qu'on appelle alors objet *non-diffractant*) diffracte bel et bien des ondes qui interfèrent ; les zones d'interférences constructives sont alors réparties toujours de la même manière en chaque plan d'observation le long de l'axe de propagation. Ceci est un cas

¹Cette expression est reprise d'un article de F. Roddier [6], qui est – aux dires des inventeurs de ce qui va suivre – une source majeure d'inspiration !

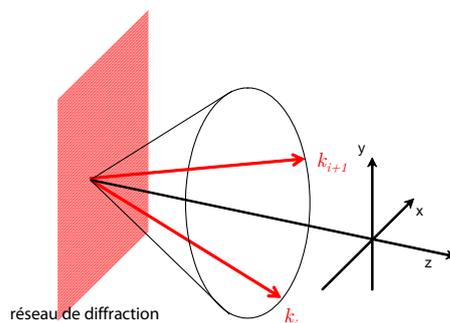


Fig. 1.6 – Représentation de deux vecteurs d'onde k_i et k_{i+1} dont les ondes créent un tableau non-diffractant.

particulier d'auto-imagerie, où en chaque plan d'observation on peut observer une auto-image de l'objet.

Dans la famille des objets non-diffractants, il est possible de distinguer un cas particulier : lorsque l'objet non-diffractant est périodique ou bi-périodique, on parlera alors de *tableaux non-diffractants* [9]. Par conséquent, un tableau non-diffractant génère un maillage de faisceaux non-diffractants et peut donc être vu comme un générateur de pinceaux lumineux insensibles à la diffraction. Ceci nous rapproche alors du test original de Hartmann : au lieu d'utiliser un masque de trous afin de créer, par effet d'ombrage, un maillage de points lumineux, on peut – avantageusement – générer un tableau de pinceaux lumineux non-diffractants : avantageusement puisque, comme nous l'avons souligné, si l'on cherche à diminuer la taille des trous du masque de Hartmann, les effets de diffraction finissent par devenir limitants. Or dans le cas de l'utilisation d'un tableau non-diffractant, nous ne sommes plus limités en ce sens, comme le nom le suggère, et renouons avec le caractère pleinement réglable de la sensibilité avec le déplacement du plan d'analyse.

La question est alors de générer un tel tableau non-diffractant. On peut montrer [4] qu'un tableau non-diffractant peut être généré par l'interférence de n ondes, si tant est que le déphasage entre les n ondes est constant en fonction de la propagation. Concrètement, cela se traduit par le fait que l'extrémité des vecteurs d'onde k_i ($i \in \{1, \dots, n\}$) de chacune des n ondes se situe sur un cercle, comme l'illustre la figure 1.6.

Le plus simple champ non-diffractant repose sur l'interférence de deux ondes dont les vecteurs d'onde sont inclinés symétriquement par rapport à l'axe optique (cf. figure 1.7). En effet, les zones d'interférences constructive et destructive, du fait de la parfaite symétrie du système seront toujours à la même place ; l'éclairement sinusoïdal résultant de l'interférence sera donc invariant par propagation. Ce tableau non-diffractant est donc périodique selon l'une des directions, et invariant selon la direction orthogonale.

Un tel interféromètre, générant deux ondes inclinées, peut être réalisé de nombreuses façons : interféromètre à base de miroirs, du type Michelson ou Mach-Zehnder, ou bien de réseau de diffraction.

Dans la suite nous nous intéressons de plus près à la génération d'un tableau non-diffractant par un réseau de diffraction ; nous notons alors $t(x, y)$ la transmittance complexe d'un réseau de diffraction. On considère donc que

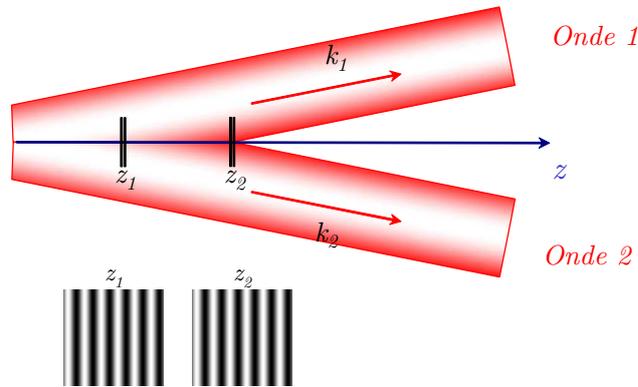


Fig. 1.7 – Le plus simple champ non-diffractant peut être réalisé grâce à l'interférence de deux ondes de vecteurs d'onde k_1 et k_2 symétriques par rapport à l'axe optique z ; le champ de franges sinusoidales est alors le même quel que soit le plan d'analyse z_1 ou z_2 .

celui-ci introduit une modulation d'amplitude ainsi qu'une modulation de phase :

$$t(x, y) = T(x, y) \exp(i\phi(x, y)),$$

la fonction T sera alors appelée transmission et ϕ déphasage.

Considérons alors un réseau de diffraction dont la transmittance $t(x, y)$ est purement sinusoidale : $t(x, y) = \sin(x)$, nous serons alors en présence de deux ordres diffractés qui vérifient les propriétés de symétrie mentionnées. Pour accéder à un tableau non-diffractant de géométrie cartésienne comme l'était le masque de Hartmann, le plus simple est donc d'utiliser quatre ordres diffractés, dont les extrémités des vecteurs d'onde sont répartis régulièrement sur un cercle. Le réseau de diffraction associé est donc sinusoidal de période p dans les deux directions x et y orthogonales :

$$t(x, y) = \sin\left(\frac{2\pi x}{p}\right) \cdot \sin\left(\frac{2\pi y}{p}\right).$$

La figure 1.8 présente le résultat d'une simulation : une onde plane incidente arrive sur un réseau de diffraction tel que sa transmission est sinusoidale dans deux directions orthogonales (dans la suite nous parlerons alors de transmission *bi-sinusoidale*) ; nous observons alors la coupe de l'éclairement derrière le réseau en fonction de la distance de propagation z . Nous sommes bien en présence de deux pincesaux lumineux, résultant de l'interférence de quatre ondes, sur lesquels la propagation ou la diffraction ne semblent avoir aucune prise. À titre de comparaison, en haut de la figure, nous rappelons la propagation d'une onde plane après diffraction par un masque de Hartmann.

Nous avons donc finalement un objet permettant de générer des pincesaux lumineux, dont la propagation semble insensible à la diffraction. Semble seulement, puisque leur création repose, rappelons-le, sur la diffraction de plusieurs ondes, et résulte de leur interférence. Cet objet permet donc de généraliser la mesure de la phase d'une onde par un masque du type de celui utilisé pour le test de Hartmann, sans être limité par les effets d'annulation de contraste dus à la diffraction. Lors de l'évaluation d'une optique, par exemple,

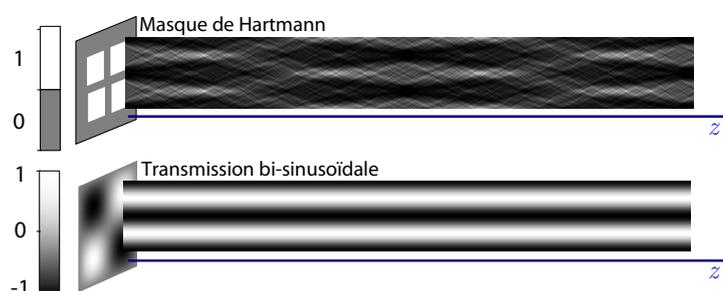


Fig. 1.8 – Propagation après un masque de Hartmann (en haut) et après une transmittance bi-sinusoidale (en bas). Le caractère non-diffractant permet de canaliser l'énergie dans des pinces lumineuses.

le résultat observé après la transmittance bi-sinusoidale s'approche donc du *spot diagram*, utilisé dans les logiciels de conception optique : pour évaluer la qualité optique d'un système, le logiciel calcule la traversée de celui-ci par des rayons lumineux (opération connue sous le nom de tracé de rayons ou *ray tracing*) et présente, dans le plan focal généralement, leurs intersections avec un plan d'observation. Le réseau de transmission bi-sinusoidal permet donc de s'approcher de l'objet théorique qu'est le rayon lumineux. À titre d'exemple, la figure 1.9 illustre la similitude entre d'une part la figure d'intensité obtenue après un masque de Hartmann modifié et d'autre part le résultat d'un calcul de tracé de rayon (*spot diagram*) que fournirait un logiciel de conception optique pour une forte aberration sphérique.

Notons cependant une limite du procédé que nous venons de décrire par rapport au test de Hartmann dans sa forme originale. En effet, si l'écran de Hartmann pouvait s'accommoder d'une géométrie non-périodique, puisque le motif observé résultait d'un effet d'ombrage dû aux ouvertures, il est en revanche nécessaire d'avoir un motif bi-périodique si l'on veut bénéficier du phénomène de canalisation de l'énergie, créé rappelons-le par un *tableau* non-diffractant.

1.2.2 Achromatisme des tableaux non-diffractants à base de réseau

À ce point du raisonnement, soulignons une propriété essentielle des tableaux non-diffractants générés grâce à un réseau de diffraction. Il est connu que le sinus de l'angle de sortie α_d des ordres est proportionnel à la longueur d'onde. Or le front d'onde est basculé, et le basculement est directement lié à l'angle : $W = \alpha_d u$ où u est la direction de basculement. La phase de l'onde, $2\pi W/\lambda$, ne dépend donc pas de la longueur d'onde.

Par conséquent, chaque onde de longueur d'onde différente, diffractée dans un ordre aura au final la même phase, et contribuera donc à la figure d'interférence de manière équivalente. Ainsi, la phase est définie pour les ordres, et ne dépend pas de la longueur d'onde. Ceci se traduit donc par un interférogramme qui est achromatique, c'est-à-dire que la période et la position des franges ne dépendent pas de la longueur d'onde. Le chromatisme du réseau compense donc le chromatisme introduit lors de la propagation.

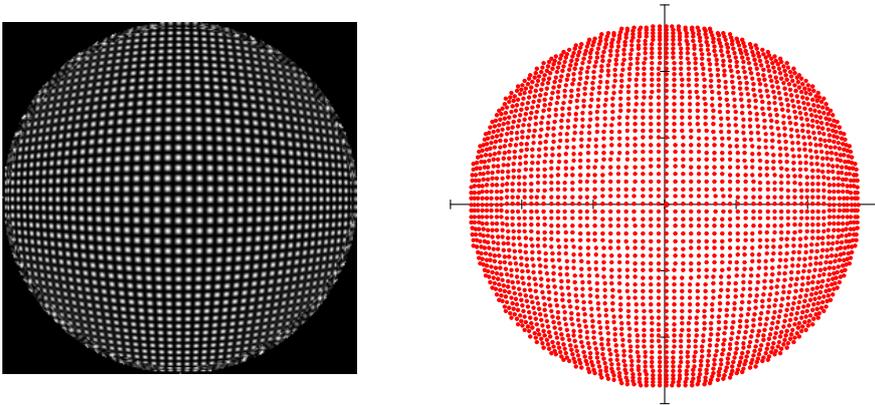


Fig. 1.9 – Analyse d’une aberration sphérique du 3^e ordre par la technique du masque de Hartmann modifié (à gauche) et par un tracé de rayons, tel que le ferait un logiciel de conception optique (à droite).

Dans le cas simple de tableau non-diffractant générant des pinceaux lumineux du paragraphe précédent, cette propriété se traduit par le fait qu’il est possible de générer ces pinceaux lumineux même si la lumière est polychromatique, voire blanche. L’intérêt majeur est alors de bénéficier d’un rapport signal-à-bruit plus favorable que lors d’une analyse monochromatique, dans le cas d’une application où le flux n’est pas important. Cette propriété sera mise à profit lors de l’expérimentation présentée en début du dernier chapitre.

1.2.3 Approximation

La réalisation d’un tel réseau de diffraction n’est pas triviale : en effet, il est nécessaire de coder une transmittance sinusoïdale en amplitude et en phase. Une manière de décomposer cette transmittance est de l’écrire sous la forme :

$$t(x, y) = \sin(x) \sin(y) = |\sin(x)| \cdot |\sin(y)| \cdot \text{sgn}(\sin(x, y)),$$

où sgn correspond à la fonction signe.

Il faudrait donc déposer un substrat dont la transmission est la valeur absolue d’une sinusoïde, sur un damier de phase codant le signe. La difficulté provient du caractère continûment variable de la transmission. Une manière de simplifier est de la rendre discrète, donc de réaliser une approximation à plusieurs niveaux de transmittance de la sinusoïde originale. Primot et Guérineau proposèrent dans les années 2000 [7] une approximation de cette transmittance sur trois niveaux, qui fut alors baptisée Masque de Hartmann Modifié (MHM). Les trois niveaux retenus sont les niveaux de transmittance suivants : $t_1 = 1$, $t_0 = 0$ et $t_{-1} = -1$. Le niveau de référence t_1 correspond au substrat nu. Le niveau t_0 correspond à une partie opaque du réseau et le niveau t_{-1} est réalisé grâce à un déphasage de l’onde de π par rapport à l’onde passant par le niveau t_1 de référence. Un tel déphasage est aisé à obtenir par une gravure du substrat. L’approximation est schématisée sur la figure 1.10. Ceci revient donc à superposer deux réseaux :

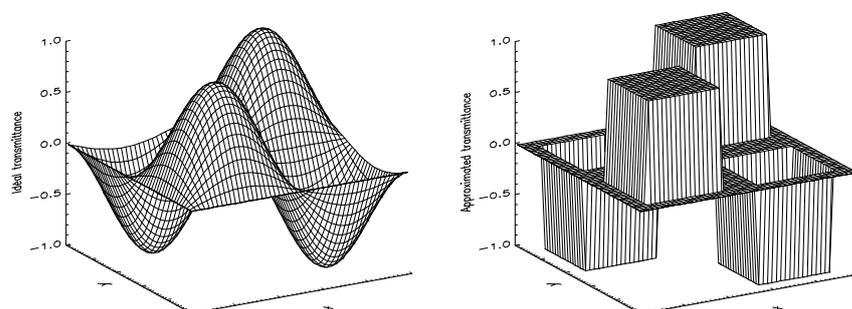


Fig. 1.10 – Approximation à trois niveaux de la transmittance bi-sinusoidale idéale.

- un réseau de phase, en damier, à deux niveaux d'épaisseur ; ce damier réalise alors les niveaux $t_{\pm 1}$;
- un réseau d'amplitude, réseau binaire soit opaque soit transparent, permettant de coder le niveau t_0 ; il s'agit donc simplement d'un classique masque de Hartmann de géométrie cartésienne.

L'effet de cette approximation se traduit par le fait qu'il n'y a pas uniquement quatre ordres de diffraction, comme ce serait le cas pour la transmittance idéale ; des ordres s'ajoutent et interfèrent avec les quatre ordres principaux. Cependant, une optimisation des périodes des réseaux de phase et d'amplitude du composant permet de rendre les quatre ordres principaux majoritaires et ainsi de diminuer considérablement l'effet des ordres parasites. Cette optimisation est détaillée dans ce qui suit.

L'effet des ordres parasites, c'est-à-dire autres que les quatre ordres principaux, est de dégrader le caractère continûment auto-imageant du tableau non-diffractant.

De la même manière que précédemment, nous présentons en figure 1.11 la propagation après un MHM, et la comparons avec le masque de Hartmann original. Certes, par rapport au cas de la transmittance parfaitement sinusoidale, nous notons des pseudo-focalisations. Cependant, contrairement au masque de Hartmann, on crée les pincesaux lumineux que nous attendions.

Terminons ce paragraphe sur une remarque. Les tableaux non-diffractants présentent la propriété d'être achromatiques. Or dans l'approximation de la transmittance bi-sinusoidale qui est faite à présent, la phase est créée par une gravure d'une certaine épaisseur et par conséquent n'est pas la même à toutes les longueurs d'onde. Le MHM est donc optimisé pour une certaine longueur d'onde et revêt un caractère chromatique. Sur la figure précédente (figure 1.11), nous avons tracé la propagation à une longueur d'onde et noté la présence de pseudo-focalisations. Comme pour le test de Hartmann, leur position est régie par l'effet Talbot, et dépend donc de la longueur d'onde. Cependant, vu que l'énergie est localisée, le chromatisme n'est pas gênant ; de manière surprenante il est même bénéfique : en effet, si dans le cas du masque de Hartmann, la largeur spectrale de la source se traduisait par un brouillage rapide des franges, dans le cas du MHM, elle nous rapproche du cas idéal (présenté sur la figure 1.8). Il est en effet facile d'imaginer que la superposition de sur-intensités à des distances z différentes permet d'unifier l'intensité du pinceau lumineux. Il est donc notable que le travail en lumière blanche

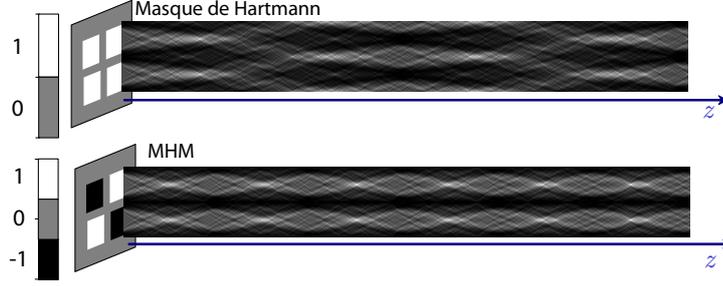


Fig. 1.11 – Propagation après un masque de Hartmann (en haut) et après l'approximation à trois niveaux, dite MHM (en bas). Même s'il y a encore périodiquement des surintensités, l'énergie est dans le dernier cas canalisée.

améliore l'approximation de la transmittance bi-sinusoidale.

1.2.4 Règles de conception d'un MHM

Nous avons un réseau de phase en damier, de période $2p_{int}$ et un masque de Hartmann, dont nous nous proposons de déterminer l'ouverture optimale.

Pour cela, notons t_{MHM} la transmittance idéale du MHM. On peut alors l'exprimer comme la convolution de deux fonctions : une masse de Dirac (c'est-à-dire un peigne de Dirac selon les deux dimensions) alternée et une fonction rectangle $[4, 10]$:

$$t_{MHM}(x, y) = \text{III}_{p_{int}, p_{int}}(x, y) \exp\left(\frac{i\pi(x+y)}{p_{int}}\right) * \Pi_{a,a}(x, y),$$

où $\text{III}_{p_{int}, p_{int}}(x, y)$ désigne la masse de Dirac de période p_{int} selon les deux directions x et y , $\Pi_{a,a}(x, y)$ la fonction porte de largeur a selon les deux directions et $*$ l'opérateur convolution.

Le spectre de cette transmittance s'écrit alors comme le produit de deux fonctions : une masse de Dirac traduite par rapport à la fréquence $(0, 0)$ et la transformée de Fourier de la fonction porte de largeur a qui est la fonction sinus cardinal définie comme $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$. De cette manière, nous avons :

$$\tilde{t}_{MHM}(\mu, \nu) = \left(\text{III}_{\frac{1}{p_{int}}, \frac{1}{p_{int}}}(x, y) * \delta\left(\mu - \frac{1}{2p_{int}}, \nu - \frac{1}{2p_{int}}\right) \right) \text{sinc}(\pi\mu a) \text{sinc}(\pi\nu a),$$

en notant μ et ν les variables conjuguées de x et y (donc les fréquences spatiales selon ces directions) et δ la distribution de Dirac.

Il est alors possible de choisir l'ouverture a de manière à ce que le zéro de la fonction sinus cardinal annule les premiers ordres parasites créés par la masse de Dirac. Nous annulons ces ordres parasites, car du fait de leur proximité fréquentielle avec les ordres principaux, leur interférence avec ceux-ci créerait des franges dont la période serait proche de celle des franges principales. Les autres franges résultant de l'interférence entre ordres parasites, vu l'atténuation des ordres grâce au sinus cardinal, auront une intensité beaucoup plus faible et/ou une fréquence plus élevée, et ne seront donc pas gênantes. Il suffit

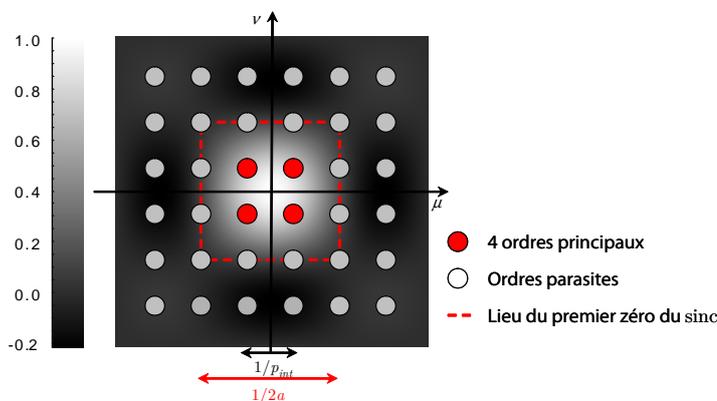


Fig. 1.12 – Spectre de la transmittance du MHM : masse de Dirac multipliée par la fonction $\sin(\pi x a)/(\pi x a)$.

alors de choisir :

$$\frac{1}{a} = \frac{3}{2p_{int}}$$

soit :

$$a = \frac{2p_{int}}{3}$$

Ceci est schématisé sur la figure 1.12, où l'on représente la masse de Dirac superposée à la fonction $\text{sinc}(\pi\mu\frac{2p_{int}}{3})\text{sinc}(\pi\nu\frac{2p_{int}}{3})$. Le réseau MHM aura donc une période $p_r = 2 \cdot p_{int}$.

1.3 Description interférométrique de l'IDQL

Dans ce qui précède, nous avons introduit une évolution du masque de Hartmann, appelée masque de Hartmann modifié (MHM), permettant de générer, grâce à la diffraction par un réseau, un tableau de pinceaux lumineux insensibles à la propagation. Cette description géométrique, agréable pour décrire le phénomène, souffre cependant d'un manque : il est difficile d'exprimer la figure d'intensité obtenue après le masque sous une forme analytique ou de la simuler. Or fondamentalement, la technique du test de Hartmann modifié, bien que décrite géométriquement précédemment, repose sur l'interférence de quatre ondes principales. Il est donc possible de décrire le test de Hartmann modifié de manière interférométrique. C'est ce que nous nous attachons à faire dorénavant.

1.3.1 L'interférométrie à décalage quadri-latéral (IDQL)

L'interférence après le MHM résulte du mélange de quatre ondes décalées d'une quantité s selon les axes x et y . La figure 1.13 précise la géométrie retenue. Par conséquent, le MHM constitue un interféromètre à quatre ondes à base de réseau : le réseau MHM a alors comme rôle de répliquer le front d'onde incident que l'on cherche à analyser en quatre répliques. Chaque réplique se propage alors selon un axe incliné par rapport à l'axe optique, et s'écarte des autres répliques, au fur et à mesure de la propagation.

Le fait de dupliquer le front d'onde à analyser rapproche l'interféromètre à base du réseau MHM d'une catégorie bien connue d'analyseurs interférométriques de surfaces d'onde, que sont les interféromètres à décalage latéral. Puisque le MHM diffracte quatre répliques du front d'onde incident, nous désignerons l'interféromètre ainsi créé par le terme d'*interféromètre à décalage quadri-latéral* ou IDQL. Afin de préciser la modélisation de l'interféromètre, les principes généraux de l'interférométrie à décalage latéral sont à présent rappelés.

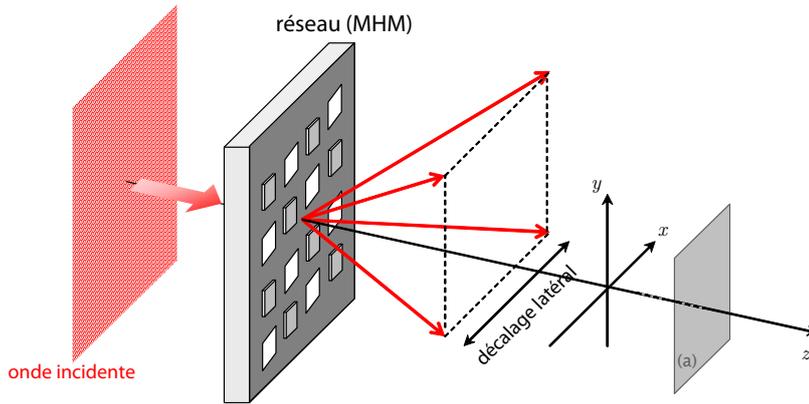


Fig. 1.13 – Schéma général de l'interféromètre à décalage quadri-latéral (IDQL) : le MHM diffracte principalement quatre répliques de l'onde incidente, dont on représente ici les vecteurs d'onde, décalés selon les axes x et y . L'interférogramme créé est enregistré dans le plan (a) , à une certaine distance z du réseau.

1.3.2 L'interférométrie à décalage latéral (IDL)

La technique de l'interférométrie à décalage latéral est une technique bien connue [11], puisqu'elle est couramment et depuis longtemps utilisée pour contrôler des éléments optiques (lentilles, miroirs...), vérifier la collimation de faisceaux laser...

La technique repose sur un principe simple : la mesure de la dérivée d'un front d'onde $W(x, y)$ peut être faite en faisant interférer deux répliques de ce même front d'onde faiblement décalées latéralement. En effet, si l'on considère le cas où l'on fait interférer deux répliques décalées d'une quantité s selon l'axe des x , l'interférogramme sera alors fonction de :

$$\Delta W(x, y) = W\left(x - \frac{s}{2}, y\right) - W\left(x + \frac{s}{2}, y\right).$$

Si l'on suppose à présent que le décalage s est faible par rapport à la variation spatiale (selon x) de l'onde à analyser, il est classique de faire l'approximation au premier ordre suivante :

$$W\left(x + \frac{s}{2}, y\right) = W(x, y) + \frac{s}{2} \frac{\partial W}{\partial x} + o(x).$$

De cette manière, on peut donc écrire la différence des fronts d'onde – au

premier ordre – comme :

$$\Delta W(x, y) = s \frac{\partial W}{\partial x} + o(x).$$

En faisant cette approximation, nous sommes donc en mesure de retrouver, grâce à un traitement de l'interférogramme, la dérivée d'un front d'onde inconnu. Nous retrouvons donc une relation du même type que celle obtenue par raisonnement purement géométrique lors de la présentation du test de Hartmann.

1.3.3 Génération des répliques

Générer deux répliques de front d'onde décalées peut se faire de différentes manières : les dispositifs proposés sont extrêmement variés. D'une manière générale, il paraît judicieux de distinguer deux catégories d'interféromètres à décalage latéral, en fonction de la direction des vecteurs d'onde \vec{k}_1 et \vec{k}_2 des deux répliques de la surface d'onde que l'on cherche à mesurer :

- dans un cas, ces vecteurs d'onde auront la même direction, les répliques se propagent alors parallèlement ;
- dans le second cas, les répliques du front d'onde subissent un basculement (ou *tilt*) et s'écartent lors de la propagation.

Ces deux cas de figure sont représentés sur la figure 1.14.

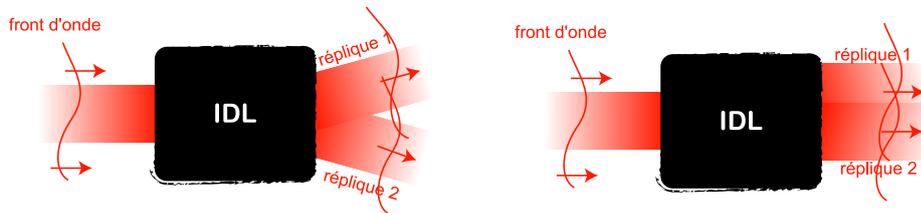


Fig. 1.14 – Systèmes de duplication de l'onde incidente : les répliques peuvent être basculées (à gauche) ou parallèles (à droite).

La différence fondamentale entre ces deux catégories se situe au niveau de leur sensibilité aux fluctuations d'intensité sur l'onde que l'on analyse. En effet, dans le cas des répliques parallèles, une variation dans l'intensité du faisceau à analyser sera interprétée comme une variation de phase. Afin de s'affranchir de cette confusion, l'un des moyens classiques est d'adjoindre une modulation temporelle [12]. De cette manière, on ajoute un terme variant temporellement à la fréquence f à la différence des fronts d'onde $\Delta W(x, y)$:

$$\Delta W_{\text{mod}}(x, y) = \Delta W(x, y) + 2\pi ft.$$

Une détection hétérodyne permet ensuite d'extraire de l'interférogramme uniquement les variations dues à la variation de phase, donc $\Delta W(x, y)$. Cette opération revient à ajouter une porteuse, qui va décaler spectralement le signal utile de la fréquence nulle. En revanche, si les franges sont présentes même lors de l'analyse d'un front d'onde plan, comme c'est le cas avec un interféromètre à deux répliques inclinées, la modulation temporelle est naturellement

remplacée par cette modulation spatiale. Ainsi, les fluctuations d'intensité du faisceau incident n'ont pas d'influence sur la mesure du front d'onde déduite de l'interférogramme, dans la mesure où elles sont caractérisées par une période spatiale bien supérieure à celle de la porteuse.

De nombreux dispositifs ont été et sont encore proposés pour générer les répliques. Citons quelques dispositifs majeurs, dont une revue plus exhaustive peut se trouver dans [13]. L'IDL le plus simple est sans doute la lame à faces planes et parallèles ou très légèrement prismatique, également connue sous le nom de *lame de shearing* [14]. C'est un test particulièrement simple permettant de tester la collimation d'un faisceau laser [15]. En effet, on peut facilement remonter, en mesurant l'inclinaison des franges et l'interfrange, au rayon de courbure de l'onde analysée. Des variations ont également été proposées sur la base d'un interféromètre de Michelson à coin de cubes [16], d'un interféromètre de Mach-Zehnder, ou d'éléments biréfringents (prisme de Wollaston, compensateur de Babinet, lame de Savart...). Enfin, un pan entier de dispositifs repose sur la diffraction par un réseau – le système présenté ici en fait partie. Citons en exemple le réseau le plus connu : la mire de traits ou mire de Ronchi. Ce réseau, et le test optique qui porte le même nom, a été analysé dans la revue historique qu'a faite V. Ronchi [17]. Cette mire diffracte plusieurs ordres ; en choisissant la bonne distance d'observation, seuls les ordres zéro et ± 1 interfèrent². Une figure d'interférence est simulée sur la figure 1.15. Un système de filtrage spatial peut d'ailleurs facilement se mettre en place afin de ne conserver que les ordres ± 1 et ainsi faire un IDL (à deux ondes) *parfait*.

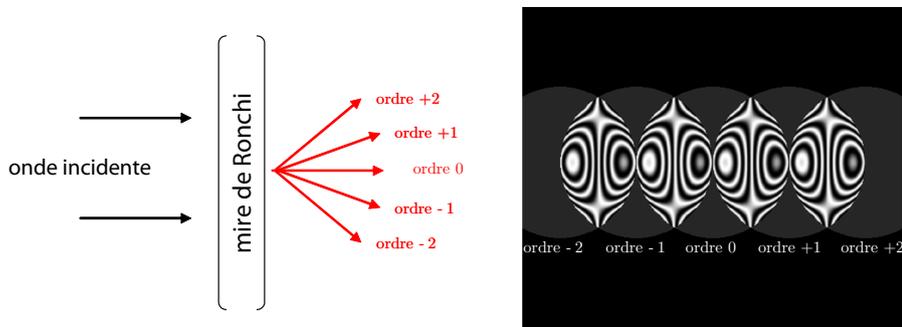


Fig. 1.15 – Illustration de la diffraction par une mire de Ronchi. À droite, un interférogramme simulé est présenté dans le cas où les ordres ± 1 sont tangents. Le front d'onde initial est une forte aberration sphérique du 3^e ordre. L'allure des franges rappelle celle observée en présence de coma avec un interféromètre de Fizeau ; la coma est en effet la dérivée de l'aberration sphérique selon une direction donnée.

1.3.4 L'interférométrie à décalage multi-latéral

La technique de l'interférométrie à base de deux répliques décalées latéralement, décrite précédemment, fait apparaître la dérivée selon la direction de décalage latéral. Pour connaître le front d'onde $W(x, y)$, il est donc nécessaire d'intégrer la mesure de dérivée selon x . Il serait envisageable – à rapport

²Notons toutefois que le test de Ronchi à proprement parlé, fait intervenir un réseau de lecture. Il y a donc un phénomène de battement (moiré) qui s'ajoute à l'interférence pure des ordres.

signal-à-bruit infini – de procéder de manière itérative, en utilisant une suite définie sur le tableau des $N \times N$ mesures de la dérivée en x :

$$W(x_{i+1}, y_j) = W(x_i, y_j) + s \frac{\partial W}{\partial x}(x_i, y_j), \quad \forall i, j \in \{0, \dots, N-1\}.$$

Il suffirait alors de connaître une condition aux limites (c'est-à-dire la première colonne pour avoir les y_j) pour reconstruire le front d'onde. Cependant, il est inéluctable, en présence de bruit, que la solution trouvée s'écarte du front d'onde original. En effet, les imprécisions sur chaque mesure vont s'ajouter les unes aux autres, et fausser le résultat.

Pour contourner ce problème, il est donc nécessaire d'adjoindre une seconde dérivée. En effet, pour chaque point du tableau de phase, seront alors définis deux chemins pour y parvenir. Ceci est schématisé sur la figure 1.16 : pour construire le point de phase $\varphi_{i+1, j+1}$, on a deux possibilités :

$$\varphi_{i+1, j+1} = \varphi_{i, j} + s \frac{\partial W}{\partial x} \Big|_{i, j} + s \frac{\partial W}{\partial y} \Big|_{i+1, j},$$

ainsi que :

$$\varphi_{i+1, j+1} = \varphi_{i, j} + s \frac{\partial W}{\partial x} \Big|_{i, j+1} + s \frac{\partial W}{\partial y} \Big|_{i, j}.$$

L'erreur commise en parcourant ces deux chemins est donc « moyennée », du moins elle ne se propage plus, et l'incertitude sur l'évaluation de la phase $\varphi_{i+1, j+1}$ est moins grande. Du point de vue de la précision de mesure, il est donc nécessaire de travailler avec plus d'une dérivée.

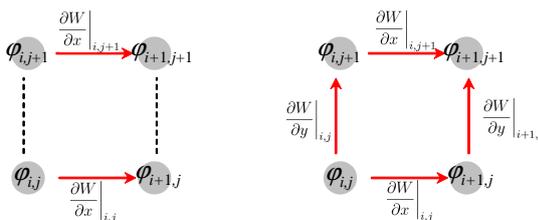


Fig. 1.16 – Reconstruction des points de phase $\varphi_{i,j}$, $\varphi_{i,j+1}$, $\varphi_{i+1,j}$, $\varphi_{i+1,j+1}$ à partir des dérivées en x (à gauche), et à partir des dérivées en x et y (à droite).

C'est ainsi que l'IDQL permet de reconstruire de manière plus robuste un front d'onde inconnu. Historiquement, l'interféromètre à décalage tri-latéral (utilisant trois répliques du front d'onde incident) a été le premier décrit [18], puis rapidement généralisé [19, 20]. Cet interféromètre est encore utilisé dans plusieurs domaines, en particulier pour les lasers intenses [21, 22, 23, 24, 25]. Cependant la création de trois répliques était d'un point de vue pratique moins facile à réaliser, et a donc naturellement évolué vers l'IDQL.

2 Utilisation de l'IDQL : de l'interférogramme au front d'onde

Nous avons présenté la modélisation interférométrique du test optique à base de MHM, appelé alors IDQL. La description interférométrique permet d'exprimer de manière simple le champ créé par un IDQL. À partir de cette expression, nous montrerons alors comment extraire l'information (à savoir les dérivées du front d'onde) d'un interférogramme.

2.1 Expression de l'intensité

L'intensité après le réseau diffractant MHM résulte majoritairement de l'interférence de quatre ondes inclinées. En notant les vecteurs d'ondes $\vec{k}_{i,j}$ avec $i, j \in \{-1, 1\}$ de module $k = 2\pi/\lambda$ (cf. la figure 1.17 pour les notations) et en utilisant la notation suivante :

$$\begin{cases} W_{+1,+1} = W\left(x + \frac{s}{2}, y + \frac{s}{2}\right) \\ W_{+1,-1} = W\left(x + \frac{s}{2}, y - \frac{s}{2}\right) \\ W_{-1,+1} = W\left(x - \frac{s}{2}, y + \frac{s}{2}\right) \\ W_{-1,-1} = W\left(x - \frac{s}{2}, y - \frac{s}{2}\right) \end{cases},$$

avec s le décalage latéral, l'intensité après le MHM s'écrit :

$$I(x, y) = \sum_{i,j \in \{-1,1\}} e^{i\vec{k}_{i,j} \cdot \vec{r}} e^{ikW_{-i,-j}} \times \left(\sum_{i,j \in \{-1,1\}} e^{i\vec{k}_{i,j} \cdot \vec{r}} e^{ikW_{-i,-j}} \right)^*,$$

où $*$ indique le conjugué de la quantité complexe et \vec{r} le vecteur position (x, y, z) . Après développement et simplification de cette expression, l'intensité (donc l'interférogramme) est décrite par l'expression :

$$\begin{aligned} I(x, y) = & 4 + 2 \cos \left((\vec{k}_{1,1} - \vec{k}_{1,-1}) \cdot \vec{r} + kW_{-1,-1} - kW_{-1,+1} \right) \\ & + 2 \cos \left((\vec{k}_{1,1} - \vec{k}_{-1,-1}) \cdot \vec{r} + kW_{-1,-1} - kW_{1,1} \right) \\ & + 2 \cos \left((\vec{k}_{1,1} - \vec{k}_{-1,1}) \cdot \vec{r} + kW_{-1,-1} - kW_{1,-1} \right) \\ & + 2 \cos \left((\vec{k}_{1,-1} - \vec{k}_{-1,-1}) \cdot \vec{r} + kW_{-1,1} - kW_{1,1} \right) \\ & + 2 \cos \left((\vec{k}_{1,-1} - \vec{k}_{-1,1}) \cdot \vec{r} + kW_{-1,1} - kW_{1,-1} \right) \\ & + 2 \cos \left((\vec{k}_{-1,-1} - \vec{k}_{-1,1}) \cdot \vec{r} + kW_{1,1} - kW_{1,-1} \right). \end{aligned}$$

En considérant que la phase varie plus lentement que le décalage latéral, on peut écrire les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} kW_{-1,-1} - kW_{1,-1} &= kW_{-1,1} - kW_{1,1} \\ kW_{-1,-1} - kW_{1,-1} &= kW_{1,-1} - kW_{1,1}. \end{aligned}$$

Ceci est illustré, pour une direction, sur la figure 1.18. Cette approximation revient à considérer que le front d'onde est plan à l'échelle du décalage latéral. Si ce n'est pas le cas, on aura donc un *filtrage* des fréquences spatiales

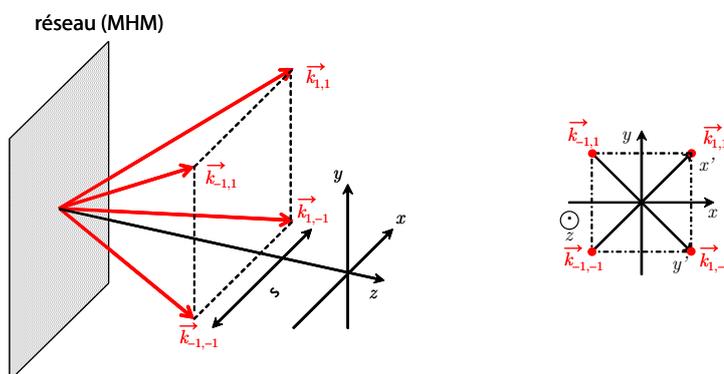


Fig. 1.17 – Notations utilisées pour les ordres de diffraction de vecteurs d'onde $\vec{k}_{i,j}$.

concernées : les deux différences sont prises en compte, et l'interférogramme est alors sensible à la moyenne des deux. Ce regroupement est néanmoins nécessaire et représentatif car il indique le déphasage selon les mêmes directions (selon l'axe x pour la première égalité et selon y pour la seconde), comme il est montré à présent.

Pour plus de simplicité, introduisons à présent les notations suivantes, qui décrivent plus explicitement les différences de phases en indiquant par x, y, x' ou y' la direction du décalage, donc de la différence de phase :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_x W = W_{-1,-1} - W_{1,-1} = W_{-1,1} - W_{1,1} \\ \Delta_y W = W_{-1,-1} - W_{1,-1} = W_{1,-1} - W_{1,1} \\ \Delta_{x'} W = W_{-1,-1} - W_{1,1} \\ \Delta_{y'} W = W_{-1,1} - W_{1,-1} \end{array} \right. ,$$

de manière à aboutir à l'expression *compacte* suivante de l'interférogramme (nous avons utilisé l'approximation paraxiale pour exprimer la différence des vecteurs d'onde), avec p_{int} la période de celui-ci :

$$I(x, y) = 4 + 4 \cos \left(\frac{2\pi x}{p_{int}} + k\Delta_x W \right) + 4 \cos \left(\frac{2\pi y}{p_{int}} + k\Delta_y W \right) \\ + 2 \cos \left(\frac{2\pi\sqrt{2}x'}{p_{int}} + k\Delta_{x'} W \right) + 2 \cos \left(\frac{2\pi\sqrt{2}y'}{p_{int}} + k\Delta_{y'} W \right),$$

où x' et y' sont les coordonnées selon les vecteurs des axes diagonaux :

$$\left\{ \begin{array}{l} x' = \frac{x+y}{\sqrt{2}} \\ y' = \frac{x-y}{\sqrt{2}} \end{array} \right.$$

À partir de cette expression, il est possible d'utiliser l'approximation de Taylor au premier ordre, et faire ainsi apparaître les dérivées partielles du

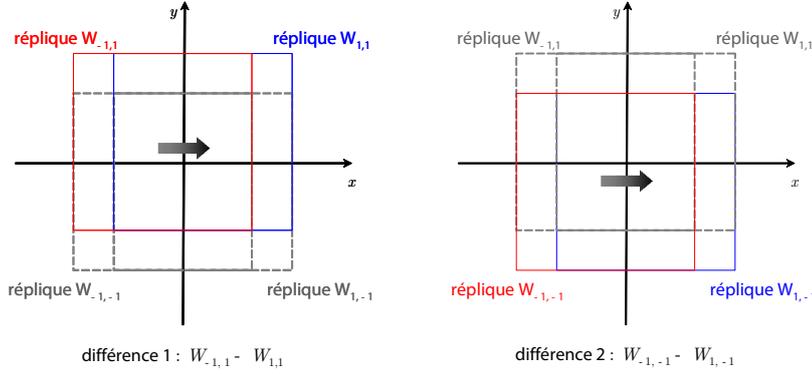


Fig. 1.18 – Illustration de l'approximation réalisée lorsque l'on écrit l'égalité $W_{-1,-1} - W_{1,-1} = W_{-1,-1} - W_{1,-1}$.

front d'onde :

$$I(x, y) = 4 + 4 \cos \left(\frac{2\pi x}{p_{int}} + ks \frac{\partial W}{\partial x} \right) + 4 \cos \left(\frac{2\pi y}{p_{int}} + ks \frac{\partial W}{\partial y} \right) + 2 \cos \left(\frac{2\pi \sqrt{2}x'}{p_{int}} + ks \sqrt{2} \frac{\partial W}{\partial x'} \right) + 2 \cos \left(\frac{2\pi \sqrt{2}y'}{p_{int}} + ks \sqrt{2} \frac{\partial W}{\partial y'} \right).$$

2.2 L'achromatisme de l'interférogramme

L'expression de l'interférogramme évoquée précédemment fait apparaître une propriété remarquable de tout interféromètre à décalage latéral à base de réseau de diffraction : l'achromatisme. En effet, dans les fonctions cosinus, seuls des termes achromatiques sont présents :

- la période p_{int} de l'interférogramme dépend uniquement de la période p du réseau p_r ;
- le produit $k \cdot s$ est achromatique puisque k et s sont respectivement inversement proportionnel et proportionnel à la longueur d'onde :

$$k \cdot s = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{2\lambda z}{p_r},$$

avec z la distance entre le réseau et le détecteur.

L'intensité ne varie par conséquent pas avec la longueur d'onde, si tant est que le défaut de phase (donc sa dérivée) est lui-même achromatique. Autrement dit, l'interfrange ne dépend pas de la longueur d'onde.

Concrètement, cette propriété autorise le MHM à être utilisé même avec une source large spectralement, ou même en lumière blanche : il n'y aura pas d'irisation des franges, donc pas de brouillage.

2.3 Extraction des dérivées

2.3.1 Procédure d'extraction des données

Dans ce paragraphe, nous présentons une technique pour extraire les dérivées à partir de l'interférogramme.

La première étape consiste à calculer la transformée de Fourier de l'interférogramme. Celle-ci se compose de neuf harmoniques :

- une harmonique zéro correspondant au terme constant de l'expression de l'interférogramme ;
- huit harmoniques s'associant par paires, correspondant aux quatre termes sinusoïdaux.

En effet, partant de la propriété suivante :

$$\text{TF}(\cos(2\pi fx + a(x))) = \text{TF}(\exp(ia(t)) * \delta(\mu - f)) + \text{TF}(\exp(-ia(t)) * \delta(\mu + f)),$$

où TF désigne la transformation de Fourier, et μ la variable conjuguée de x , on peut alors écrire, en deux dimensions, avec (μ, ν) les variables conjuguées de (x, y) :

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\mu, \nu) \propto & \delta(0, 0) + 2\text{TF}(\exp(ik\Delta_x W)) * \delta\left(\mu - \frac{1}{p_{int}}, 0\right) \\ & + 2\text{TF}(\exp(-ik\Delta_x W)) * \delta\left(\mu + \frac{1}{p_{int}}, 0\right) \\ & + 2\text{TF}(\exp(ik\Delta_y W)) * \delta\left(0, \nu - \frac{1}{p_{int}}\right) \\ & + 2\text{TF}(\exp(-ik\Delta_y W)) * \delta\left(0, \nu + \frac{1}{p_{int}}\right) \\ & + \text{TF}(\exp(ik\Delta_{x'} W)) * \delta\left(\mu - \frac{1}{p_{int}}, \nu - \frac{1}{p_{int}}\right) \\ & + \text{TF}(\exp(-ik\Delta_{x'} W)) * \delta\left(\mu + \frac{1}{p_{int}}, \nu + \frac{1}{p_{int}}\right) \\ & + \text{TF}(\exp(ik\Delta_{y'} W)) * \delta\left(\mu - \frac{1}{p_{int}}, \nu + \frac{1}{p_{int}}\right) \\ & + \text{TF}(\exp(-ik\Delta_{y'} W)) * \delta\left(\mu + \frac{1}{p_{int}}, \nu - \frac{1}{p_{int}}\right). \end{aligned}$$

Un interférogramme et sa transformée de Fourier sont illustrés sur la figure 1.19.

À partir de là, l'extraction des dérivées partielles se fait selon la procédure suivante :

1. on sélectionne les harmoniques principales à savoir :

$$H_x = \text{TF}(\exp(ik\Delta_x W)) \quad \text{et} \quad H_y = \text{TF}(\exp(ik\Delta_y W)),$$

2. on en calcule la transformée de Fourier inverse, pour obtenir les *phaseurs* P_x et P_y suivants :

$$P_x = \exp(ik\Delta_x W) \quad \text{et} \quad P_y = \exp(ik\Delta_y W).$$

3. On peut alors extraire l'argument de ces phaseurs et trouver les différences de phases $k\Delta_x W$ et $k\Delta_y W$.
4. En faisant l'approximation au premier ordre, on aboutit alors aux quantités Q_x et Q_y suivantes, proportionnelles aux dérivées partielles :

$$Q_x = ks \frac{\partial W}{\partial x} \quad \text{et} \quad Q_y = ks \frac{\partial W}{\partial y}.$$

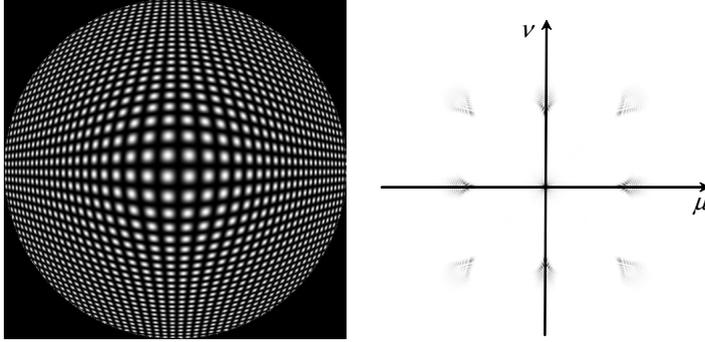


Fig. 1.19 – Interférogramme créé par une très forte aberration sphérique (à gauche), et spectre en contraste négatif (à droite). On note la présence des neuf harmoniques.

5. Une ultime simplification par le facteur ks permet d'avoir accès aux dérivées partielles du front d'onde.

Il est à noter que l'interférogramme contient d'autres informations : en effet les harmoniques croisées, c'est-à-dire correspondant aux termes :

$$\text{TF}(\exp(ik\Delta_{x'}W)) * \delta\left(\mu - \frac{1}{p_{int}}, \nu - \frac{1}{p_{int}}\right)$$

et

$$\text{TF}(\exp(ik\Delta_{y'}W)) * \delta\left(\mu - \frac{1}{p_{int}}, \nu + \frac{1}{p_{int}}\right),$$

bien qu'ayant une amplitude de moitié plus faible que les harmoniques principales, permettent d'extraire les quantités $Q_{x'}$ et $Q_{y'}$, donc les dérivées selon les directions diagonales :

$$Q_x = ks\sqrt{2}\frac{\partial W}{\partial x'} \quad \text{et} \quad Q_y = ks\sqrt{2}\frac{\partial W}{\partial y'}.$$

2.3.2 Choix de l'échantillonnage de l'interférogramme

L'illustration présentée sur la figure 1.19 est l'occasion de détailler le choix de l'échantillonnage de l'interférogramme par la matrice du détecteur, c'est-à-dire le choix optimal de la période du MHM (donc de l'interférogramme) par rapport à la taille des pixels du détecteur.

Notons p_{ech} le pas pixel du détecteur. L'interférogramme est alors enregistré sur N points séparés d'une distance p_{ech} . Lorsqu'on réalise la transformée de Fourier, le spectre de l'interférogramme est alors calculé sur N points, séparés par une différence de fréquence de $1/(Np_{ech})$. La bande spectrale correspondante est donc donnée par $1/p_{ech}$.

Par conséquent, pour avoir une zone spectrale suffisamment large de part et d'autre de l'harmonique, il est judicieux de positionner celle-ci au milieu

entre l'ordre zéro et le bord de la bande spectrale totale. Le centre de l'harmonique principal sera ainsi placé à la fréquence :

$$\mu_0 = \frac{1}{4p_{ech}}.$$

La période de l'interférogramme étant p_{int} , on a alors l'égalité suivante :

$$\begin{aligned} \frac{1}{p_{int}} &= \mu_0 \\ &= \frac{1}{4p_{ech}}. \end{aligned}$$

Afin de correctement échantillonner le signal, il est donc nécessaire de réserver quatre pixels par période de l'interférogramme. Cette condition nous permet d'optimiser le choix de la période p_r du MHM en fonction de la taille du pixel du détecteur : $p_r = 8 \cdot p_{ech}$.

Il est bon de constater que l'échantillonnage d'une sinusoïde, comme c'est le cas de l'interférogramme, est particulièrement économe en nombre de pixels (le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon³ prévoit un minimum de deux pixels par frange pour une sinusoïde parfaite, la marge que nous prenons, à savoir quatre pixels au lieu des deux, est nécessaire, compte tenu de l'élargissement spectral des harmoniques dû aux déformations de l'interférogramme). Par conséquent, cela se traduit par la possibilité de faire un grand nombre de points de mesure des dérivées d'une surface d'onde, donc de travailler avec des résolutions spatiales importantes. Par exemple, pour une matrice CCD standard de 320×256 pixels, on obtient 80×64 points de mesure.

2.4 Reconstruction d'un front d'onde à partir des dérivées

2.4.1 Généralités

Une fois extraites les dérivées partielles du front d'onde, il est nécessaire d'en déduire la phase. Les techniques de reconstructions sont nombreuses. Il était d'usage de distinguer les méthodes de reconstructions dites *zonales*, des techniques dites *modales*. Les premières reposent sur un traitement de proche en proche : l'estimation de la phase en un point est donc calculée grâce aux dérivées mesurées au voisinage de ce point. Les techniques les plus connues sont décrites dans [26, 27, 28, 29, 30].

La seconde classe de techniques de reconstruction détermine non plus directement la valeur de la phase en un point, mais la projection de la surface d'onde sur un certain nombre de *modes* A_i , c'est-à-dire un certain nombre de vecteurs extraits d'une base de la pupille considérée :

$$W = \sum_{i=1}^N a_i A_i,$$

³Le théorème d'échantillonnage peut s'énoncer de cette manière : afin de pouvoir restituer sans perte d'information un signal analogique en signal numérique, il est nécessaire de l'échantillonner à une fréquence double de la fréquence maximale contenue dans le spectre du signal. La fréquence moitié de la fréquence d'échantillonnage est appelée *fréquence de Nysquist*.

avec N le nombre de modes envisagés pour la projection du front d'onde. Un exemple typique de modes, sur lesquels faire la projection, est les polynômes de Zernike [31], qui définissent une base orthogonale des fonctions à deux variables définies sur une pupille circulaire. La détermination de la projection sur les modes se fait généralement par la méthode des moindres carrés. Avec l'apparition de techniques reposant sur la transformation de Fourier [32, 33], la distinction en deux catégories de techniques de reconstruction a perdu désormais de son sens : en effet, comme nous allons le voir, une telle reconstruction peut se voir comme une projection sur les modes que sont les exponentielles complexes (ondes planes de référence), mais le nombre de modes maximum que l'on peut obtenir est intrinsèquement lié au nombre de pixels du détecteur utilisé. D'autre part, il est toujours possible de considérer une reconstruction zonale comme une projection sur des vecteurs de dimensions $(1, N_{pix})$ où N_{pix} est le nombre de pixel de la matrice.

2.4.2 Reconstruction par moindres carrés

Nous disposons d'une information redondante (deux dérivées du même front d'onde selon les deux directions x et y par exemple). Cependant le bruit fait que les deux informations ne sont pas strictement compatibles. L'utilisation de moindres carrés permet alors de trouver une surface d'onde dont les dérivées minimisent l'écart avec les dérivées extraites de l'interférogramme.

La reconstruction modale sur N modes peut se formaliser de la manière suivante : en notant le front d'onde W selon sa décomposition sur les modes $A_i, i \in \{1, \dots, N\}$,

$$W = \sum_{i=1}^N a_i A_i,$$

il est possible de dériver cette relation selon les deux directions x et y et obtenir⁴ :

$$\frac{\partial W}{\partial u} = \sum_{i=1}^N a_i \frac{\partial A_i}{\partial u} \quad \text{avec } u \in \{x, y\}.$$

Cette relation peut se transformer en relation matricielle, qu'il est plus aisé de manipuler :

$$g = \mathcal{M}a,$$

où g et a sont des vecteurs colonnes, respectivement de taille $2N_p$ le double du nombre de points de mesure et N . La matrice \mathcal{M} est de taille $2N_p \times N$. Le vecteur colonne a contient les coefficients a_i utilisés précédemment dans la somme, et la matrice \mathcal{M} contient sur chaque colonne les vecteurs de la base choisie dérivés successivement selon l'axe x et l'axe y , et le vecteur g contient les points mesure de dérivées en x puis en y .

On peut alors estimer, aux moindres carrés, une valeur \hat{a} du vecteur a :

$$\hat{a} = ({}^t\mathcal{M} \cdot \mathcal{M})^{-1} \cdot {}^t\mathcal{M}g,$$

où la notation ${}^t\mathcal{M}$ désigne la transposée de la matrice \mathcal{M} . La matrice $({}^t\mathcal{M} \cdot \mathcal{M})^{-1} \cdot {}^t\mathcal{M}$ est connue sous le nom d'*inverse généralisé* ou *pseudo-inverse*.

⁴Puisque la dérivation est une opération linéaire, les coefficients $a_i, i \in \{0, N\}$ sont identiques dans les deux équations.

Le principe de la détermination du pseudo-inverse peut être utilisé dans l'espace de Fourier. En effet, l'opération de dérivation peut se traduire simplement dans l'espace de Fourier par :

$$\text{TF} \left(\frac{\partial W}{\partial u} \right) = 2i\pi v \tilde{W},$$

en notant v le vecteur fréquence conjugué du vecteur u dans l'espace de Fourier. Soit N_f le nombre de pixels sur lequel est enregistré l'interférogramme, le nombre de modes considéré est alors égal à N_f^2 , et le nombre de points de mesure à $2 \cdot N_f^2$ (deux dérivées de N_f^2 points). En écrivant cette relation sous forme matricielle, nous avons à présent un vecteur colonne g de taille $2N_f^2$:

$$g = \begin{pmatrix} \tilde{D}_x \\ \tilde{D}_y \end{pmatrix},$$

avec \tilde{D}_x et \tilde{D}_y deux vecteurs colonnes de taille N_f^2 contenant respectivement les transformées de Fourier des dérivées selon les deux directions x et y . Le vecteur colonne a est de taille N_f^2 ; ce n'est autre que le vecteur composé des éléments de la matrice de la transformée de Fourier du front d'onde. La matrice \mathcal{M} est de taille $2N_f^2 \times N_f^2$. La matrice \mathcal{M} est définie de la sorte :

$$\mathcal{M} = 2i\pi \begin{pmatrix} M_\mu \\ M_\nu \end{pmatrix},$$

avec M_μ et M_ν deux matrices carrées diagonales de taille $N_f \times N_f$ contenant les valeurs du vecteur fréquence v ($v \in \{\mu, \nu\}$), conjugué du vecteur fréquence u ($u \in \{x, y\}$). Ce vecteur fréquence est représenté sous la forme d'une matrice « rampe » dont les valeurs minimale et maximale correspondent, en absolu, à la valeur de la fréquence de Nysquist.

Le pseudo-inverse conduit donc à estimer la transformée de Fourier du front d'onde. On montre alors [34] que la solution est donnée par :

$$\hat{W} = \frac{1}{2i\pi} \frac{M_\mu \tilde{D}_x + M_\nu \tilde{D}_y}{M_\mu^2 + M_\nu^2}.$$

Il est possible de prendre en compte dans les moindres carrés les dérivées *croisées* (ie selon les directions x' et y'), afin d'améliorer la robustesse de la reconstruction [35]. Il faut alors pondérer ces dérivées, qui n'ont pas le même rapport signal-à-bruit que les dérivées principales.

2.4.3 Remarque sur la reconstruction par transformation de Fourier

Le raisonnement précédent a été conduit, dans l'espace de Fourier, en se fondant sur l'approximation de Taylor au premier ordre. Il est possible de développer le même formalisme en étant tout à fait général. En effet, la relation :

$$\Delta_u W = W \left(u - \frac{s}{2} \right) - W \left(u + \frac{s}{2} \right),$$

peut se transformer dans l'espace de Fourier en :

$$\text{TF}(\Delta_u W)(v) = 2i\tilde{W} \sin(\pi vs).$$

Notons à cet endroit que l'approximation de Taylor consiste à linéariser la fonction sinus. De la même manière que précédemment, on peut écrire cette relation pour les différences de phase selon les directions x et y en une relation matricielle. Nous aboutissons au final à une relation du type :

$$\widehat{W} = \frac{1}{2i} \frac{\sin(\pi s M_\mu) \text{TF}(\Delta_x W) + \sin(\pi s M_\nu) \text{TF}(\Delta_y W)}{\sin^2(\pi s M_\mu) + \sin^2(\pi s M_\nu)}.$$

Bien entendu, en linéarisant le sinus dans cette expression, nous retombons sur l'expression du front d'onde décrite précédemment.

Cette expression, sans approximation, permet néanmoins de souligner une propriété de l'IDQL : la résolution latérale d'analyse est donnée par le décalage latéral s . En effet, nous avons dit que l'IDQL était sensible à la quantité $\Delta_u W$, ce qui se traduit dans l'espace de Fourier par :

$$\text{TF}(\Delta_u W)(v) = 2i\tilde{W} \sin(\pi v s).$$

Cette expression, que l'on assimile à la dérivée du front d'onde avec un facteur s (soit $s \frac{\partial W}{\partial u}$), est alors intégrée lors de la reconstruction. L'intégration dans l'espace de Fourier se traduit par une division par $2i\pi v$. Par conséquent, l'estimation du front d'onde reconstruit W_{es} est alors dans l'espace de Fourier :

$$\tilde{W}_{es} = \frac{1}{s} \frac{2i\tilde{W} \sin(\pi v s)}{2i\pi v},$$

soit dans l'espace réel :

$$W_{es} = W * \Pi_s,$$

où Π_s est la fonction rectangle de largeur s . Cette dernière équation montre ainsi que le décalage latéral opère un filtrage des fréquences spatiales, et que la résolution latérale de mesure d'un défaut de phase ne peut excéder cette valeur s . Par conséquent, plus la distance entre le réseau et le détecteur est grande, plus le décalage latéral s est important et plus la sensibilité de l'interféromètre est importante ; en contrepartie le filtrage le sera également.

3 Les surfaces morcelées

Les paragraphes précédents ont présenté des outils permettant de mesurer un front d'onde classique : typiquement des aberrations engendrées par des optiques. Ces aberrations présentent cependant des particularités : les surfaces sont continues, et généralement leurs variations spatiales sont relativement lentes par rapport au décalage latéral.

La suite de ce travail met l'accent sur une classe de surfaces d'onde particulières, que nous appellerons indifféremment *surfaces d'onde morcelées* ou *surfaces d'onde segmentées*.

3.1 Définition

Les surfaces d'onde morcelées sont caractérisées par le fait qu'elles présentent à un ou plusieurs endroits des discontinuités. Par conséquent, la surface est continue par morceaux, et constituée de la juxtaposition de surfaces

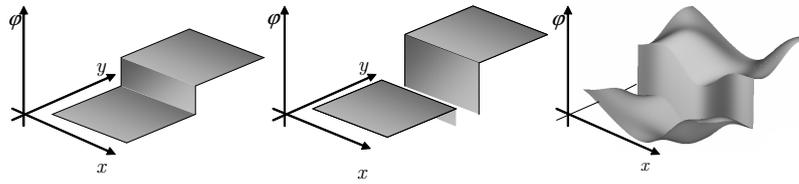


Fig. 1.20 – Illustration de différents types de surfaces morcelées : surfaces continues planes ou aberrantes juxtaposées de manière jointive ou non.

continues. Cette juxtaposition peut être jointive, c'est-à-dire que la surface d'onde sera définie en tout point de la pupille, ou lacunaire, c'est-à-dire qu'il y aura des lacunes dans son espace de définition. Cette dernière particularité se traduit en optique par une annulation d'intensité entre deux parties continues de la surface morcelée, et par conséquent perte d'information sur la surface d'onde.

Les principaux types de surfaces d'onde morcelées sont présentées sur la figure 1.20 : surfaces morcelées constituées de la juxtaposition de fronts d'onde plans, de la juxtaposition de fronts d'onde aberrants (chaque sous-pupille présente alors des aberrations classiques) ou juxtaposition lacunaire.

3.2 Champ d'application

D'une manière générale les surfaces d'onde segmentées trouvent leur origine dans la juxtaposition de surfaces d'onde issues d'éléments optiques séparés : milieux traversés distincts, sources différentes, réflexions sur différents composants... L'analyse de telles surfaces est une demande dans de nombreux domaines. Parmi eux nous pouvons citer quelques applications typiques.

3.2.1 Surfaces morcelées en contrôle optique

Il est courant de rencontrer ce type de surfaces lors de contrôles de surfaces optiques, en fin de fabrication par exemple. En effet, les composants diffractifs (lentilles, réseaux...), qui sont d'un emploi de plus en plus répandu dans les systèmes optiques modernes, font appel à des structurations du matériaux qui présentent des discontinuités. Citons également les dépôts métalliques, qui pour certaines applications, requièrent un contrôle d'épaisseur. Il est alors possible, en opérant en réflexion, de contrôler optiquement l'épaisseur de métal déposé.

3.2.2 Surfaces morcelées en astronomie

En marge de ces applications liées à un contrôle de fabrication, l'astronomie est peut-être l'exemple le plus explicite. En effet, il est connu que la résolution d'un télescope est lié à son diamètre (en faisant fi des phénomènes de turbulences atmosphériques qui dégradent les performances du système optique, et qui limitent – lors d'une observation sans correction particulière – la résolution). Par conséquent, il convient donc de construire des miroirs de tailles de plus en plus imposantes ; la taille des miroirs primaires de ces télescopes de grande taille, dits ELTs (*Extremely Large Telescopes*) est de l'ordre

de la dizaine de mètres. Or réaliser un miroir de grande taille n'est pas une opération simple. Deux approches sont actuellement mises en œuvre :

- soit réaliser un miroir monolithique en utilisant des techniques d'allègement en nid d'abeille (utilisé par exemple pour les miroirs primaires de 8,4 m du Large Binocular Telescope dans l'Arizona) ou à base de miroirs minces (comme pour le VLT⁵ par exemple) ;
- soit réaliser un certain nombre de sous-miroirs et les juxtaposer : on parle alors de miroirs segmentés. Quelques exemples fameux de l'utilisation de cette technique sont les télescopes Keck I et Keck II sur l'île de Hawaïi, dont les miroirs primaires de 10 m sont réalisés en 36 segments hexagonaux.

Dans la seconde hypothèse – de loin la plus répandue dans les télescopes de grand diamètre – le problème rencontré est qu'il faut juxtaposer les miroirs en supprimant toute différence de hauteur entre les segments ; une mesure de la hauteur de chaque facette par rapport à ses proches voisines est par conséquent nécessaire. Cette application sera prise en exemple dans le chapitre III de ce travail.

3.2.3 Surfaces morcelées pour les lasers

Un autre grand domaine de l'optique où l'on rencontre ce type de surfaces discontinues est le domaine des lasers, et plus particulièrement des lasers de puissance. En effet, chaque matériau, donc élément optique, présente un seuil de dommage, c'est-à-dire une énergie par unité de surface à ne pas dépasser sous peine de l'endommager ; par conséquent, les différents éléments optiques d'une chaîne de laser de haute puissance sont de dimension imposante, et il est bien souvent impossible de les réaliser d'un seul tenant [36]. Il est alors nécessaire d'associer plusieurs sous-éléments, et, de manière à les faire fonctionner comme un seul, que la surface de l'élément segmenté soit de qualité optique, c'est-à-dire que les variations de hauteur soient inférieures à une fraction de la longueur d'onde.

3.3 Spécificité d'une mesure de surface d'onde morcelée

3.3.1 Position du problème

L'analyse de ces surfaces avec un contrôle optique interférométrique présente des difficultés. En effet, puisqu'il existe une discontinuité, le raccordement entre les franges est délicat. Qu'en est-il de la technique du MHM proposée ?

La première remarque importante qu'il convient de faire porte sur la difficulté d'appliquer le modèle géométrique présenté au début de ce chapitre. En effet, que ce soit pour le masque de Hartmann classique, le Shack-Hartmann ou l'approche géométrique du MHM, l'introduction d'une surface d'onde

⁵Le VLT (*Very Large Telescope*) est un télescope qui comprend un ensemble de quatre grands télescopes au Nord du Chili. Les quatre télescopes sont opérationnels depuis 2001. Les miroirs de 8,2 m présentent la particularité d'avoir été réalisés d'un seul bloc, avec la faible épaisseur de 175 mm ; sous l'effet de son propre poids ou des mouvements du télescope, les miroirs se déforment, mais cette déformation est corrigée en continu par des actionneurs placés sur la face arrière.

morcelée sur l'onde analysée ne se traduit pas simplement par un déplacement des taches lumineuses. Deux cas peuvent se présenter : si la discontinuité est dans une sous-pupille (c'est-à-dire dans le champ d'une microlentille ou en face d'une ouverture du masque de Hartmann), la tache lumineuse s'éclate en deux lobes, dont la différence d'intensité traduit la hauteur du piston de phase [37]. Dans le second cas, le saut de phase a lieu dans une zone *aveugle* (c'est-à-dire entre deux microlentilles, ou dans une zone opaque du masque de Hartmann) ; la surface d'onde morcelée présentant deux fronts d'onde plans séparés par une marche introduit, certes, un déphasage entre les sous-faisceaux traversant les deux plans, mais aucune déviation des taches lumineuses n'est visible. Dans les deux cas, une simple analyse géométrique ne permet pas d'établir de lien entre la hauteur d'un saut de phase et le déplacements de taches lumineuses.

Il ne faut pas oublier que la présentation géométrique reste un modèle, essentiellement didactique, s'appliquant dans le cas des aberrations continues classiques. Dans le cas d'une analyse de surface d'onde segmentée, ce modèle ne suffit plus et il est nécessaire de se tourner vers la description plus complète qu'est le modèle interférométrique.

En considérant l'intensité produite par le MHM comme l'interférogramme produit par un IDQL, l'effet d'une surface morcelée est désormais visible : l'IDQL repose sur l'interférence de quatre ordres décalés latéralement selon les directions x et y , par conséquent, une marche dans un front d'onde plan produit une différence de phase $\Delta_u W$ ($u \in \{x, y, x', y'\}$) non nulle, qui se répercute sur l'interférogramme. L'IDQL est donc un outil permettant l'analyse des surfaces d'onde segmentées. Il est intéressant de remarquer que ce descendant du test de Hartmann se distingue par une propriété nouvelle, qui est la sensibilité à un saut de phase.

3.3.2 Que mesure-t-on avec un IDQL ?

Afin de répondre à cette question, nous allons raisonner, pour plus de simplicité, selon la direction y . Considérons une surface d'onde morcelée composée de deux fronts d'onde plans séparés par une marche de hauteur h parallèle à l'axe x . Le MHM duplique cette onde et la décale. Nous avons montré que la mesure par l'IDQL était sensible à la différence des phases des répliques, notée $k\Delta_y W$, avec k le nombre d'onde et W le front d'onde. Par conséquent, comme il est illustré sur la figure 1.21, la mesure est sensible à un créneau, dont la hauteur est kh , la hauteur du saut de phase. Cela se traduit donc sur l'interférogramme par un déphasage des franges sur une zone de largeur donnée par le décalage latéral s , d'une valeur de kh .

Il apparaît ainsi une différence fondamentale avec la mesure d'une aberration classique : alors que dans le cas d'une surface d'onde continue l'interférogramme se déformait selon les dérivées de celle-ci, dans le cas de l'analyse d'un saut de phase, l'interférogramme se déforme selon la valeur-même de ce saut. On mesure donc directement le défaut de la surface d'onde, au lieu de sa dérivée. Cette spécificité permet donc de s'affranchir, si le défaut recherché est un saut de phase, d'une reconstruction. Cependant dans le cas de surfaces morcelées plus complexes, deux niveaux d'information coexistent : d'une part la valeur des discontinuités de phase, d'autre part la dérivée des phases continues. Dans un cas, l'IDQL mesure donc la phase directement, et dans l'autre,

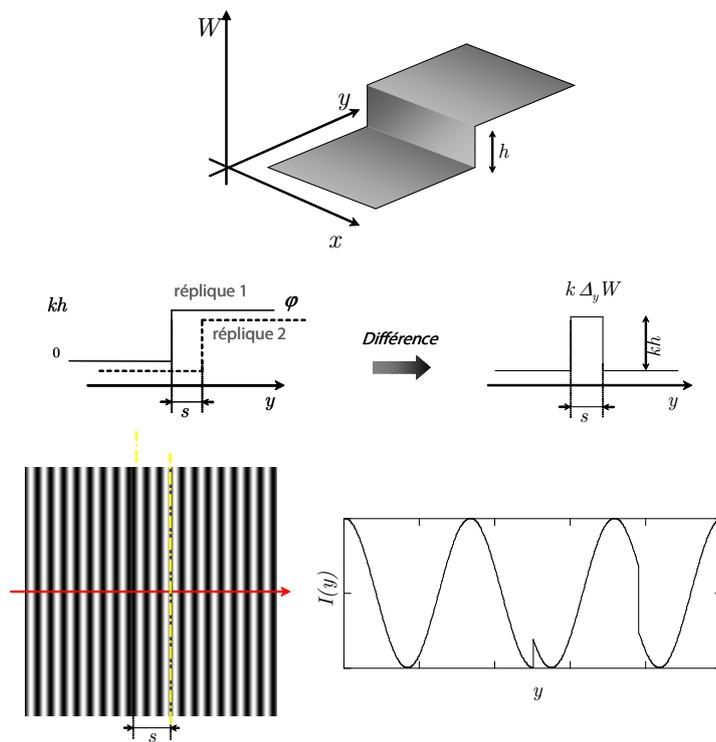


Fig. 1.21 – Surface d’onde segmentée (en haut), ses deux répliques créées par le MHM selon la direction y , et la différence des phases $k\Delta_y W$ des deux répliques (au milieu); la figure du bas présente l’effet d’un tel déphasage sur un interférogramme, invariant selon la direction x , créée par l’interférence des deux répliques présentées.

la dérivée de la phase.

3.3.3 Limite des développements antérieurs

La présence d'un saut de phase lors d'une analyse de surface d'onde semble rendre certains développements antérieurs caducs : l'extraction des données s'arrête avec les différences de phase qui contient l'information de hauteur de marche, et la reconstruction n'est plus nécessaire. Toutefois, la présence de zones continues dans la surface nécessite cette reconstruction, puisque pour ces parties, en s'arrêtant aux différences, seule l'information de dérivée est présente.

La reconstruction présentée reposait sur l'approximation de Taylor au premier ordre. Dès lors que la fonction n'est plus dérivable et de dérivée continue, ce développement ne peut plus s'écrire. Il faudrait donc en toute rigueur traiter séparément les parties continues, et les joindre *a posteriori* par le saut de phase idoine. Une remarque permet toutefois de s'affranchir de ce traitement : lorsque l'on s'arrête aux différences de phase, notées $k\Delta_u W$ ($u \in \{x, y, x', y'\}$), nous avons :

- d'une part les dérivées des parties continues, en réalisant le développement de Taylor,
- et d'autre part, un créneau de hauteur proportionnelle à la phase.

La dérivée théorique serait constituée des dérivées du front d'onde, avec aux coordonnées de la discontinuité une distribution de Dirac. En considérant alors le créneau que l'on obtient par le traitement de l'interférogramme comme une approximation de la distribution de Dirac, il est donc possible de dérouler la procédure de reconstruction classique. La marche reconstruite sera alors approchée par une pente importante (kh/s), ce qui est équivalent à un filtrage des hautes fréquences spatiales.

APPLICATION À LA RECOMBINAISON COHÉRENTE DE FIBRES LASER

2

1 Le projet CAN

1.1 Présentation du projet

1.1.1 Partenaires

Le projet CAN (*Coherent Amplification Network*) est né d'un regroupement de plusieurs partenaires : le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) de l'ENSTA, le Laboratoire Charles-Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), Thales Research and Technology (TRT) et l'Onera. Il formalise le début d'une collaboration qui avait débuté en 2006 sur le même thème.

Le travail présenté dans ce chapitre, c'est-à-dire le début de la tâche confiée à l'Onera, s'est effectué en étroite collaboration avec Cindy Bellanger, doctorante à TRT, dont le travail de thèse consiste pour une grande partie en la réalisation du démonstrateur du projet.

1.1.2 Objectif du projet

L'objet du projet CAN (*Coherent Amplification Network*) est de présenter un nouveau concept de laser de haute puissance reposant sur un réseau de sous-lasers de moindre puissance [38]. L'intensité lumineuse totale délivrée doit alors permettre de travailler dans le régime *relativiste*, c'est-à-dire le régime pour lequel l'électron est accéléré à une vitesse proche de celle de la lumière. Cela implique de produire simultanément de hautes puissances crête et de hautes puissances moyennes – donc de travailler à des taux de répétition élevés. En effet, il faut atteindre un seuil d'énergie par impulsion, par exemple 10^{18} W/cm² pour atteindre le régime relativiste, et ensuite une fois passé ce seuil, avoir suffisamment de puissance moyenne.

Ces niveaux de puissance permettent de faire interagir la matière avec les lasers d'une manière nouvelle, laissant envisager de nouvelles applications de physique fondamentale [39]. Citons, entre autres, la génération et l'étude de plasmas, la création de nombreuses sources secondaires comme par exemple des générateurs de faisceaux d'électrons, de protons, de rayons X ou γ ...

Rappelons qu'aujourd'hui la production d'un terawatt (TW) de puissance crête, et ce grâce à la technique de *Chirped-Pulse Amplification* (CPA) [40], qui est depuis sa publication en 1985 la technique utilisée pour produire de très grandes puissances crête, ne peut être réalisée qu'avec une puissance moyenne de 10 W, c'est-à-dire avec des taux de répétition faibles (de l'ordre de quelques kilohertz), alors que les applications de physique fondamentale citées requièrent plutôt de l'ordre du kilowatt en puissance moyenne, voire du megawatt...

L'idée du projet CAN part du constat suivant : une fibre laser monomode, grâce à la technique de CPA, peut produire des impulsions de 1 mJ à un taux de répétition de l'ordre du kilohertz, soit environ 15 W [41]. Par conséquent, si l'on arrive à faire fonctionner *en réseau* de tels lasers fibrés, il est alors possible de générer des impulsions ultracourtes de grande puissance crête et à un taux de répétition élevé, et ce tout en travaillant sur une architecture très modulaire. Un faisceau composé d'un millier de fibres couplées de manière cohérente permettrait ainsi de produire jusqu'à 15 kW à un taux de répétition de 15 kHz.

La philosophie du projet CAN est de produire un système modulaire, reposant sur des modules unitaires fibrés à base de diodes laser, classiquement utilisés dans le domaine des télécommunications. Le choix de travailler sur des modules fibrés s'appuie sur plusieurs arguments. Tout d'abord, l'efficacité énergétique est un paramètre important et il a été démontré que l'efficacité des diodes laser pouvait atteindre 80 % [42] – il serait inimaginable de vouloir produire une puissance moyenne de plusieurs kilowatts avec un rendement de l'ordre du pourcent. D'autre part, vu les énergies considérées, la dissipation de la chaleur produite est un point important ; sur ce point, les fibres offrent un ratio entre la surface et le volume d'amplification tout à fait imbattable. Enfin, il faut souligner la fiabilité et la robustesse de ces modules, ainsi que leur bas coût.

Quand on crée un réseau de lasers fibrés, la difficulté réside dans le fait que chaque fibre doit contribuer de manière constructive à l'ensemble. Il est donc nécessaire que chaque faisceau circulant dans une fibre ait la même phase que ses voisins de manière à ce que tous interfèrent de manière constructive. D'autre part, en raison de fluctuations temporelles des phases, cette mesure doit se faire en temps réel *via* une boucle d'asservissement de manière à corriger la phase immédiatement. L'une des singularités de ce projet est que la phase de chacun des faisceaux sera mesurée de manière collective, grâce à une analyse globale du front d'onde segmenté créé par la juxtaposition des faisceaux.

1.1.3 Premières briques 2007–2010

Durant la première partie de ce projet, débuté en 2007 et devant s'achever début 2010, nous souhaitons démontrer la faisabilité d'une recombinaison cohérente d'un grand nombre N , $N > 50$, de fibres monomodes. À ce stade du projet, nous proposons de travailler avec des fibres passives, pour des raisons

de simplicité et de coût. Par la suite, si la démonstration s'avère convaincante, il sera aisé de passer à des fibres amplificatrices et de multiplier le nombre de modules élémentaires, de manière à augmenter l'énergie produite. Le choix de travailler avec des fibres passives, dont la démonstration expérimentale s'accorde parfaitement, est stratégique : en effet, comme le domaine des lasers fibrés est en pleine expansion, ne pas intégrer cette technologie directement permet de lui laisser atteindre sa maturité industrielle, ce qui écarte ainsi du projet des problèmes techniques annexes. L'étude des fluctuations de phase dans une fibre amplificatrice haute puissance est cependant déjà envisagée lors de cette phase du projet, de manière à orienter les vitesses et les amplitudes de corrections de phase à mettre en place. D'autre part, la première partie de CAN se limite au régime continu.

1.2 Répartition des tâches

La première partie du projet s'organise autour de plusieurs tâches. Le LOA a la charge d'étudier le concept et l'architecture du réseau. Des simulations sont effectuées en parallèle par TRT pour déterminer les performances que l'on peut espérer de différentes architectures de système.

Afin d'affiner les données d'entrée du dimensionnement, le LCFIO a pour objectif d'étudier les fluctuations de phase dans un amplificateur à fibre de haute puissance. Les données recherchées sont par exemple les fréquences temporelles caractéristiques des variations et leurs amplitudes, selon les configurations d'utilisation. Cette évaluation des fluctuations de phase a peu d'influence sur la première partie du projet, puisque seules des fibres passives seront alors utilisées. D'autre part, bien que le projet CAN ne propose dans un premier temps que de démontrer la recombinaison cohérente de faisceaux continus, il est d'ores et déjà envisagé lors de cette étude théorique le mode impulsif, qui est le mode de fonctionnement des lasers de puissance.

La métrologie en sortie des fibres nous est confiée ; cela implique le choix et la mise au point d'un analyseur de phase spécifique, qui doit permettre une analyse collective des phases en sortie du toron de fibres. La conception de la boucle d'asservissement ainsi que des modulateurs de phase se fera en partenariat avec TRT.

L'assemblage des différentes parties du démonstrateur, constitué de fibres passives, de l'analyseur, et de la boucle d'asservissement agissant sur les modulateurs est confié à TRT. Cette fin de la première partie du projet impliquera, bien entendu, tous les acteurs.

2 Idées sur la recombinaison de faisceaux

L'addition de plusieurs modules élémentaires peut répondre aux demandes de puissance moyenne élevée. Il est d'usage de distinguer deux types de recombinaison de faisceaux issus de fibres : la recombinaison incohérente et la recombinaison cohérente. Dans la suite de ce paragraphe, nous nous attarderons sur la technique de recombinaison choisie, à savoir la recombinaison cohérente. Une étude plus exhaustive peut se trouver dans [43] par exemple.

2.1 La recombinaison cohérente

2.1.1 Principe de la recombinaison cohérente

La recombinaison cohérente repose sur la juxtaposition de N champs cohérents entre eux. Il est donc nécessaire que les faisceaux que l'on recombine soient en phase. D'un point de vue pratique, on laisse les faisceaux interagir lors leur propagation et former une nouvelle surface d'onde, dont l'énergie est concentrée dans un lobe unique de rayonnement. Ce processus est également connu sous le nom de *synthèse d'ouverture*. L'intensité est alors dans ce cas augmentée au centre d'un facteur N^2 . Cette recombinaison est donc avantageusement utilisée pour des applications nécessitant à la fois de la cohérence, et une forte puissance au centre.

2.1.2 Techniques usuelles

On peut distinguer plusieurs techniques de recombinaison cohérente. L'idée est d'obtenir en sortie du toron de fibres une phase identique pour chacune d'elles. Plusieurs techniques ont été proposées pour atteindre ce but. Citons tout d'abord la recombinaison reposant sur un effet d'optique non-linéaire comme la conjugaison de phase (par effet Raman ou Brillouin) [44, 45]. La conjugaison de phase permet de corriger les défauts intrinsèques à chaque voie et en particulier la différence de chemin optique entre les voies (due aux fibres) qui engendrent des pistons de phase. Cette technique a comme principal défaut de rendre difficile la recombinaison d'un grand nombre de fibres, puisqu'il est nécessaire de superposer parfaitement chaque faisceau dans le milieu non-linéaire.

La recombinaison de faisceaux peut également être obtenue par couplage d'ondes. Il s'agit alors d'un couplage entre N ondes qui a pour effet d'auto-organiser les faisceaux. C'est un dispositif tout optique, mais qui est délicat à mettre en œuvre pour un grand nombre de fibres.

Enfin, la recombinaison par contrôle actif de la phase [46, 47, 48] est celle qui a été retenue pour le projet CAN : la phase est mesurée et corrigée en temps réel *via* des modulateurs. Ce procédé permet en outre d'accéder à des fonctions annexes comme la déflexion de faisceaux (*beam steering*) ou encore la pré-compensation des turbulences atmosphériques, dans le cadre des communications en espace libre par exemple. En sortie des lasers, on prélève une partie du faisceau de manière à mesurer les pistons de phase entre chaque fibre ; cette mesure permet de rétroagir grâce à un modulateur de phase (par exemple un acousto-optique) placé en aval, et corriger ainsi les perturbations de phase. La mesure est généralement faite par une détection hétérodyne [49], où l'oscillateur local est constitué par le prélèvement d'une partie du signal de l'oscillateur maître.

2.1.3 La recombinaison cohérente : quelques chiffres

En 2006, Northrop Grumman Space Technology a annoncé la recombinaison cohérente de deux chaînes d'amplification (amplificateurs fibrés, puis amplification en espace libre) [50] ; la puissance atteinte était alors de 19 kW en continu, et le faisceau était proche de la limite de diffraction. La mesure des pistons de phase était assurée par une détection hétérodyne.

De même, TRT a démontré [47] la recombinaison cohérente de quatre fibres amplificatrices dopées à l'erbium/ytterbium délivrant chacune 1 W en continu à la longueur d'onde 1,55 μm . La mesure des pistons de phase relatifs entre chaque fibre était assurée par une détection hétérodyne.

En cette même année, le MIT a démontré la recombinaison cohérente de 48 fibres [48], dont la mise en phase reposait sur une mesure interférométrique de la phase (interférence de chaque sous-faisceau issu de chaque fibre avec une onde plane de référence). La difficulté réside alors dans la multiplication des systèmes interférométriques assurant la mesure. Cependant, cela constitue le record de nombre de fibres recombinaison.

Plus récemment, Northrop Grumman a annoncé la mise en phase de huit amplificateurs monomodes, délivrant chacun une puissance de 15 kW [51]. La puissance obtenue après la mise en phase atteint le record de 100 kW. La mise en phase est là encore assurée par une détection hétérodyne.

2.2 Éléments de modélisation

Supposons que l'on agence $N_{\text{fibres}} \times N_{\text{fibres}}$ fibres monomodes selon un maillage cartésien dont les axes sont notés x et y . En sortie des fibres, le champ optique est alors constitué d'un tableau de champs gaussiens. Ce champ, qu'on appellera champ proche U_{CP} est collimaté par chacune des microlentilles et peut alors s'écrire :

$$U_{\text{CP}}(x, y) = (\mathcal{E}(x, y) * \text{III}_{d,d}(x, y)) \times \Pi_{Nd,Nd}(x, y),$$

avec $\text{III}_{d,d}(x, y)$ une masse de Dirac dont la période est d selon les axes x et y , $\Pi_{Nd,Nd}$ la fonction rectangle de largeur $N \cdot d$ selon les directions x et y , et \mathcal{E} la fonction gaussienne normalisée de largeur ω_0 à $1/e$:

$$\mathcal{E}(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right).$$

Cette expression, volontairement simplifiée, suppose que chaque faisceau en sortie de fibre possède la même amplitude et la même phase et néglige la courbure de la surface d'onde gaussienne. Une expression prenant en compte ces différents effets peut se trouver dans [49].

L'effet de la recombinaison cohérente fait intervenir la propagation du champ, de manière à ce qu'une nouvelle surface d'onde soit créée. Considérons alors une propagation sur une distance z . Le calcul de ce champ lointain

peut donc, à un facteur multiplicatif près¹, s'écrire :

$$U_{\text{CL}}(x', y') \propto \tilde{U}_{\text{CP}} \left(\frac{x'}{\lambda z}, \frac{y'}{\lambda z} \right),$$

où \tilde{U}_{CP} désigne la transformée de Fourier du champ proche. Cette expression conduit alors à :

$$U_{\text{CL}}(x', y') = \mathcal{E}'(x', y') \times \text{III}_{\frac{1}{d}, \frac{1}{d}}(x', y') * \text{sinc}(\pi x' Nd) \text{sinc}(\pi y' Nd),$$

où la fonction sinc est la transformée de Fourier de la fonction rectangle Π , et $\mathcal{E}'(x', y')$ la transformée de Fourier de $\mathcal{E}(x, y)$:

$$\mathcal{E}'(x', y') = \pi \omega_0 \exp \left(-\pi^2 (x'^2 + y'^2) \cdot \omega_0^2 \right).$$

Cette expression fait donc apparaître plusieurs éléments remarquables :

- une somme de fonctions sinc dont le lobe principal a comme mi-largeur angulaire $\lambda/(Nd)$ (cette valeur est donnée par le premier zéro de la fonction). On retrouve ainsi une fonction réseau.
- Les maxima de cette fonction réseau constituent un maillage cartésien de pas angulaire λ/d ;
- le maillage est atténué par une enveloppe gaussienne de largeur $1/\omega_0$.

Une représentation schématique des champs proche et lointain en intensité, c'est-à-dire l'intensité en champ proche définie par $I_{\text{CP}}(x, y) = U_{\text{CP}}(x, y)U_{\text{CP}}^*(x, y)$ et celle en champ lointain définie par $I_{\text{CL}}(x, y) = U_{\text{CL}}(x, y)U_{\text{CL}}^*(x, y)$, avec les principales dimensions caractéristiques, est présentée sur la figure 2.1.

La figure 2.2 présente une simulation numérique des champs proche et lointain créés par une matrice de 9×9 fibres. Nous notons la présence du sinus cardinal central et des quatre premières harmoniques dans les directions du maillage. La figure 2.3 présente, quant à elle, une coupe sur le champ lointain précédent selon l'axe horizontal. Les paramètres de cette simulation sont proches de ceux retenus pour le démonstrateur : microlentilles de diamètre 1,3 mm et de longueur focale $f = 5,4$ mm. Cette simulation n'utilise pas les approximations qui viennent d'être faites pour aboutir à l'expression simplifiée précédente.

2.3 Fonction de mérite et paramètres critiques

2.3.1 Fonction de mérite

Dans la problématique de haute puissance et de grande qualité de faisceau, il est nécessaire d'optimiser les paramètres (nombre de fibres, maillage...) de

¹Rappelons que, dans l'approximation de Fraunhofer, un champ $U(z = 0, \vec{r})$ s'écrit après une propagation sur une distance z :

$$U(z, \vec{r}) = -\frac{i}{\lambda d} \exp \left(i\pi \frac{r^2}{\lambda d} \right) \cdot \text{TF}[U(z = 0, \vec{r})] \left(\frac{\vec{r}}{\lambda d} \right),$$

où TF désigne la transformée de Fourier du champ, prise à la valeur $\frac{\vec{r}}{\lambda d}$. Pour une observation de la diffraction à l'infini, comme c'est le cas ici, on peut alors raisonner en angle et écrire :

$$U(z = \infty, \theta_x, \theta_y) = -\frac{i}{\lambda d} \exp \left(i\pi \frac{r^2}{\lambda d} \right) \cdot \text{TF}[U(z = 0, \vec{r})] \left(\frac{\theta_x}{\lambda}, \frac{\theta_y}{\lambda} \right).$$

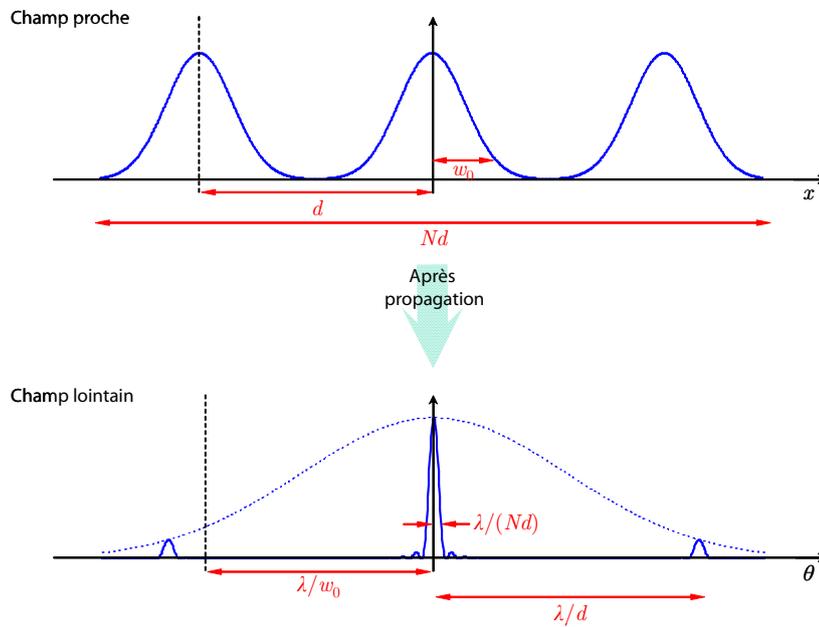


Fig. 2.1 – *Haut* : intensité en champ proche, après la collimation ; *bas* : champ lointain. La dimension de l'abscisse sur le deuxième schéma figure en angle.

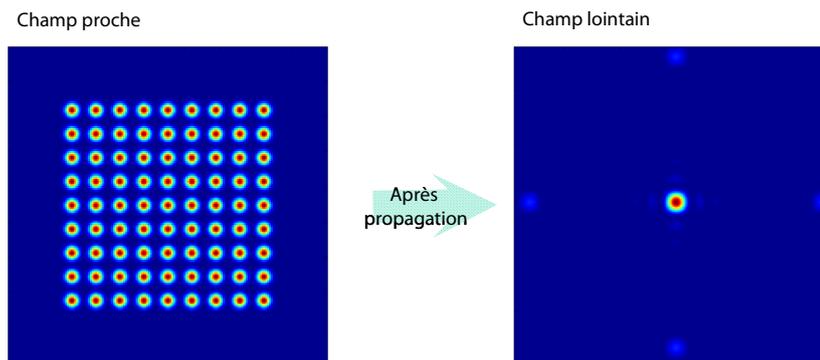


Fig. 2.2 – Simulation du champ proche et du champ lointain pour une matrice de 9×9 fibres monomodes. Notons les harmoniques sur les axes, représentatives du maillage cartésien des fibres.

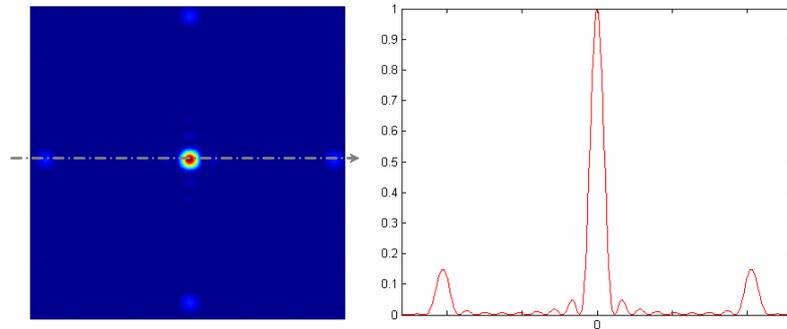


Fig. 2.3 – Champ lointain : coupe selon l’axe matérialisé par la flèche en pointillés. On remarque la présence de l’ordre central et des deux premières harmoniques atténuées.

manière à avoir le pic central le plus fin et le plus intense possible. D’après les notations utilisées sur la figure 2.1, il faut donc pour affiner le pic sur l’axe avoir le plus grand nombre de fibres possible (afin de maximiser le produit Nd), et d’autre part, afin de minimiser les rebonds de la fonction réseau, avoir l’angle λ/d le plus grand possible, ce qui implique donc d’avoir la distance d entre les microlentilles la plus faible possible. C’est l’un des intérêts d’utiliser un étage de collimation : en effet, de cette manière, il est possible d’avoir des faisceaux quasiment jointifs, ce qui n’était pas le cas en sortie de fibres puisque le cœur d’une fibre est environ 10 fois plus petit que la gaine.

Une des fonctions de mérite utilisée [43, 49] est un rapport de Strehl, appelé ainsi par analogie avec le rapport de Strehl défini pour caractériser une pupille aberrante [52]². Ce rapport de Strehl est alors défini comme le rapport entre le maximum de l’intensité produit par le lobe central sur le maximum d’intensité que produirait une pupille gaussienne de largeur à $1/e^2$ de $Nd/2$.

La définition de telles fonctions de mérite permet d’évaluer la *qualité* de la recombinaison cohérente, et d’étudier l’impact de différents facteurs. Les plus importants pour notre tâche dans le projet sont définis dans le paragraphe suivant.

2.3.2 Influence des paramètres sur la recombinaison

Pour la suite du chapitre, il a été extrait de [43] quelques paramètres importants. Outre des facteurs géométriques purs (comme par exemple le taux de remplissage et le maillage utilisé, la taille des microlentilles par rapport à la taille des faisceaux divergents...), il est important d’avoir en tête les paramètres suivants :

- effet de la phase : l’erreur de piston résiduel que l’on peut tolérer afin de rester au-dessus d’un rapport de Strehl de 0,8 est de l’ordre de $\lambda/10$. L’analyseur que l’on conçoit doit ainsi être capable de mesurer les pistons avec une précision supérieure, afin que la limitation se fasse au ni-

²Rappelons qu’en optique *classique* le rapport de Strehl se définit comme le rapport du maximum de l’éclairement dans la tache image créée par une pupille aberrante sur le maximum de l’éclairement que créerait une pupille de même taille sans aberration donc limitée par la diffraction.

veau des modulateurs de phase. Le rapport de Strehl chute à 0,5 lorsque l'on relâche la contrainte sur la correction de phase à $\lambda/3$.

- Effet du désalignement entre le maillage des fibres optiques et celui des microlentilles : ce désalignement est responsable d'un basculement des ondes en sortie des microlentilles. Pour maintenir un rapport de Strehl à 0,8, il est nécessaire que le basculement n'excède pas 0,3 mrad. Ceci peut donc, en fonction de la longueur focale des microlentilles, être converti en écart entre l'axe optique de la fibre et celui de la microlentille associée. Si l'on considère des microlentilles dont les longueurs focales sont de l'ordre de 7 mm (comme c'est le cas dans le démonstrateur), le décalage acceptable pour maintenir un rapport de Strehl correct est de $7 \times 0,3 \cdot 10^{-3} = 2,1 \mu\text{m}$.

Ces deux ordres de grandeur vont être les principales contraintes du dimensionnement de la boucle d'asservissement.

2.4 Démonstrateur proposé dans le cadre de CAN

Le démonstrateur proposé pour CAN a pour vocation de démontrer expérimentalement la recombinaison cohérente à la sortie de fibres passives grâce à une méthode d'analyse collective de la phase. Il est constitué de soixante-quatre fibres *passives*, d'un modulateur de phase et d'un analyseur de phase. La figure 2.4 illustre de manière schématique le montage destiné à recombinaison de manière cohérente les faisceaux circulant dans les fibres, par contrôle actif de la phase. En sortie des fibres, les faisceaux (divergents) sont collimatés par une matrice de microlentilles. De cette manière, la surface d'onde en sortie ne sera constituée, théoriquement, que de pistons de phase. La présence éventuelle de basculements serait due à une erreur de positionnement du centre de la fibre par rapport au centre de la lentille ou bien une erreur locale de parallélisme entre la face de sortie de la fibre et le plan de la microlentille. L'analyseur de surface d'onde est placé après les microlentilles, et a pour tâche de mesurer, en une seule acquisition, les pistons de phase relatifs entre les différents faisceaux. Cette mesure rétroagit alors sur les modulateurs de phase *via* une boucle d'asservissement. Les modulateurs ont pour but de compenser les différences de phase en retardant certains faisceaux donc d'obtenir, lorsque la boucle de correction est fermée, un front d'onde plan en sortie des microlentilles.

Les principaux bruits de phase trouvent leur origine dans des perturbations environnementales [46] : variations de température, vibrations mécaniques et acoustiques... Il est à noter qu'une variation dans le pompage des fibres amplificatrices peut également être à l'origine de fluctuations de phase. L'échelle temporelle de ces bruits varie entre le hertz et le kilohertz. Ces données de base nous serviront à dimensionner l'analyseur.

Pour des raisons de simplicité de mise en œuvre, nous avons choisi de travailler à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$; en effet, puisque nous n'utilisons pas de milieux amplificateurs, nous sommes libres quant au choix de la longueur d'onde. Cette longueur d'onde bénéficie des technologies destinées aux télécommunications, et offre donc des composants de grande fiabilité à un coût relativement bas.

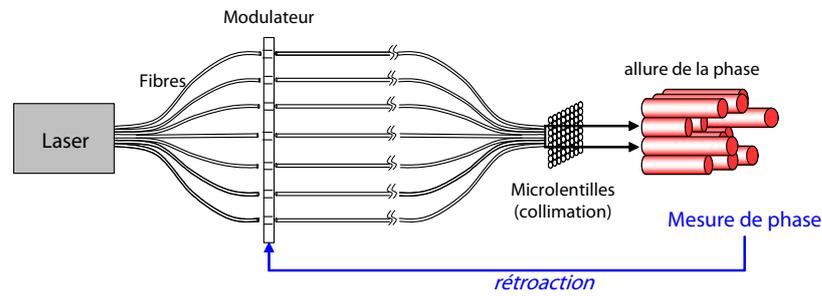


Fig. 2.4 – Schéma général du démonstrateur proposé pour le projet CAN : un laser est injecté dans N fibres optiques (passives) au moyen de coupleurs. En sortie des fibres, une matrice de microlentilles assure la collimation ; le faisceau de sortie est mesuré par un analyseur de front d'onde qui asservit le modulateur de phase en amont des fibres, qui compense les défauts mesurés.

3 Développement d'un analyseur de front d'onde

3.1 Choix du détecteur

Le domaine de longueur d'onde retenu, autour de $1,5 \mu\text{m}$, impose le choix d'un capteur spécifique. Dans cette gamme de longueurs d'onde, le matériau le plus répandu est l'InGaAs (*Indium Gallium Arsenide* ou arseniure de gallium-indium). Les détecteurs à base de ce matériau fonctionnent en étant légèrement refroidis (autour de 0°C) ; ce refroidissement est assuré par un module Peltier (refroidissement thermo-électrique). Les matrices de détecteurs en ce matériau croissent généralement sur de l'InP (phosphure d'indium), ceci fait qu'il existe une composition privilégiée, afin d'accorder les mailles des deux structures cristallines. La proportion des différents composants est alors donnée par $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. Le gap de cette composition étant de $0,738 \text{ eV}$, il en résulte une longueur d'onde de coupure de l'ordre de $1,68 \mu\text{m}$, ce qui en fait un matériau depuis longtemps utilisé comme détecteur pour les longueurs d'onde des télécommunications. La réponse spectrale typique d'un détecteur InGaAs est donnée sur la figure 2.5.

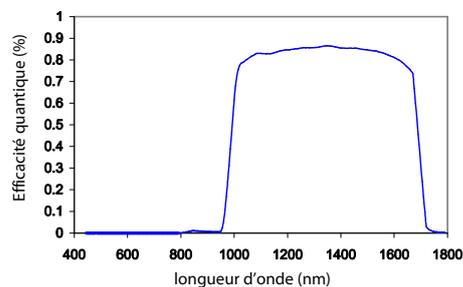


Fig. 2.5 – Réponse spectrale typique d'une caméra InGaAs.

Il est à noter que la technologie MCT (mercure-cadmium-tellurium ou HgCdTe) commence à être commercialement proposée dans cette gamme de

longueurs d'onde (citons par exemple certains produits de la société Xenics).

La caméra retenue est produite par Xenics, et les principales caractéristiques utiles dans la suite sont les suivantes :

- nombre de pixels : 320×256 ;
- taille du pixel : $30 \mu\text{m}$;
- fréquence maximale d'acquisition : 60 Hz (en plein format).

La fréquence d'acquisition est un point important, mais néanmoins encore source d'interrogations. En effet, le démonstrateur reposant sur une boucle d'asservissement, il faut que la cadence d'acquisition – et de traitement – soit suffisante pour assurer la qualité optique demandée.

3.2 Le réseau de diffraction

3.2.1 Définition des paramètres

Afin d'échantillonner au mieux l'interférogramme, il convient de réserver quatre pixels par frange (c'est-à-dire dans notre cas, par tache lumineuse). L'interfrange p_{int} de l'interférogramme est ainsi fixée à $p_{int} = 30 \times 4 = 120 \mu\text{m}$. Le nombre de points de mesure est alors de 80×64 .

La période p_{MHM} (cf. figure 2.6 pour les notations) du MHM est par conséquent de $240 \mu\text{m}$. D'après les règles de dimensionnement du MHM rappelées dans le premier chapitre, on choisit les ouvertures a du masque d'amplitude comme étant le tiers de la période p_{MHM} du MHM. L'ouverture du masque d'amplitude est alors de $a = 80 \mu\text{m}$.

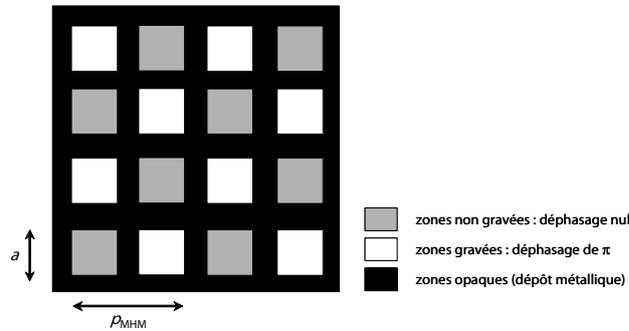


Fig. 2.6 – Quelques périodes du MHM. Les niveaux de gris représentent la transmittance (± 1 et 0) du réseau.

Concernant le substrat, le choix est vaste dans cette gamme de longueur d'onde, puisqu'à peu près tous les verres utilisés dans le visible y sont transparents. Comme nous avons fait réaliser ce réseau par une société, le choix a été décidé avec elle, en fonction du comportement lors de la gravure chimique. Le choix s'est finalement porté sur le B270.

Afin de réaliser un déphasage de π entre les zones gravées et non gravées, il convient d'ajuster la profondeur de gravure e au matériau choisi, selon :

$$e = \frac{\lambda}{2(n-1)},$$

avec λ la longueur d'onde de travail, et n l'indice de réfraction du substrat. Cette formule conduit à une profondeur de gravure de $1,52 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, pour un indice optique de $1,507$.

3.2.2 Caractérisation du réseau réalisé

La caractérisation du réseau est constituée d'une part d'une vérification des paramètres géométriques (p_{MHM} et a), et d'autre part de la vérification de la profondeur de gravure.

Les paramètres géométriques du réseau, compte tenu de la taille et de la simplicité des motifs, sont simples à vérifier. D'autre part, la gravure et le dépôt métallique s'effectuant par des procédés de photolithographie, la précision est très bonne ; les paramètres géométriques ne sont donc pas critiques.

La profondeur de gravure l'est un peu plus. En effet, une erreur sur la profondeur de gravure, revient à introduire un saut de phase différent de π , donc à modifier la transmittance du réseau. Reprenons alors les notations vues dans le premier chapitre. La transmittance du MHM s'écrit, rappelons-le :

$$t_{\text{MHM}}(x, y) = \text{III}_{p_{\text{int}}, p_{\text{int}}}(x, y) \exp\left(\frac{i\pi(x+y)}{p_{\text{int}}}\right) * \Pi_{a,a}(x, y),$$

où $\text{III}_{p_{\text{int}}, p_{\text{int}}}(x, y)$ désigne la masse de Dirac de période p_{int} selon les deux directions x et y , $\Pi_{a,a}(x, y)$ la fonction porte de largeur a . Si la profondeur de gravure introduit un saut de phase φ différent de π , alors cette expression se transforme en :

$$t(x, y) = \left(\frac{1 + e^{i\varphi}}{2} \times \text{III}_{p_{\text{int}}, p_{\text{int}}}(x, y) + \frac{1 - e^{i\varphi}}{2} \times \text{III}_{p_{\text{int}}, p_{\text{int}}}(x, y) \exp\left(\frac{i\pi(x+y)}{a_0}\right) \right) * \Pi_{a,a}(x, y).$$

La différence entre les deux expressions se traduit *visuellement* dans le spectre de la transmission. En effet, dans un cas, nous avons :

$$\tilde{t}_{\text{MHM}}(\mu, \nu) = \left(\text{III}_{p_{\text{int}}}(x, y) * \delta\left(\mu - \frac{1}{2p_{\text{int}}}, \nu - \frac{1}{2p_{\text{int}}}\right) \right) \text{sinc}(\pi\mu a) \text{sinc}(\pi\nu a).$$

En revanche dans le cas où le déphasage est différent de π , le spectre s'écrit :

$$\tilde{t}(\mu, \nu) = \left(\frac{1 + e^{i\varphi}}{2} \text{III}_{\frac{1}{p_{\text{int}}}, \frac{1}{p_{\text{int}}}}(x, y) + \frac{1 - e^{i\varphi}}{2} \text{III}_{\frac{1}{p_{\text{int}}}, \frac{1}{p_{\text{int}}}}(x, y) * \delta\left(\mu - \frac{1}{2p_{\text{int}}}, \nu - \frac{1}{2p_{\text{int}}}\right) \right) \text{sinc}(\pi\mu a) \text{sinc}(\pi\nu a);$$

cette expression fait donc apparaître une autre masse de Dirac, qui, cette fois-ci, n'est pas tradatée (cf. figure 2.7). Il est à noter que cette nouvelle masse de Dirac correspond au champ lointain d'un masque de Hartmann seul³. L'effet

³L'expression du champ lointain d'un masque de Hartmann se retrouve d'ailleurs dans la formule décrite, en prenant un déphasage de 2π , où le second terme $\frac{1-e^{i\varphi}}{2} \text{III}_{\frac{1}{p_{\text{int}}}, \frac{1}{p_{\text{int}}}}(x, y) \cdot \delta\left(\mu - \frac{1}{2p_{\text{int}}}, \nu - \frac{1}{2p_{\text{int}}}\right)$ s'annule.

principal de ces ordres supplémentaires, qui ne sont donc pas déphasés de la même manière que les quatre principaux, est d'introduire des battements, donc des variations d'intensité dans les pinces lumineuses. D'autre part, cela va se traduire également par une perte de contraste des franges due à la présence d'un ordre zéro. L'observation du champ lointain du réseau est alors un moyen simple d'évaluer grossièrement la qualité du réseau. Ceci est illustré sur la figure 2.8 qui présente le montage utilisé pour mesurer expérimentalement le champ lointain, ainsi qu'un enregistrement du champ lointain du réseau réalisé dans le cadre du projet CAN. Nous notons la présence d'un ordre zéro relativement important par rapport aux quatre ordres principaux, ce qui traduit un mauvais accord du MHM pour la longueur d'onde utilisée.

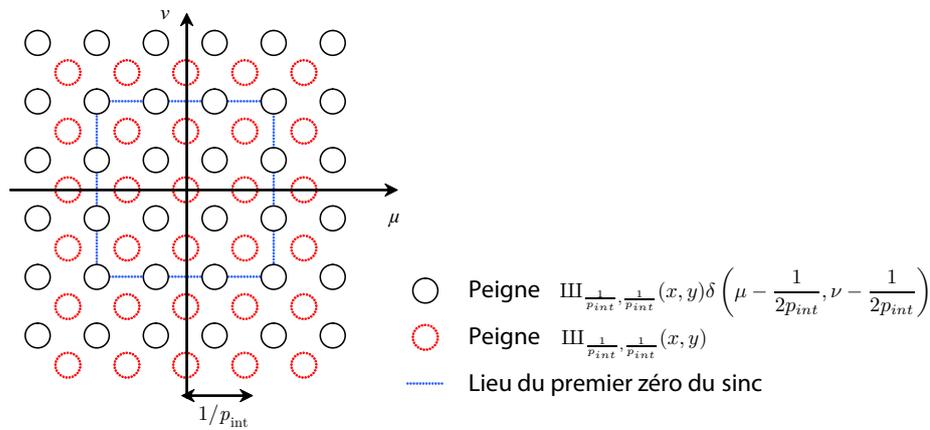


Fig. 2.7 – Spectre des masses de Dirac. La masse centrée sur la fréquence $(0, 0)$ (cercles pointillés) est celui créé par un masque de Hartmann seul, celui translaté d'une demi-période d'interférogramme p_{int} (cercles pleins) est celui créé par le MHM. Ces deux peignes sont atténués par un produit de fonctions sinus cardinal (sinc), ce qui permet de rendre les ordres centraux prépondérants.

Un premier contrôle de la profondeur de gravure du réseau peut donc se faire en analysant le rapport entre l'ordre zéro (ou des ordres diagonaux qui apparaissent avec un déphasage différent de π) et les ordres principaux, en champ lointain. C'est un test rapide, qui permet d'évaluer rapidement la qualité de la gravure. Nous proposons alors la procédure suivante :

- on commence par simuler numériquement l'ordre zéro et les quatre ordres principaux d'un MHM. Cette évaluation se fait simplement en calculant le champ lointain, proportionnel au module carré de la transformée de Fourier de la transmittance t_{MHM} .
- On calcule alors le rapport entre l'énergie contenue dans l'ordre zéro et l'énergie des ordres principaux. Ce rapport permet de s'affranchir des différents facteurs multiplicatifs.
- On mesure alors le champ lointain réel produit par le réseau, et l'on calcule le rapport des énergies des ordres zéro et principaux.
- Cette valeur est reportée sur la courbe obtenue par simulation, ce qui permet d'obtenir une estimation de la longueur d'onde pour laquelle est accordé le MHM (*ie* longueur d'onde pour laquelle on aura effectivement un saut de phase de π).

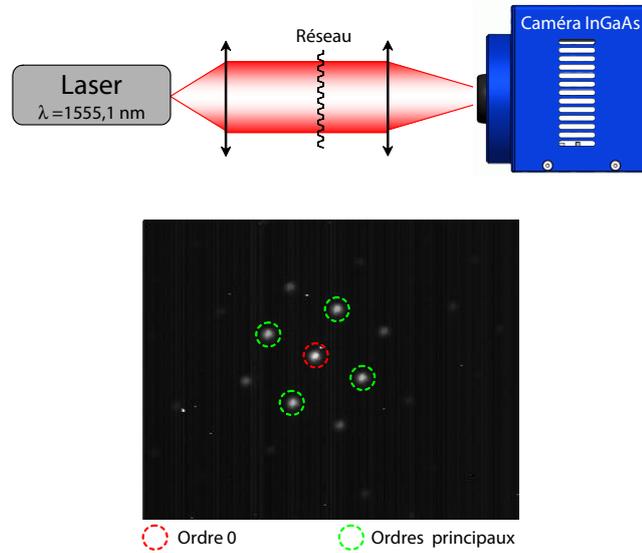


Fig. 2.8 – Montage utilisé pour évaluer le champ lointain du réseau (en haut) et champ lointain du réseau réalisé pour le projet CAN (en bas). Nous noterons que nous avons volontairement défocalisé légèrement la caméra de manière à élargir les ordres, et ne pas saturer – voire endommager – le détecteur.

– On peut alors en déduire une estimation de la profondeur de gravure.

La figure 2.9, obtenue par simulation, présente le rapport entre l'énergie de l'ordre zéro et celle dans un ordre principal. Sur cette courbe est reportée la valeur du rapport expérimentalement mesuré (131 % dans notre cas), et on peut alors déduire deux longueurs d'onde pour laquelle la courbe de la simulation prend la valeur mesurée expérimentalement : $\lambda_1 = 1,1 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 2,7 \mu\text{m}$. On estime alors que la longueur d'onde d'accord réelle du réseau est à $2,2 \mu\text{m}$ dans le premier cas, et $0,9 \mu\text{m}$ dans le second cas. La profondeur de gravure peut être alors de $\lambda / (2(n - 1)) = 2,2 \mu\text{m}$ ou $0,9 \mu\text{m}$. Cette estimation dépend bien entendu de l'indice du substrat, à la longueur d'onde où nous avons fait la mesure. Nous noterons également qu'une seule mesure n'est pas suffisante pour déterminer sans ambiguïté la valeur de la profondeur de gravure. De la même manière, on présuppose que la valeur de gravure n'est pas trop éloignée de celle spécifiée ; en effet, puisque ce raisonnement repose sur la phase et que celle-ci est définie modulo 2π , on peut très bien graver un MHM de manière à avoir un déphasage de $k\pi$ avec $k \in \mathbf{N}$: avec la méthode présentée, on ne pourra pas évaluer la valeur du feuillet k . La profondeur de gravure correspondante sera alors donnée par :

$$e_k \equiv \frac{\lambda}{2(n-1)} \left[\frac{\lambda}{n-1} \right].$$

Quoi qu'il en soit, les deux valeurs trouvées sont assez éloignées de la valeur spécifiée, il était donc nécessaire de mesurer plus finement la profondeur de gravure.

Une analyse plus précise peut se faire en mesurant au profilomètre le réseau. Nous avons utilisé un palpeur tactile de marque Mahr, monté sur une

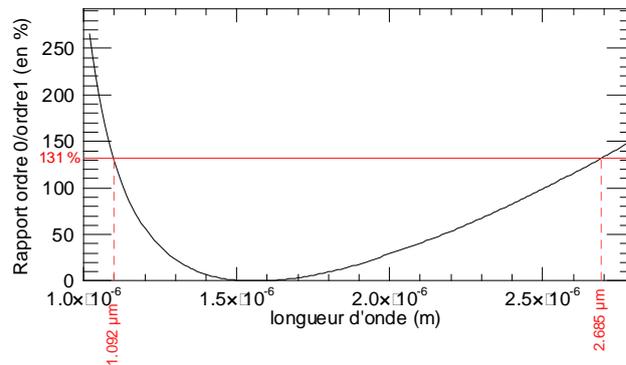


Fig. 2.9 – Évolution du rapport entre l'énergie contenue dans l'ordre zéro et celle d'un ordre principal. On a également reporté la valeur expérimentalement mesurée.

unité d'avance, permettant d'avoir un profil selon une ligne du réseau. La figure 2.10 reproduit un des profils mesurés. Par ailleurs, cette mesure permet d'évaluer l'épaisseur de métal qui a été déposé. La mesure conduit à une épaisseur moyenne de $2,33 \mu\text{m}$, ce qui est assez éloigné de la valeur spécifiée. Le fait de ne pas mesurer directement l'épaisseur optique constitue une limite de cette méthode. Par conséquent, cela implique de connaître précisément l'indice du matériau à la longueur d'onde considérée. D'autre part, il faut supposer que le matériau est gravé de manière uniforme, ou réaliser des profils à différents endroits du substrat (c'est ce qui a été fait). Dans le cas présent, une telle profondeur de gravure conduit à un déphasage d'environ $\frac{3\pi}{2}$ au lieu du π spécifié...

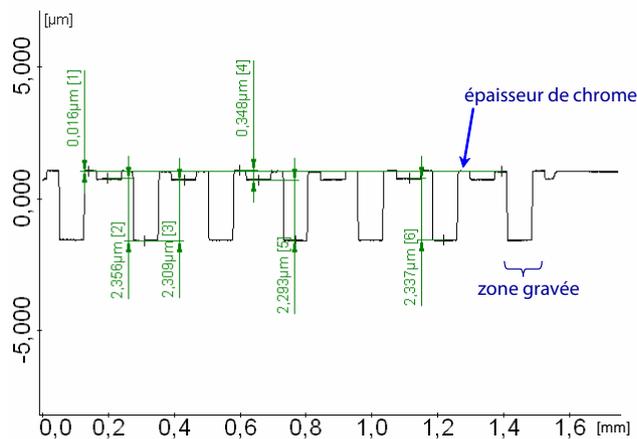


Fig. 2.10 – Profil du MHM mesuré au palpeur tactile, ainsi que quelques valeurs de hauteur. On distingue la surépaisseur (environ 350 nm) due au dépôt métallique et les zones gravées.

Cette erreur de réalisation aura comme principale conséquence de diminuer le caractère accordable de l'analyseur : en effet, il y a des plans d'obser-

vation où le contraste sera moins bon et qu'il faut éviter. Face à ce problème de réalisation, nous avons choisi de développer un nouveau concept de réseau, simplifiant la réalisation d'un MHM. Il fait l'objet d'un brevet ⁴. La première réalisation destinée au projet CAN a été confiée à une PME technologique récente, Holotetrix, spécialisée dans les éléments diffractifs (ou DOE, *Diffractive Optical Elements*).

3.3 Nouveau concept de réseau MHM

3.3.1 Le MHM « phase pure »

La réalisation d'un MHM classique fait intervenir deux étapes : une gravure du substrat dans un premier temps et un dépôt métallique opaque dans un second temps. Cet objet, simple en apparence, n'utilise pas en réalité des procédés usuellement combinés ; l'association des deux étapes peut être problématique : la compétence de gravure et de dépôt métallique est rarement partagée par un même fournisseur. Le réseau précédent ne donnait pas entièrement satisfaction, en raison d'une profondeur de gravure mal maîtrisée : ceci s'explique simplement par le fait que l'entreprise réalisant cette prestation était spécialisée dans les dépôts métalliques et non dans la gravure. En vue d'une plus grande reproductibilité du réseau, il apparaît nécessaire de simplifier le réseau diffractant. Le projet CAN a donc été l'occasion de tester un nouveau concept de réseau, appelé dans la suite MHM *modifié* ou MHM phase pure, et sa réalisation industrielle. L'idée est alors de réaliser un MHM en seulement deux niveaux de transmittance ± 1 , donc avec seulement une étape de gravure : il n'est plus nécessaire de rendre opaques certaines zones.

Le réseau de phase, c'est-à-dire le damier gravé, demeure identique entre le MHM classique et le MHM de phase pure. En revanche le réseau d'intensité, c'est-à-dire le dépôt métallique du MHM classique, est remplacé par un second réseau de phase qui remplit la même fonction. Le problème revient donc à remplacer les zones dont la transmittance est nulle par une zone de transmittance ± 1 . Par définition de la zone de transmittance nulle, le but du réseau d'intensité est d'empêcher les pinceaux lumineux qui traversent la zone de participer aux interférences après le MHM. Dans le MHM, cette fonction est assurée par l'opacité de certaines zones, qui bloquent la transmission des ondes. L'un des moyens de remplacer l'opacité est de dévier fortement les rayons, de manière à ce qu'ils n'interagissent pas avec les faisceaux *principaux* qui traversent le réseau de phase en damier.

Afin de dévier ces rayons, on peut imaginer plusieurs réseaux de phase. Le plus simple est d'ajouter un réseau mono-dimensionnel de phase. De cette manière, aux quatre répliques principales, s'ajoutent deux nouvelles répliques *parasites*, suffisamment déviées pour ne pas perturber la propagation et l'interférence des quatre répliques principales. Ceci est illustré en deux dimensions sur la figure 2.11. Il est également possible d'ajouter un réseau de phase bi-dimensionnel en damier, qui diffracte alors quatre répliques, tout comme le réseau de phase principal. Le pas du nouveau réseau de phase (le réseau de phase secondaire) est alors choisi beaucoup plus fin que celui du damier de

⁴Le brevet, intitulé « Procédé, réseau de phase et dispositif d'analyse de surface d'onde d'un faisceau de lumière », a été déposé le 22/04/2008 sous la référence 08.52688.

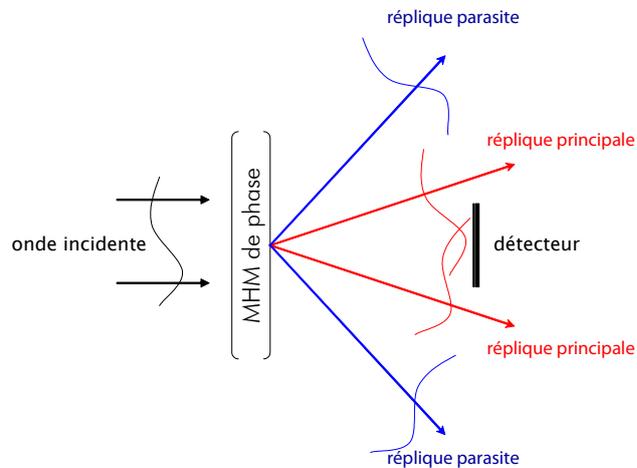


Fig. 2.11 – Principe du MHM phase pure : les zones de transmittance nulle du MHM classique sont remplacées par un réseau de phase, qui dévie fortement les rayons qui le traversent.

phase principal de manière à ce que les répliques parasites soient déviées de manière importante.

Ce composant offre en outre un mode intéressant, qui pourrait être judicieusement employé dans l'infrarouge lointain, où les indices de réfraction des matériaux sont plus importants. En effet, si l'on place la gravure sur la face avant du substrat, la déviation des répliques parasites peut être telle que la réflexion totale sur la face arrière du substrat est atteinte. De ce fait, les répliques secondaires sont renvoyées du côté opposé au détecteur. De son point de vue, le réseau secondaire se comporte là-encore exactement de la même façon qu'une zone opaque qui absorbe le rayonnement. L'illustration figure 2.12 schématise le principe. Ce mode guidé est plus difficile à mettre en œuvre dans le domaine spectral qui nous intéresse ici, car le faible indice de réfraction du substrat obligerait à graver un réseau secondaire beaucoup plus fin (de l'ordre de $2\ \mu\text{m}$ de période), ce qui n'était pas possible pour notre fournisseur.

L'ensemble de ces modes de fonctionnement est amplement décrit dans le texte du brevet.

3.3.2 Exemple de dimensionnement

Pour l'analyseur destiné au projet CAN, il convient d'ajuster les paramètres en fonction d'une part de la caméra et d'autre part en fonction des capacités de réalisation du fournisseur.

Les caractéristiques du réseau de phase principal ne changent pas par rapport au MHM classique présenté précédemment. Afin d'échantillonner au mieux l'interférogramme, il conviendrait d'avoir une période de $240\ \mu\text{m}$. Cependant, il n'était pas possible avec la technologie employée d'atteindre exactement cette valeur; nous avons donc choisi une période de $229,8\ \mu\text{m}$. Ce petit changement n'a aucune incidence sur l'exploitation des futurs interférogrammes : en effet, le seul effet qu'il aura sera un léger décalage de l'har-

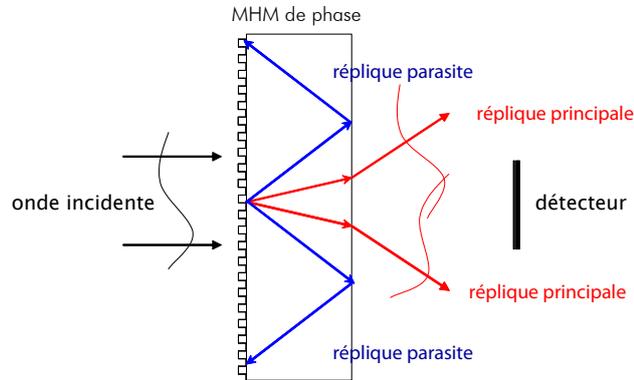


Fig. 2.12 – Mode guidé du MHM phase pure : les répliques parasites subissent une réflexion interne totale.

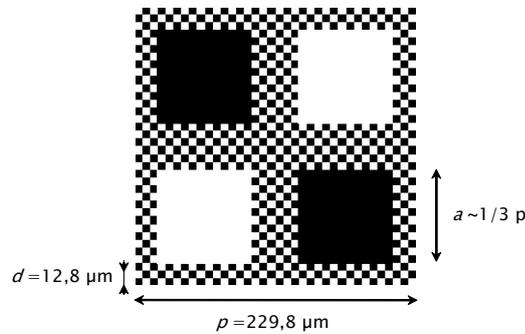


Fig. 2.13 – Réseau MHM de phase pure retenu pour l'analyseur proposé dans le projet CAN.

monique par rapport au milieu entre le centre et le bord du spectre. Notons que le réseau de phase principal ne doit être inscrit que sur les ouvertures de $80 \mu\text{m}$, qui étaient définies antérieurement par le masque d'intensité.

Le réseau de phase secondaire, remplaçant le masque métallique précédent, code la phase en dehors des ouvertures. Nous avons choisi un réseau bi-dimensionnel. Afin de dévier fortement les répliques, le pas doit être choisi le plus fin possible. La technologie de dépôt de résine employée par le fournisseur autorisait une période de $12,8 \mu\text{m}$, soit $1/18$ de la période du réseau principal. Le schéma en niveau de gris (le noir représente une transmittance de -1 et le blanc de 1) du réseau MHM de phase pure est présenté en figure 2.13.

3.3.3 MHM phase pure réalisé pour CAN

Ce nouveau concept de réseau a été réalisé et testé en champ lointain selon la procédure décrite précédemment. L'ordre zéro est beaucoup plus faible que les ordres principaux, ce qui est essentiel pour notre application ; on peut estimer que l'énergie dans l'ordre zéro représente environ 10% de l'énergie des quatre ordres principaux. La figure 2.14 présente différentes représenta-

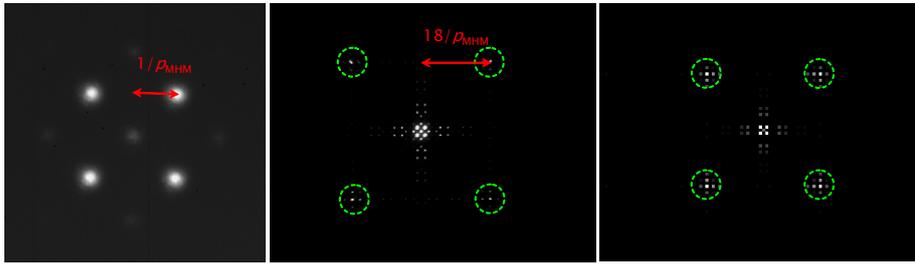


Fig. 2.14 – Champ lointain du réseau de phase pure. Les deux premières images sont des images expérimentales (avec une lentille ou objectif de respectivement 180 mm et 16 mm) : la première représente les quatre ordres principaux, la seconde présente un domaine spectral plus large et permet de faire apparaître les ordres parasites du réseau de phase secondaire. La dernière image est un champ lointain simulé. Les pointillés sur la deuxième et troisième image désignent les ordres créés par le nouveau réseau de phase (réseau de phase secondaire).

tions du champ lointain du réseau de phase pure. Deux images expérimentales ont été faites selon le dispositif déjà décrit (cf. figure 2.8) ; en jouant sur la longueur focale de la seconde lentille, il est possible d'enregistrer un domaine spectral plus ou moins large. Ainsi le premier champ lointain présente le centre du spectre et les quatre ordres principaux ; le deuxième présente un domaine spectral beaucoup plus large, qui permet de visualiser les ordres parasites créés par le nouveau réseau de phase dont la période est plus fine que le réseau principal. La proportion des périodes (à savoir que la période du réseau de phase secondaire est $1/18$ de celle du réseau principal) est respectée : les ordres créés par le réseau de phase secondaire sont à une fréquence 18 fois plus importante que la fréquence des ordres du réseau principal. À titre de comparaison nous avons également placé une simulation du champ lointain induit par une transmittance de mêmes paramètres que le réseau réalisé. Il faut noter que la forte saturation de l'image expérimentale fait ressortir les ordres parasites davantage que dans la simulation ; de ce fait les ordres parasites sont moins apparents dans celle-ci.

Un tel réseau, dont l'ordre zéro à la longueur d'onde d'utilisation est aussi faible, convient mieux à notre application que le premier MHM classique que nous avons fait réaliser. Ce nouveau concept de réseaux améliore donc deux points par rapport au MHM classique : d'une part le procédé de fabrication est simplifié, et d'autre part, la qualité de réalisation est meilleure puisque nous ne faisons appel qu'à une compétence (gravure) au lieu de deux (gravure et dépôt métallique).

3.4 Mécanique et produit fini

La mécanique permettant de placer le réseau à une distance déterminée du détecteur a été réalisée en interne à l'Onera. Un système de cales permet d'ajuster la distance entre le réseau et le détecteur, point fondamental de l'analyse de la surface d'onde en sortie de la matrice des microlentilles. Rappelons les deux principales contraintes.

Pour l'analyse préliminaire, nous verrons que nous avons besoin d'analy-

ser chaque sous-pupille indépendamment les unes des autres afin de vérifier la collimation. Pour cette opération, nous sommes donc dans un mode tout à fait classique de mesure de surfaces d'onde aberrantes. Par conséquent, il est nécessaire d'avoir un décalage latéral faible par rapport au défaut à mesurer ; de cette manière, l'approximation de Taylor présentée au premier chapitre sera tout à fait appropriée et la quantité mesurée pourra être considérée comme une dérivée du front d'onde.

Cependant, pour l'analyse des pistons entre chaque fibre, il faut que chaque sous-faisceau issu d'une fibre interfère avec les sous-faisceaux voisins. Afin que cela soit possible, il faut que le décalage soit suffisamment important de manière à avoir superposition des sous-faisceaux. Dans ce cas, rappelons-le, l'approximation de Taylor n'a plus lieu d'être puisque nous mesurons directement le saut de phase *via* le taux d'accroissement, et non une dérivée.

Le décalage latéral s est donné par :

$$s = \frac{2\lambda z}{p_{\text{MHM}}},$$

où z désigne la distance entre le réseau et le détecteur. Pour la mesure d'aberration classique, la mécanique de la caméra nous autorise une distance de l'ordre de 5 mm. Dans ce cas, le décalage latéral est alors de l'ordre de 2 pixels, soit moins d'une frange. Ceci est parfaitement suffisant pour l'analyse d'une surface aberrante continue. Dans le second cas, sachant que les microlentilles ont un diamètre de 1,5 mm, une distance entre le réseau et le détecteur supérieure à 15 mm est nécessaire pour avoir un recouvrement suffisant. Les distances retenues (à savoir 5, 10 et 15 mm) pour la première version de l'analyseur ne sont pas définitives et pourront évoluer en fonction des expérimentations futures. Nous voyons donc se dégager deux configurations de l'analyseur : une configuration pour la mesure des aberrations classiques (avec un faible décalage latéral) et une configuration pour la mesure des pistons de phase (avec un décalage latéral important).

Le système final, ainsi qu'un interférogramme et son spectre, est présenté sur la figure 2.15. L'interférogramme est créé par un front d'onde peu perturbé, les déformations du maillage des franges est donc peu visible. Le spectre présente, en plus des neuf ordres principaux, des ordres parasites venant s'intercaler entre les quatre ordres principaux ; ceci est dû à la présence d'un faible ordre zéro. Compte tenu de leur position, l'analyse n'en est pas perturbée. Il est intéressant de comparer deux spectres d'interférogrammes obtenus d'une part par le MHM classique dont la profondeur de gravure était mal adaptée à la longueur d'onde d'utilisation, et d'autre part par le MHM de phase. Lors de la présence d'un ordre zéro important, le nombre d'harmoniques parasites à proximité des harmoniques principales est important (figure 2.16(a)). Il y en a d'autant plus que le repliement dû à l'échantillonnage par la matrice du capteur intervient, et ajoute des harmoniques dans cette même zone. En revanche, si l'on minimise l'ordre zéro, le spectre est épuré d'un grand nombre d'harmoniques parasites (figure 2.16(b))

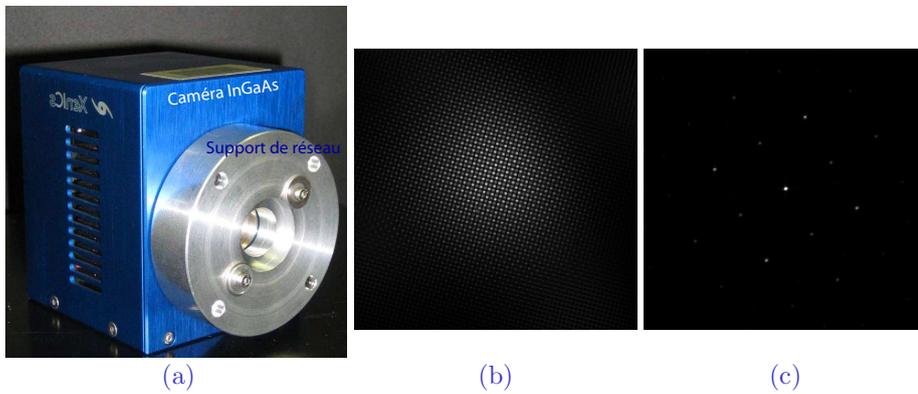


Fig. 2.15 – (a) Analyseur assemblé; (b) interférogramme acquis lors de l'analyse d'un front d'onde peu aberrant; (c) spectre de l'interférogramme présenté en (b).

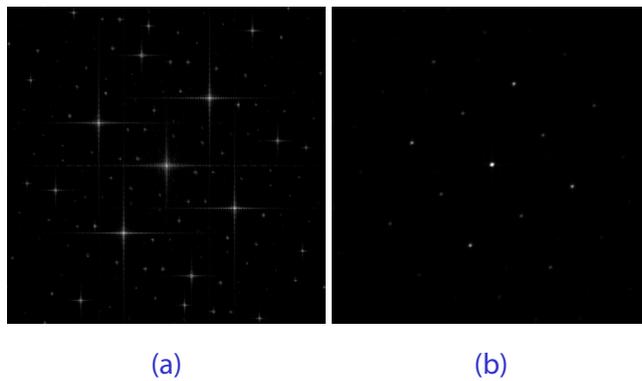


Fig. 2.16 – Comparaison des spectres des interférogrammes : (a) spectre d'un interférogramme obtenu avec le MHM classique mal adapté à la longueur d'onde d'utilisation; (b) spectre d'un interférogramme obtenu avec le MHM de phase pure, bien accordé à la longueur d'onde.

4 Conception d'un étalon de surface segmentée

4.1 Objectifs de l'étalon

Dans le cadre du projet CAN, nous proposons de contrôler activement la phase grâce à sa mesure par la technique de l'IDQL. Comme l'étude d'une surface d'onde segmentée par IDQL est récente, il est important d'avoir un défaut de référence pour la mettre au point. C'est l'objet de l'étalon que nous proposons de concevoir en partenariat avec l'Institut d'Optique. L'idée est donc d'avoir une surface parfaitement caractérisée du point de vue métrologique, afin de pouvoir évaluer la sensibilité et la dynamique de l'interféromètre, et de permettre d'affiner les choix pour la conception d'un analyseur spécifiquement dédié au contrôle actif de la phase en sortie de fibres optiques : choix de la meilleure distance entre le réseau et le détecteur, validation de l'algorithme de traitement des données, meilleure orientation des franges par rapport aux axes du détecteur...

Plus généralement, cet étalon a été conçu de manière à pouvoir être utilisé pour caractériser toute technique de mesure d'une surface d'onde segmentée. Dans cette optique, la stabilité de l'objet est un point fondamental : stabilité temporelle en choisissant des matériaux peu sensibles aux variations environnementales et stabilité spatiale, en définissant la structure de maintien pour une utilisation sur une table d'expérimentation classique et en envisageant une structure permettant de déplacer sans danger l'objet entre différents laboratoires.

4.2 Définition de l'objet

Afin de s'affranchir d'éventuels problèmes de non-homogénéité du matériau, l'étalon sera utilisé en réflexion. Cette utilisation en réflexion permet également à l'étalon d'être utilisé aussi bien dans les longueurs d'onde du visible que dans l'infrarouge (proche, voire lointain). La taille de la surface utile doit autoriser une utilisation et une manipulation simples ; nous avons retenu une taille de l'ordre de 70 mm. La surface segmentée doit présenter des sauts de phase permettant de tester d'une part la dynamique de mesure, c'est-à-dire des sauts de l'ordre de la centaine de micromètres ; elle doit permettre d'autre part de tester la sensibilité de la technique : par conséquent il est nécessaire d'avoir des sauts de phase de l'ordre de la fraction de longueur d'onde.

Nous avons retenu le dessin tel que présenté sur la figure 2.17. Le pavage en quinconce permet de s'approcher d'une structure hexagonale : en effet le nombre de sauts de phase entre une facette et les facettes voisines est le même que dans un pavage hexagonal. La difficulté de réalisation de facettes hexagonales, étant très grande – donc très longue ! –, il n'était pas envisageable de choisir cette géométrie dans le cadre de ce projet. Le choix de ce pavage permet également d'élargir les domaines d'utilisations de l'étalon : en effet, une telle surface se rapproche des miroirs segmentés utilisés en astronomie. D'autre part, même si les premières expérimentations seront faites, nous le verrons, en géométrie cartésienne, un pavage se rapprochant d'une structure hexagonale permettrait de diminuer les lacunes lors de la juxtaposition des faisceaux laser, donc de favoriser la recombinaison cohérente.

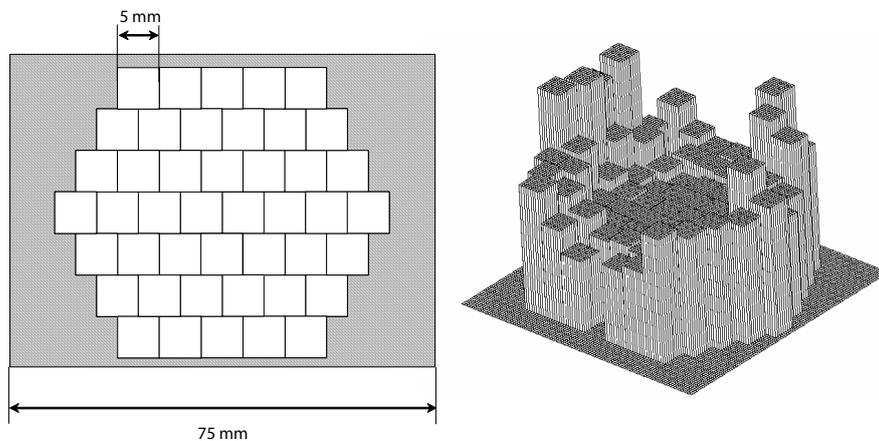


Fig. 2.17 – Étalon de surface segmentée. La partie gauche est une vue de dessus, la partie droite est une représentation de la surface dans l'espace. L'échelle verticale a volontairement été dilatée par rapport aux échelles horizontales.

Il est nécessaire d'insister sur la grande complexité de réalisation de cet objet. En effet, les contraintes sur le parallélisme de chaque face de chacune des «allumettes», la manipulation de tels objets à arêtes vives (et qui doivent le demeurer), ainsi que leur nombre font que la réalisation est une véritable prouesse ! Malheureusement, ce développement, du fait de ses difficultés techniques, n'a pas pu être terminé avant que je n'écrive ceci. Je présente donc quelques photographies prises lors de la réalisation sur la figure 2.18.

4.3 Simulations préliminaires

Une simulation préliminaire de l'étalon de surface segmentée a été effectuée. La surface retenue (forme et répartition des hauteurs) a été modélisée de manière à simuler un interférogramme et son exploitation.

L'analyse de la surface se fait sur 512×512 pixels avec 45 pixels par facette de l'étalon. Cette situation, compte tenu des dimensions de l'objet, correspond à l'introduction sur le banc de l'expérimentation d'un afocal de grandissement de l'ordre de 0,3. L'information recherchée est la hauteur relative des marches. Par conséquent, il convient de rendre la zone de transition des sauts de phase la plus importante que possible ; cela revient à maximiser le décalage latéral donc la distance entre le réseau et le détecteur. Ceci est illustré sur la figure 2.19 où l'extraction des taux d'accroissements correspondant à un décalage de 10 pixels puis de 20 pixels est représenté. L'information contenue dans les taux d'accroissement est suffisante, puisqu'elle contient la hauteur des sauts de phase. La reconstruction de la surface n'apporte aucune information supplémentaire et n'est donc pas faite. Ces décalages latéraux, en prenant des pixels de l'ordre de la trentaine de microns, conduisent à des distances réseau-détecteur de l'ordre de 20 à 40 mm respectivement, qui sont relativement importants. Un problème de dynamique intervient dans la mesure d'une telle surface. La simulation présentée sur la figure 2.19 a été réalisée grâce à un mode de mesure permettant d'accroître de manière considérable la dyna-

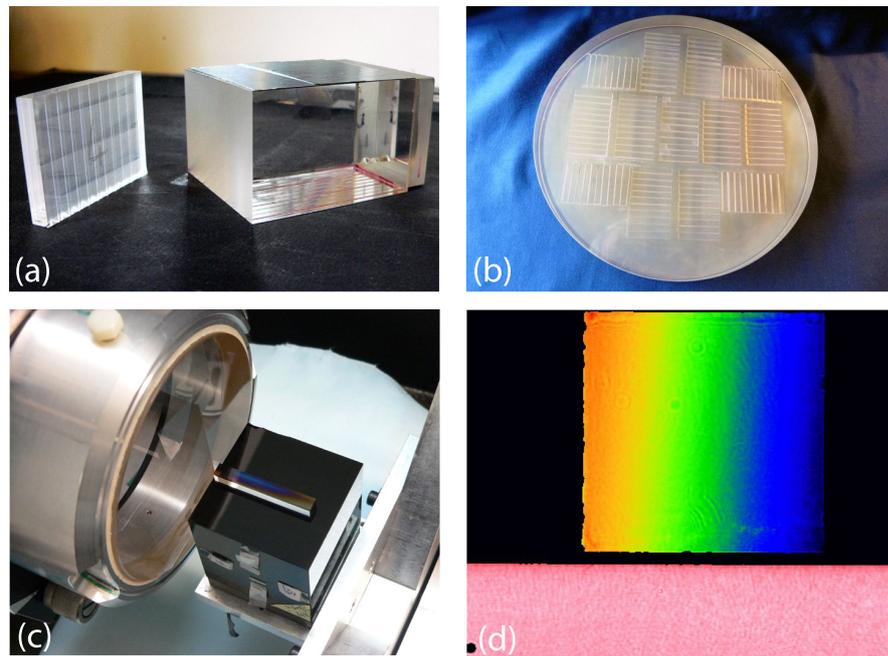


Fig. 2.18 – Quelques étapes de la réalisation de l'étalon. (a) découpe de tranches à partir d'un bloc ; cette tranche a été alors découpée en «allumettes». En (b), les 140 allumettes sont déposées sur une dalle de Zerodur pour être polies. Enfin, chacune des quatre faces latérales et la face utile des allumettes sont mesurées individuellement ((c) et (d)). Crédit photo : (a) et (b) : Atelier d'optique/LCFIO, (c) et (d) : Équipe Surfaces Optiques/LCFIO.

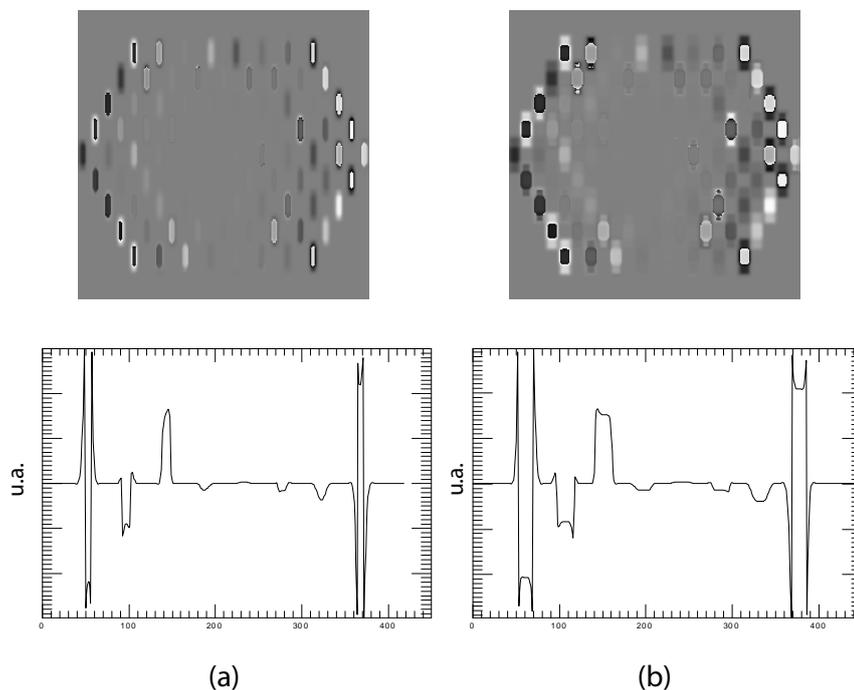


Fig. 2.19 – Effet de la largeur de la zone de transition : coupe du taux d’accroissement selon une direction. En (a) on a choisi une zone de décalage latéral de 10 pixels, alors qu’en (b) 20 ont été retenus.

mique native de l’interféromètre ; ce mode de mesure sera amplement détaillé dans le chapitre suivant. Précisons à cet endroit que l’objectif du projet CAN est pour l’instant un phasage en sortie de fibres à 2π près. En effet, puisque nous avons fait le choix de travailler avec des faisceaux continus temporellement, il n’y a pas besoin de réaliser une mise en phase absolue. Ceci sera en revanche le cas lorsque les faisceaux injectés seront impulsionnels (avec des impulsions de longueur inférieure à la picoseconde) : dans ce cas, en raison de l’élargissement spectral, il sera nécessaire de compenser exactement les déphasages.

5 Résultats expérimentaux préliminaires

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus lors d’expérimentations avec Cindy Bellanger, doctorante à TRT.

5.1 Premières briques du démonstrateur

Une diode laser est injectée dans un toron de 64 fibres, après un étage de d’amplification, et ce grâce à quatre coupleurs 1–16 comme représenté sur le schéma en figure 2.20. En sortie des coupleurs, les fibres optiques sont reliées à une plaque réalisée en PMMA qui maintient chaque fibre à une position et orientation donnée.

La matrice de microlentilles est alors placée à sa distance focale de la plaque, de manière à assurer la collimation. Les microlentilles retenues sont circulaires et réparties sur un maillage cartésien de pas 1,5 mm. Compte tenu de l'ouverture en sortie des fibres optiques (de l'ordre de 0,1), les microlentilles retenues ont un nombre d'ouverture de $f/4,7$ (en effet, il fallait que celles-ci soient plus ouvertes que $f/5$). Le pas de la plaque de maintien est ajusté de manière à s'adapter au mieux au pas mesuré de la matrice de microlentilles.

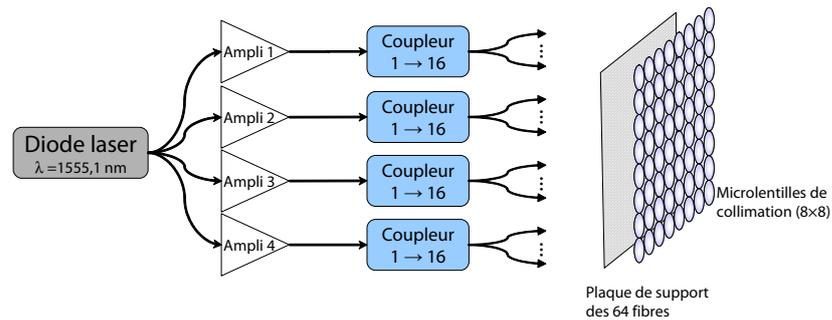


Fig. 2.20 – Schéma du montage utilisé. Les amplificateurs sont des amplificateurs à fibres dopées erbium/ytterbium ($\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$).

Les microlentilles ont été auparavant testées, afin de s'assurer de leur qualité. La vérification, effectuée par TRT, a consisté d'une part à vérifier les paramètres géométriques du maillage (période, écart entre deux microlentilles) et d'autre part à mesurer la forme des microlentilles à l'aide d'un profilomètre. Le résultat de la mesure d'une microlentille est présenté sur la figure 2.21. La qualité des lentilles est très bonne, et confirme les spécifications du fabricant. Notons que cette matrice de microlentilles a été spécifiée par l'Onera dans le cadre du projet FOURMI, qui propose des concepts d'imagerie destinés à miniaturiser des caméras infrarouges, ce qui explique leur très bonne qualité.

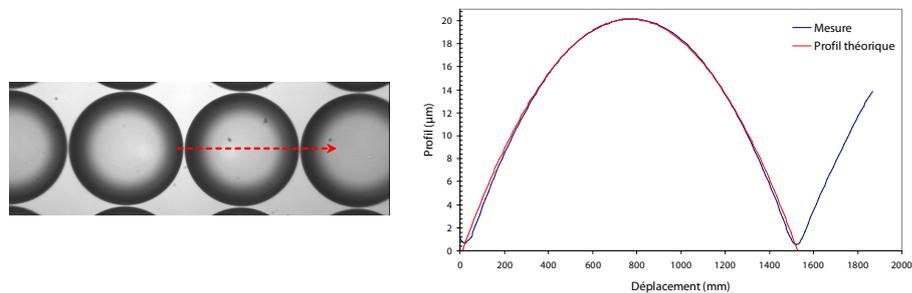


Fig. 2.21 – Test des microlentilles avec un profilomètre mécanique. À gauche est présentée une vue acquise à l'aide d'une loupe binoculaire, et à droite est tracé le profil selon l'axe matérialisé sur la photo ainsi que le profil sphérique théorique.

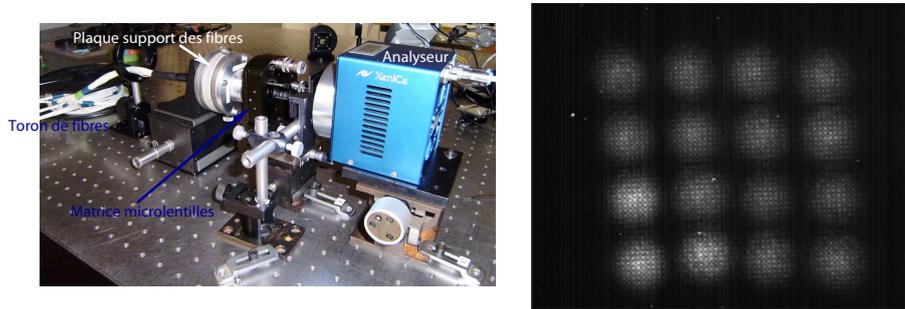


Fig. 2.22 – *Gauche* : montage utilisé pour les premières acquisitions d'interférogrammes; *droite* : interférogramme enregistré pour 16 fibres avec un décalage latéral faible, de manière à étudier les aberrations internes à chaque sous-faisceau.

5.2 Alignement fibres – microlentilles

Les premières expérimentations ont eu pour objectif de valider une procédure de réglage de l'alignement des sorties de fibres et des microlentilles.

Dans un premier temps, trente fibres ont été connectées. L'analyseur de front d'onde est placé en sortie des microlentilles. Nous avons choisi une distance détecteur-réseau relativement faible (5 mm, soit un décalage latéral inférieur à une frange) de manière à pouvoir mesurer les aberrations internes à chaque voie. Le montage utilisé est présenté en figure 2.22. L'interférogramme enregistré dans cette configuration est présenté sur la même figure. Lors de ces premières mesures, nous avons voulu avant tout établir une procédure de réglage. De cette manière, le choix du nombre de taches par sous-pupille est arbitrairement fixé par le diamètre des sous-faisceaux par rapport à la taille de la matrice. Le nombre de sous-pupilles et le nombre de taches par sous-pupille pourraient être facilement ajustés en intégrant sur le montage un système afocal ou extenseur de faisceau.

La première observation que l'on peut faire est que le maillage, normalement cartésien, est déformé. Celui-ci peut être observé de manière plus quantitative en extrayant l'amplitude de l'ordre zéro de l'interférogramme (ce qui revient à déramer l'interférogramme). La figure 2.23 présente cet ordre zéro ainsi que le maillage constitué par les segments reliant les barycentres de chaque sous-pupille. En considérant que les fibres sont correctement et régulièrement espacées par rapport à la grille de microlentilles (ce qui avait été vérifié avant de monter les fibres), nous nous attendons à deux défauts :

- défaut de parallélisme entre la plaque de microlentilles et la plaque de support des fibres ;
- défaut de centrage des fibres par rapport aux centres des microlentilles correspondantes. Ce défaut serait dû à une mauvaise orientation des maillages (les axes ne se correspondant pas).

Cependant, ces deux défauts se traduiraient par un maillage certes translaté ou tourné par rapport au maillage des microlentilles, mais en aucun cas celui-ci ne serait déformé : il conserverait son caractère cartésien.

Une déformation du maillage des sous-pupilles ne peut provenir que de deux choses : soit d'un défaut de planéité de la plaque des microlentilles, soit un défaut de la plaque support des fibres. Après analyse, il est apparu que les

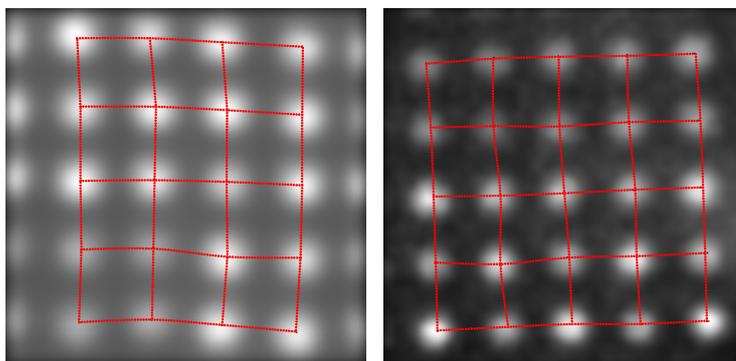


Fig. 2.23 – Amplitude de l’ordre zéro, à laquelle est superposé un maillage constitué par les segments reliant chaque barycentre des sous-pupilles. Le résultat devrait idéalement conduire à un maillage cartésien. À gauche, la plaque de soutien des fibres était déformée ce qui induisait une déformation du maillage, alors qu’à droite, il s’agit de la plaque actuelle du démonstrateur.

trous avaient été déformés par le collage à chaud des fibres optiques.

5.3 Aberrations résiduelles

Bien entendu, après réglage, il subsiste toujours des aberrations. Le but du réglage préliminaire est de minimiser les aberrations les plus importantes. La projection sur les premiers polynômes de Zernike permet de comparer le poids de chaque aberration les unes par rapport aux autres. En fin de réglage préliminaire, nous obtenons des phases dont la projection est du type de celle présentée en figure 2.24. Sur la cartographie des phases obtenues, nous notons que les défauts d’amplitude forte correspondent au bord de pupilles, c’est-à-dire aux pieds des gaussiennes, où le rapport signal-à-bruit est le moins bon. Ceci peut se voir par exemple en calculant la circulation c des dérivées autour d’un point de phase :

$$c_{i,j} = \left. \frac{\partial W}{\partial x} \right|_{i,j} + \left. \frac{\partial W}{\partial y} \right|_{i+1,j} - \left. \frac{\partial W}{\partial x} \right|_{i,j+1} - \left. \frac{\partial W}{\partial y} \right|_{i,j}.$$

Normalement, à rapport signal-à-bruit infini, cette quantité est nulle. Lorsque le bruit augmente, la moyenne des réalisations des $c_{i,j}$ augmente. Une représentation de la matrice des $c_{i,j}$ est présentée sur la figure 2.25 : nous voyons alors qu’en bord de pupille, la valeur absolue de la circulation $|c|$ augmente, et l’on constate également par endroit des repliements de phase (qui se traduisent par une circulation plus grande que 2π en valeur absolue). Pour plus de lisibilité, j’ai matérialisé en pointillés les sous-pupilles. À cet endroit, soulignons qu’il est possible d’avoir une évaluation intrinsèque de la qualité de mesure de phase, grâce au calcul de la circulation des dérivées.

Globalement, sur l’ensemble des sous-pupilles l’erreur de phase RMS due aux aberrations hors tilt et piston est de l’ordre de 150 nm, ce qui représente une erreur de $\lambda/10$.

Le basculement résiduel est majoritairement dû à la non-colinéarité des axes optiques de la microlentille et de la fibre correspondante. Il reste cepen-

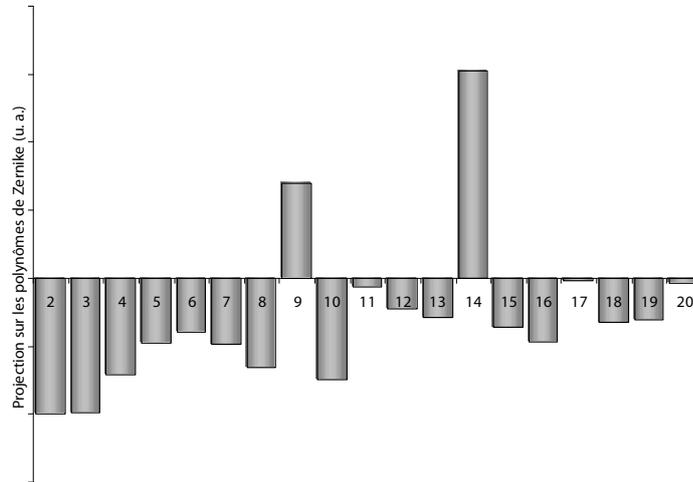


Fig. 2.24 – Aberrations résiduelles d’une sous-pupille en fin de réglage préliminaire, projetée sur les polynômes de Zernike. Le terme de piston n’est pas représenté.

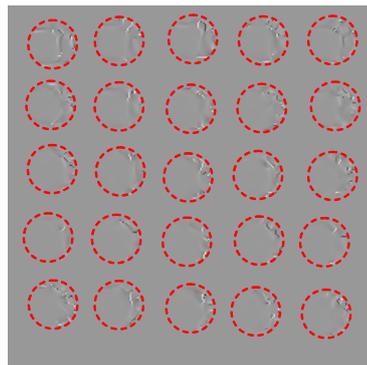


Fig. 2.25 – Circulation c des dérivées. Plus le rapport signal-à-bruit est faible, plus la valeur de c (en valeur absolue) est grande. C’est le cas en bord des sous-pupilles.

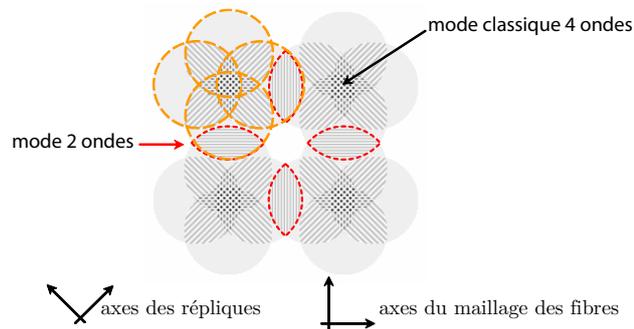


Fig. 2.26 – Mode de mesure à 2×2 ondes obtenu en tournant les répliques de 45° par rapport au maillage des fibres. Les zones d'intérêt, c'est-à-dire celles qui résultent de l'interférence de deux répliques de pupilles différentes sont entourées en pointillés rouges.

dant raisonnable : entre 0,1 et 1 mrad de pente avec une moyenne de l'ordre de 0,4 mrad ; ces valeurs sont à comparer avec celle évaluée afin de maintenir un rapport de Strehl supérieur à 0,8 par exemple, qui était de 0,3 mrad.

5.4 Premières mesures de pistons

Nous présentons dans ce paragraphe les premières mesures de pistons de phase qui ont été effectuées. La distance entre le réseau et le détecteur est choisi de 40 mm, ce qui conduit à un décalage latéral de $518 \mu\text{m}$, et l'orientation des répliques à 45° des axes du maillage des fibres (c'est-à-dire que les axes du réseau seront de même orientation que les axes du maillage des fibres). Outre un facteur $\sqrt{2}$, cette orientation permet de gagner en lisibilité de l'interférogramme : en effet, les seules zones d'intérêt sont celles qui résultent de la superposition de deux sous-pupilles. Ce mode de mesure exploite la lacunarité du maillage des sous-pupilles : en orientant à 45° les répliques, l'interaction de chaque sous-pupille avec ses plus proches voisines résulte d'une interférence à deux ondes. Les quatre répliques de l'IDQL sont utilisées par paires, au lieu d'être toutes associées : nous passons alors du mode classique à quatre ondes, à un mode spécifique à 2×2 ondes (c'est-à-dire interférence de deux ondes dans deux directions orthogonales). Ce mode de mesure à 45° est illustré sur la figure 2.26. Bien entendu, lors du traitement d'extraction des données, les seules harmoniques qui portent l'information de piston entre deux sous-pupilles sont les harmoniques secondaires.

La figure 2.27 résume les principales étapes de l'extraction de données. Nous notons que les zones où il n'y a pas de recouvrement ne comportent pas d'informations, ce qui se traduit par une dérivée variant rapidement, et créant ainsi des repliements. Un profil de la dérivée illustre alors les valeurs des pistons mesurés. Nous noterons que dans les zones *intra-pupille*, c'est-à-dire les zones où se recouvrent des répliques appartenant à une même sous-pupille, la phase (donc sa dérivée) varie de manière importante. Cet effet s'explique simplement par le bras de levier important dû au décalage latéral imposant, qui augmente de manière significative la sensibilité de l'analyseur aux aberrations (classiques) résiduelles des sous-pupilles. Les mesures de pistons présentées

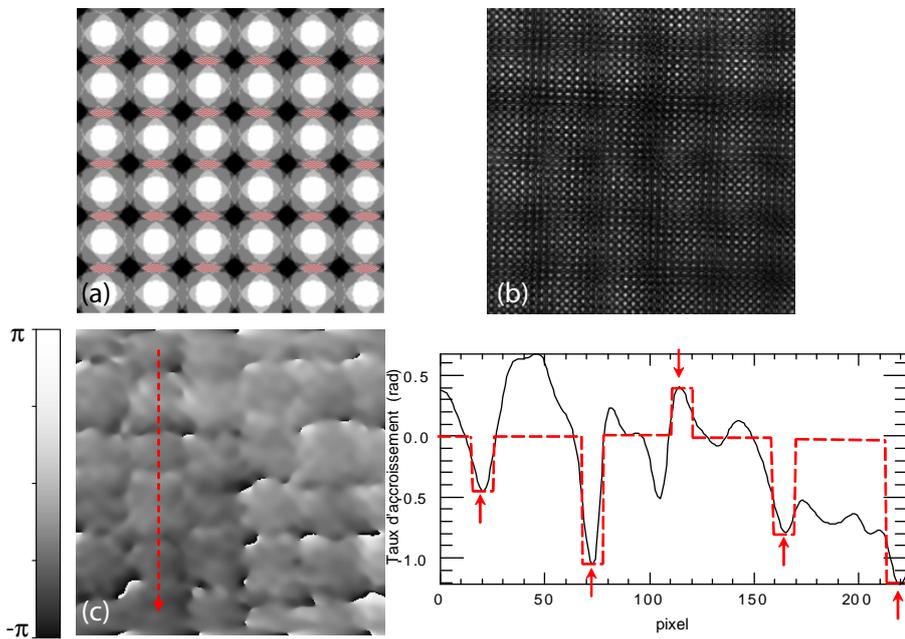


Fig. 2.27 – Premières mesures de pistons : (a) disposition des sous-pupilles après le décalage latéral; (b) interférogramme; (c) dérivée selon l'axe vertical et profil le long de l'axe matérialisé. Les hauteurs de pistons sont directement lisibles aux endroits désignés par les flèches : les pointillés rouges indiquent alors le taux d'accroissement ne prenant pas en compte les aberrations internes aux pupilles.

sont, rappelons-le, les premières que nous ayons faites. Ces expériences préliminaires ont permis de vérifier que la mesure de piston était effectivement possible, et nous travaillons actuellement à leur amélioration.

5.5 Procédure de réglage

Nous proposons la procédure suivante pour régler l'alignement des fibres par rapport aux microlentilles.

5.5.1 Orientation des microlentilles

Nous considérons dans la suite que la matrice de fibres est fixe et sert de référence. Seule la matrice de microlentilles est mobile. La première étape consiste à régler l'orientation des microlentilles par rapport aux fibres, c'est-à-dire jouer sur la rotation autour de l'axe optique moyen des fibres.

Pour cela, on observe l'image sur une caméra (ou sur l'analyseur en extrayant l'ordre zéro). La position des barycentres renseigne sur la position des microlentilles : on cherche à rendre le maillage le plus symétrique possible. En effet, en notant $(x + \delta x, y + \delta y)$ les coordonnées du centre de la microlentille par rapport à la fibre située en (x, y) , la position du barycentre de la sous-pupille sera donnée par $(X + \delta X, Y + \delta Y)$ avec $\delta X = \delta x \cdot z / f'$ et $\delta Y = \delta y \cdot z / f'$, en notant z la distance entre le détecteur et la matrice de microlentilles. Un

autre effet peut être mis à contribution : lors du déplacement selon l'axe optique, si les deux maillages ne coïncident pas, cela se traduit alors par un effet de rotation du maillage de point lumineux observé.

5.5.2 Parallélisme des deux plaques

À présent, les deux maillages des microlentilles et des sorties de fibres sont orientés selon les mêmes axes. Il reste dorénavant un réglage de parallélisme entre le plan moyen des microlentilles et la plaque de soutien des fibres. Un des moyens d'assurer cette étape est d'étudier à l'analyseur les défocalisations dans chaque sous-pupille. Un moyen simple de le faire est de projeter chaque sous-pupille sur la base des polynômes de Zernike et d'extraire le terme correspondant à une erreur de mise au point.

Un premier réglage peut être effectué en utilisant une caméra et un objectif, en mettant au point sur les sorties des microlentilles. La longueur focale étant très courte, un effet de défocalisation se traduit par un élargissement rapide de la tache image. Par conséquent le maillage se déforme localement. Un réglage correct est atteint lorsque :

1. le maillage est régulier ;
2. il est possible de focaliser et défocaliser toutes les fibres en même temps sans faire apparaître de déformation.

Ceci est illustré sur la figure 2.28(a). Un ultime test peut être réalisé en plaçant l'analyseur en sortie des microlentilles : il est possible, dans le plan image, d'obtenir les quatre répliques des images des sorties de fibres en même temps pour toutes les fibres (figure 2.28(b)). La très bonne qualité des microlentilles est perceptible : les images ont sensiblement la même taille. Les images des fibres sont théoriquement beaucoup plus petites, puisque le cœur des fibres fait 5 μm . En revanche, dans la configuration dans laquelle on est placé, le nombre d'ouverture des microlentilles est de l'ordre de 100. Par conséquent, nous enregistrons les taches de diffraction, d'une taille approximative de dix pixels. Sur l'image présentée, on peut également observer des répliques parasites, constituant un maillage légèrement décalé et dont l'intensité est beaucoup plus faible ; celles-ci sont dues à une réflexion, vraisemblablement sur le hublot du détecteur. Cette position au plan image est intéressante puisqu'elle permet, connaissant la distance entre l'analyseur et la plaque de microlentilles, d'évaluer la position du foyer des microlentilles : il est en effet plus facile d'estimer cette distance que la distance entre la plaque de microlentilles et la plaque de soutien des fibres en raison de la présence des montures permettant les réglages de celles-ci.

La quantification fine des défocalisations résiduelles peut être faite avec l'analyseur IDQL : il s'agit alors d'analyser toutes les sous-pupilles en utilisant une technique bi-distance : on réalise deux acquisitions de la sortie de fibres séparées par quelques millimètres. De cette manière, le déplacement des franges est minime (inférieur à une période), et on peut se servir d'une acquisition comme référence pour l'autre. En effet, il n'est pas possible avec un seul interférogramme de reconstruire la phase de toutes les sous-pupilles d'un seul coup, car l'absence de corrélation entre deux sous-pupilles fait qu'une constante arbitraire s'ajoute à chacune lors de l'extraction des taux d'accroissement, ajoutant ainsi un terme de tilt parasite. Il est évident qu'un déplace-

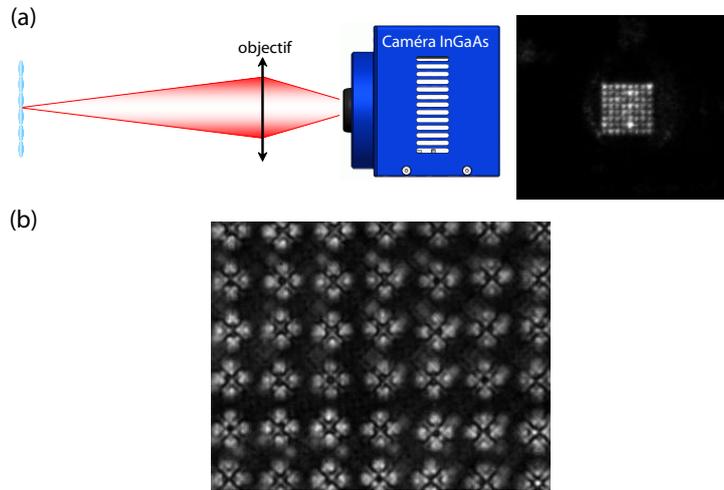


Fig. 2.28 – Réglage du parallélisme entre la plaque de soutien des fibres et les microlentilles. (a) en utilisant un objectif et en regardant l’image des sorties de microlentilles ; (b) en utilisant l’IDQL avec un décalage latéral important.

ment de l’analyseur non-colinéaire à la direction moyenne des faisceaux induit un basculement supplémentaire. Celui-ci n’est pourtant pas gênant car il est identique pour toutes les sous-pupilles ; on peut soustraire le tilt moyen afin de rendre la lecture plus facile (c’est ce qui est fait dans les mesures présentées).

La figure 2.29(a) illustre une reconstruction de la phase avec 5×5 fibres. On constate qu’il n’y a pas d’aberration majeure, ce qui est signe d’un bon réglage préliminaire. D’autre part, comme je l’ai signalé, les variations de phase les plus fortes se trouvent en bord de pupille ; ceci est lié d’une part à la présence de défocalisations résiduelles, et d’autre part à un rapport signal-à-bruit plus faible dans ces zones. Sur cette figure, j’ai laissé les basculements résiduels, ce qui conduit à une amplitude crête-à-crête globale assez importante (de l’ordre de λ). Le coefficient de la projection de chaque sous-pupille sur le polynôme de Zernike correspondant au terme de défocus est calculé ; il est récapitulé, pour chaque sous-pupille, sur la figure 2.29(b). On constate alors qu’il y a une tendance à diminuer le coefficient vers le bas droit de la pupille. Cela veut donc dire que le parallélisme peut être amélioré en rapprochant le coin haut-gauche des sorties de fibres. La valeur de déplacement à apporter est évaluée en projetant le tableau des défocalisations sur des basculements orthogonaux.

6 Conclusions et perspectives

Nous avons mis en place les principaux outils en vue de réaliser la recombinaison cohérente de fibres laser. La mise au point de l’analyseur à la longueur d’onde retenue pour le démonstrateur a été l’occasion de proposer un nouveau concept de réseau MHM, que nous avons appelé MHM de phase, et faisant l’objet d’un brevet. Pour cette application directe de mesure de pistons

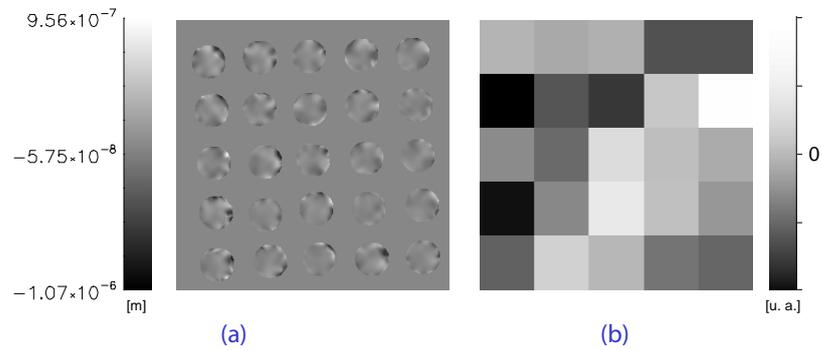


Fig. 2.29 – Analyse de la phase de chaque sous-pupille (a) et coefficient résultant de la projection de la phase de chaque sous-pupille sur le polynôme de Zernike n° 4 correspondant à la défocalisation (b).

relatifs de phase, la réalisation d'un étalon de surface segmentée permettra *in fine* l'évaluation de la sensibilité et de la dynamique que l'on peut atteindre avec l'analyseur de surface d'onde. Rappelons que cet objet de référence n'est pas spécifiquement destiné à l'IDQL, mais est destiné à jouer le rôle d'objet de référence pour les surfaces d'onde de ce type.

Les premières expérimentations du projet CAN ont permis d'une part de vérifier l'alignement de chaque sortie de fibre et de la plaque de microlentilles, et d'autre part d'optimiser le réglage. Les premières mesures de pistons de phase ont été décrites. La principale tâche est alors d'intégrer la mesure de surface d'onde dans la future boucle d'asservissement; malheureusement la planification du projet ne permettait pas d'en rendre compte ici. Un travail d'interfaçage est également nécessaire afin de rendre les réglages préliminaires plus rapides.

Les réflexions sur les mesures de surfaces segmentées lors de la mise en place du projet CAN et lors des simulations préliminaires, nous a fait prendre conscience d'une subtilité de mesure offerte par l'IDQL lorsque l'on envisage une mise en phase en absolu (et non à 2π près) et que par conséquent, la largeur spectrale de la source est plus importante. L'avantage que l'on peut en tirer est décrit dans le chapitre suivant.

LE MODE BI-COULEUR SOUSTRACTIF

3

1 Contexte de l'étude

1.1 Besoins spécifiques d'analyse

La problématique d'analyser des déphasages de grande amplitude se pose généralement dans les phases préliminaires de réglage d'optiques multi-pupilles. En effet, la mise en phase (ou phasage) d'éléments optiques différents nécessite une correction en absolu dès lors qu'il est destiné à une utilisation avec une certaine largeur spectrale, et non à un facteur 2π près, comme il est simplement requis pour une utilisation monochromatique. Dans ce cas, il est nécessaire de procéder dans un premier temps à un réglage grossier dont le but est de ramener le déphasage dans une dynamique comprise dans l'intervalle $[-\pi, \pi[$, et dans un second temps de mesurer plus finement le saut de phase afin de le corriger ou de le compenser au mieux.

Un exemple concret de besoin d'analyse de ce type de surface est celui des installations de PETAL (*Petawatt Laser Aquitaine*). PETAL est un projet de laser de haute énergie et de haute puissance. L'objectif d'ordre de grandeur des impulsions délivrées est de 0,5 à 5 picosecondes, pour une énergie de l'ordre de trois ou quatre kilojoules. Le projet, confié au CEA, en est actuellement à ses premières phases. Une telle production d'énergie fait intervenir la technique de CPA, déjà citée dans le chapitre précédent, donc des réseaux de diffraction permettant de comprimer temporellement les faisceaux. Cependant, vu les énergies considérées et les seuils de dommage des matériaux, il est nécessaire d'avoir des réseaux de diffraction dont la taille est de l'ordre du mètre [53]. Or technologiquement, cette taille n'est pas réalisable d'une manière monolithique. Une alternative possible est de réaliser plusieurs petits sous-compresseurs et de phaser les faisceaux en sortie [54]. Lors de cette dernière opération, les faisceaux auront des phases différentes : ils seront séparés par des pistons, et d'autre part, du fait des montures mécaniques il subsistera des lacunes entre les faisceaux. La correction pour phaser les sous-faisceaux compressés se fait à l'aide d'un miroir segmenté. Le principe des deux étages de compression de PETAL est illustré sur la figure 3.1 ; le miroir segmenté y

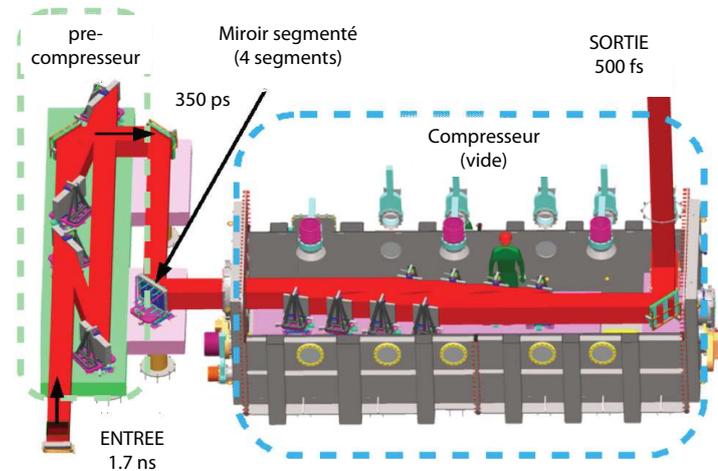


Fig. 3.1 – Compression des faisceaux laser dans PETAL. La compression s’effectue en deux étages. Cette illustration est adaptée de [55].

est pointé.

Lors de la mise en route, les pistons de phase sont de l’ordre du millimètre. Il est donc nécessaire dans un premier temps de pouvoir avoir la dynamique suffisante pour mesurer cette amplitude de défaut. Cette première étape est pour l’instant assurée par une technique d’*interférométrie spectrale* [56]. En revanche, il est nécessaire d’utiliser un autre moyen pour affiner la correction de piston, car la précision de cette dernière est de l’ordre de 6 à 15 μm alors que la précision envisagée est de l’ordre de 50 nm. Utiliser un seul et même instrument, dans deux modes de mesures différents par exemple, serait un avantage : la simplicité de mise en œuvre serait plus grande, les réglages préliminaires et alignements moins nombreux. Cette application justifie donc que l’on s’intéresse au comportement de l’IDQL pour une mesure de grande dynamique.

Dans un tout autre domaine, celui du cophasage d’un miroir segmenté de télescope, pour atteindre les meilleurs résultats il est en outre nécessaire de prendre en compte des effets annexes comme celui de la turbulence atmosphérique. Son effet est important dans le cas de télescope terrestre, dans la mesure où l’évaluation des pistons entre les segments peut être rendue plus difficile. L’IDQL, grâce aux deux modes de mesure que nous allons détailler dans la suite, est un bon candidat pour ces réglages. Le même interféromètre peut alors servir dans la phase de réglage initial et pour la correction fine, voire pour la correction en temps réel, dans le cas d’une correction par optique adaptative.

1.2 La classique limitation de dynamique

Lors de l’analyse d’une surface d’onde par interférométrie (quelle que soit la technique), on étudie le déplacement, donc la déformation, de franges par rapport à un maillage correspondant à une onde de référence. Tant que les variations de la surface d’onde sont continues, il n’est pas difficile de « suivre »

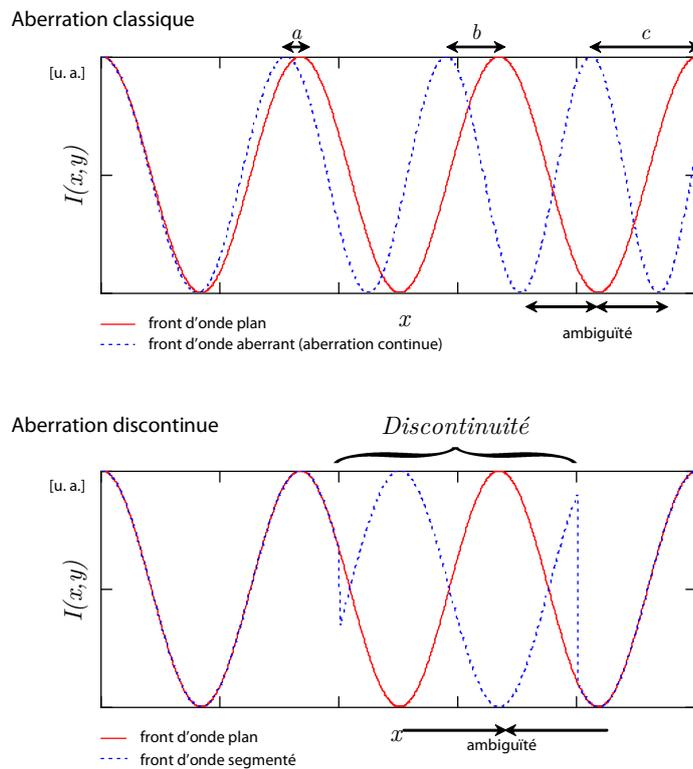


Fig. 3.2 – Dynamique de mesure lors de l'analyse d'une surface continue et d'une surface discontinue.

les franges afin de mesurer leur déplacement : on peut très bien mesurer le déplacement de franges sur plus d'une période. La figure 3.2 présente ce cas de figure sur la partie supérieure : en effet, à la troisième période il y a ambiguïté sur le déphasage c si l'on ne prend pas en compte les déphasages précédents. Cependant, en les prenant en compte, on est capable de le déterminer : connaissant les déphasages a , b on peut évaluer c . Bien entendu, il ne faut pas que les variations spatiales soient trop rapides devant la période de l'interférogramme, pour ne pas qu'il y ait croisement des franges. En revanche, si la surface d'onde est segmentée et contient une discontinuité, celle-ci induit un déphasage des franges ponctuel (figure 3.2, partie inférieure) ; on n'est dès lors plus capable de savoir de combien s'est déplacée la frange puisque le déphasage n'a pas de lien avec d'éventuels déphasages précédents : seule l'information de la fraction de période est mesurable, le nombre de périodes est lui indéterminé. En terme utilisé habituellement pour les interférences, cela revient à dire que l'ordre d'interférence, défini par $\Delta_u W / \lambda$, n'est pas connu de manière absolue : seule la partie décimale peut être évaluée, et non la partie entière.

Par conséquent, la dynamique de mesure d'un saut de phase est limitée à la valeur d'une période. Selon l'expression de l'intensité de l'interférogramme

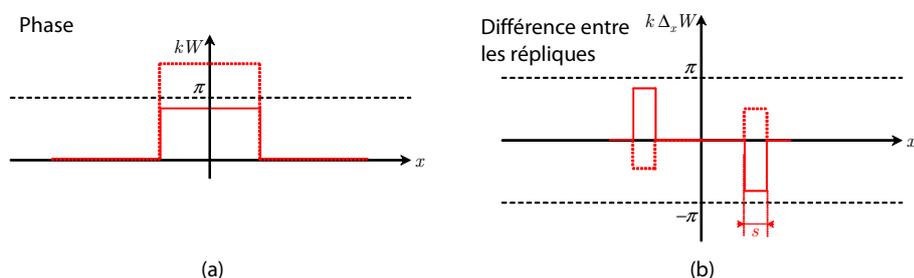


Fig. 3.3 – Illustration de la limitation de dynamique. On considère deux phases kW (a) d’amplitudes différentes. La différence de phase $k\Delta_x W$ (b) est repliée dans le cas en pointillés, alors qu’elle ne l’est pas dans le cas en trait plein.

présentée dans le premier chapitre, cela conduit à une limitation du type :

$$-\pi < k\Delta_u W \leq \pi \quad \text{avec} \quad u \in \{x, y, x', y'\}.$$

Cette condition est illustrée sur la figure 3.3. Notons que nous choisissons un intervalle centré de largeur 2π de manière à prendre en compte le sens de la dérivée, donc savoir si l’on est en présence d’un saut vers une phase plus ou moins importante. Rapporté en différence de marche, cela donne donc une dynamique totale de $\pm\lambda/2$.

1.3 Moyens d’augmenter la dynamique

Afin d’augmenter la dynamique, l’un des moyens classiques utilisé en interférométrie est de repérer les franges, afin de pouvoir déterminer le nombre de périodes sur lesquelles elle s’est déplacée. Ceci peut être fait en utilisant des franges créées en lumière blanche. En effet, si l’on dispose d’un interféromètre créant un interférogramme ayant les deux propriétés majeures qui sont :

- d’une part d’avoir une période chromatique,
- d’autre part une frange d’ordre zéro (c’est-à-dire pour un déphasage nul entre les ondes qui interfèrent) placée au même endroit quelle que soit la longueur d’onde,

alors on peut suivre la position de la frange d’ordre zéro (qui se repère facilement, car elle est généralement plus sombre ou plus brillante que les autres) de manière à déterminer l’ordre d’interférence de manière complète.

Un autre moyen est d’utiliser plusieurs longueurs d’onde successivement. Cette méthode classique est depuis longtemps utilisée et a été appliquée à plusieurs techniques d’interférométrie, avec deux ou trois longueurs d’onde [57, 58, 59, 60]. Cette méthode est utilisable avec l’IDQL, comme il a été démontré dans [61]. Ceci est la base du mode de mesure que nous soulignons dans le présent chapitre.

2 Mesure en bi-couleur

L’utilisation de plusieurs longueurs d’onde pour augmenter la dynamique est possible avec l’IDQL bien que l’achromatisme d’un interféromètre à réseau

de diffraction ait été souligné ! Cette apparente contradiction n'en est en réalité pas une si l'on prend soin de distinguer le type de surface d'onde analysée.

2.1 Achromatisme et chromatisme

Lors de l'analyse du comportement de l'IDQL sur une mesure d'un front d'onde segmenté, nous avons évoqué le point suivant dans le premier chapitre : l'analyse de discontinuités conduit à une information d'un *autre niveau* que l'analyse des surfaces segmentées. En effet, la première conduit à la valeur de la discontinuité, alors que la seconde conduit à une quantité couramment approchée par la dérivée de la surface. Nous avons alors souligné que le développement de Taylor au premier ordre ne pouvait être fait que sur les parties continues du front d'onde.

Cela a une conséquence majeure sur le comportement de l'interféromètre. En effet, l'approximation de Taylor conduisait à déduire un comportement achromatique de l'interféromètre, puisque nous avons :

$$k\Delta_u W \simeq ks \frac{\partial W}{\partial u},$$

et un produit ks achromatique.

Cependant, sur les discontinuités, l'interférogramme est sensible à la valeur de la discontinuité de phase : par exemple une marche de hauteur h conduit à un déphasage sur l'interférogramme de valeur kh . Ce produit, puisque seul le terme k dépend de la longueur d'onde, est par conséquent chromatique. De ce fait, lors de l'analyse d'une surface d'onde segmentée par l'IDQL à base de réseau de diffraction (condition *sine qua non* d'un achromatisme sur les parties continues), le comportement de l'interféromètre est ambivalent : la mesure sera chromatique sur les discontinuités et achromatique sur les parties continues classiques.

Afin de schématiser ce comportement de l'interféromètre, j'ai représenté sur la figure 3.4 la coupe de deux interférogrammes réalisés à plusieurs longueurs d'onde. Le front d'onde analysé est un front d'onde plan séparé par un saut de phase en son milieu. Seule la zone de transition de largeur s , le décalage latéral, subit des variations de déphasage lors du changement de longueur d'onde. Pour les parties continues (fronts d'onde plans) la mesure est parfaitement achromatique (dans ce cas, l'approximation de Taylor au premier ordre n'en est plus une !).

Le fait que l'analyse des discontinuités soit chromatique autorise donc à utiliser la méthode multi-longueurs d'onde afin d'avoir une dynamique de mesure importante. D'autre part, le fait qu'il y ait coexistence du chromatisme et de l'achromatisme induit une propriété nouvelle de cet interféromètre : il s'agit de la propriété de *mesure dissociée* qui est détaillée dans la suite de ce chapitre.

2.2 Le mode bicouleur

2.2.1 Présentation

Le mode de mesure que nous avons choisi de présenter est un mode à deux longueurs d'onde. Une stratégie de mesure à trois longueurs d'onde,

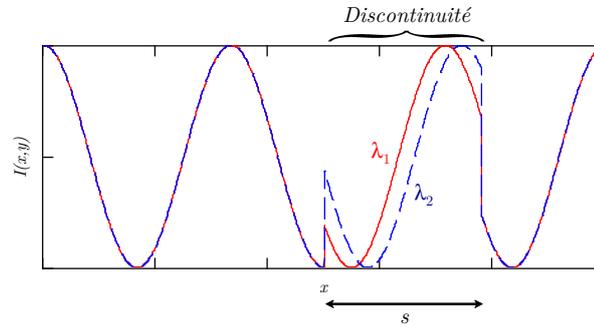


Fig. 3.4 – Achromatisme et chromatisme de la mesure d’un front d’onde segmenté. Une coupe d’un interférogramme est représentée, et seule la partie correspondant à la discontinuité est chromatique.

telle que décrite dans [62, 63], est toujours possible afin d’atteindre de très grandes dynamiques de mesure. L’enregistrement des interférogrammes aux différentes longueurs d’onde se faisant successivement, seule la combinaison des différentes mesures sera différente. Nous avons choisi de parler de mode *bicouleur* plutôt que de mesure à deux longueurs d’onde car on peut montrer qu’un certain élargissement spectral autour des longueurs d’onde est tolérable [35].

Rappelons à cet endroit qu’une stratégie de mesure à deux ou plusieurs longueurs d’onde est utilisée depuis longtemps pour accroître la dynamique d’interféromètres. Le point nouveau présenté dans ce paragraphe est l’application de cette technique à une classe d’interféromètres, les interféromètres à décalage latéral à base de réseau de diffraction, connus pour être achromatiques.

2.2.2 Description théorique

L’idée de la mesure bicouleur d’une surface d’onde déformée est de prendre l’interférogramme de cette surface enregistré à l’une des longueurs d’onde comme référence. Cela veut donc dire que l’on compare les interférogrammes déformés l’un par rapport à l’autre et non plus par rapport à un interférogramme de référence qui serait créé par une onde plane.

Le principe est illustré sur la figure 3.5, où sont présentées plusieurs coupes d’interférogrammes : des interférogrammes acquis à deux longueurs d’onde λ_1 et λ_2 différentes, ainsi qu’un interférogramme de front d’onde plan (en pointillé). La mesure réalisée dans le mode classique à une seule longueur d’onde ou dans le mode bicouleur est schématisée : dans un cas on évalue le déphasage par rapport à l’interférogramme plan de référence (mode classique), dans l’autre cas le déphasage entre un interférogramme acquis à une longueur d’onde et celui acquis à la seconde longueur d’onde. Il n’y a donc plus de référence implicite à un front d’onde plan.

Dans la suite, nous noterons $[\Delta_u \varphi]_{\lambda_i}$ la différence de phase entre les deux répliques décalées selon la direction u à la longueur d’onde λ_i ($i \in \{1, 2\}$ pour une mesure à deux longueurs d’onde). La quantité $[\Delta_u \varphi]_{\lambda_i}$ est la différence à laquelle est sensible l’interférogramme à chaque longueur d’onde. Une mesure

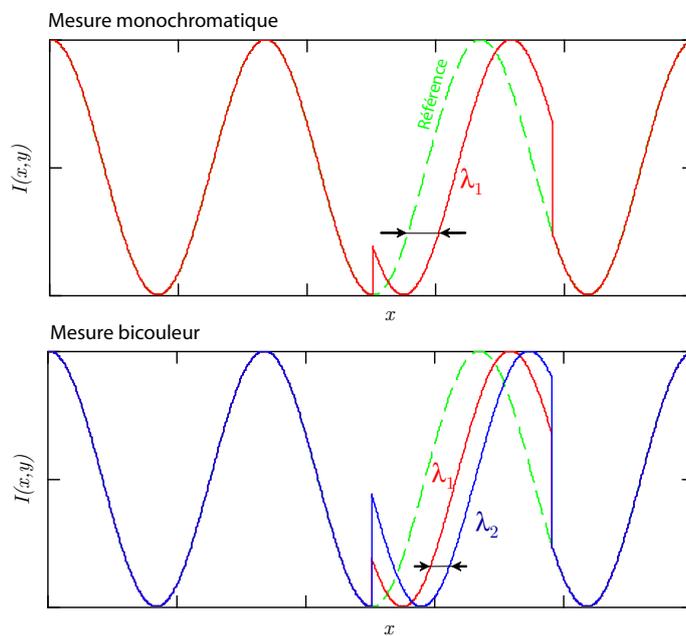


Fig. 3.5 – Schématisation du mode de mesure à une seule longueur d’onde (en haut) et à deux longueurs d’onde (en bas) : dans le premier cas, la référence est (implicitement) l’interférogramme d’un front d’onde plan ; dans le second, la référence est un interférogramme *déformé*, à une longueur d’onde.

à deux longueurs d'onde implique de s'intéresser à la différence Δ de ces quantités :

$$\Delta = [\Delta_u \varphi]_{\lambda_1} - [\Delta_u \varphi]_{\lambda_2}.$$

On peut écrire cette expression sous la forme :

$$\begin{aligned} \Delta &= [\Delta_u \varphi]_{\lambda_1} - [\Delta_u \varphi]_{\lambda_2} \\ &= [k\Delta_u W]_{\lambda_1} - [k\Delta_u W]_{\lambda_2} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_1} [\Delta_u W]_{\lambda_1} - \frac{2\pi}{\lambda_2} [\Delta_u W]_{\lambda_2}. \end{aligned}$$

En faisant l'hypothèse que les quantités $[\Delta_u W]_{\lambda_i}$ sont égales, ce qui est vrai pour un défaut achromatique, on peut transformer cette équation et introduire une longueur d'onde synthétique λ_s :

$$\begin{aligned} \Delta &= \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} - \frac{2\pi}{\lambda_2} \right) \Delta_u W \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_s} \Delta_u W, \end{aligned}$$

cette longueur d'onde synthétique étant alors définie comme :

$$\lambda_s = \left| \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right|.$$

Cela se traduit donc par une phase effective Δ mesurée beaucoup plus petite que dans le cas monochromatique, cela contribue ainsi à augmenter grandement la dynamique de mesure : au lieu de mesurer par exemple $\frac{2\pi}{\lambda_1} \Delta_u W$ nous mesurons $\frac{2\pi}{\lambda_s} \Delta_u W$ (avec une longueur d'onde synthétique λ_s beaucoup plus grande que les longueurs d'onde λ_1 ou λ_2 de travail). Par conséquent, la valeur de différence de phase $\Delta_u W$, donc la valeur pour laquelle le repliement apparaît, est à présent de $\lambda_s/2$. La dynamique de mesure est alors de $\pm \lambda_s/2$.

Concrètement, si l'on considère deux longueurs d'onde relativement éloignées, comme $\lambda_1 = 633 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 594 \text{ nm}$, la longueur d'onde équivalente est alors $\lambda_s = 9,6 \text{ }\mu\text{m}$, ce qui représente un gain de dynamique d'environ un facteur 10.

2.2.3 Utilisation pratique

Une fois remarqué que l'on pouvait accroître la dynamique de mesure en changeant de référence, l'un des moyens simples d'y parvenir est de travailler dans le domaine de Fourier. En effet, lors de la description de l'extraction des données de l'interférogramme, nous avons démontré que les harmoniques étaient de la forme :

$$H_u = \text{TF}(\exp(ik\Delta_u W)).$$

Par conséquent, aux deux longueurs d'onde considérées nous avons :

$$[H_u]_{\lambda_1} = \text{TF}(\exp(i[k\Delta_u W]_{\lambda_1})) \quad \text{et} \quad [H_u]_{\lambda_2} = \text{TF}(\exp(i[k\Delta_u W]_{\lambda_2})).$$

De cette manière le déphasage Δ défini précédemment peut se calculer d'une manière simple en réalisant l'opération suivante :

$$\begin{aligned} [H_u]_{\lambda_s} &= [H_u]_{\lambda_1} \times [H_u]_{\lambda_2}^* \\ \text{d'où } \text{TF}^{-1}([H_u]_{\lambda_s}) &= \exp(i[k\Delta_u W]_{\lambda_1}) \exp(-i[k\Delta_u W]_{\lambda_2}) \\ &= \exp(i\Delta). \end{aligned}$$

En réalisant la suite de l'extraction des données comme il est précisé en première partie, le déphasage pris en compte se fait bien entre une longueur d'onde et la seconde.

2.3 Dynamique et sensibilité de la mesure bi-couleur

La description de ce mode de mesure fait donc apparaître que l'écart entre les longueurs d'onde utilisées détermine la dynamique de mesure. Théoriquement, plus l'écart est petit, plus grands sont les sauts de phase mesurables. Bien évidemment, cela est à pondérer par le détecteur que l'on utilise : il faut qu'il soit sensible à la différence entre les deux interférogrammes acquis aux longueurs d'onde considérées. C'est ce point que nous évoquons dans ce paragraphe.

2.3.1 Mise en équation – règle pratique

On étudie la différence des deux interférogrammes *déformés*, dans la zone du créneau. Cette différence permet d'évaluer la sensibilité de la mesure. On considère alors une marche selon une dimension par exemple selon u ; l'expression de l'interférogramme selon cette direction est alors :

$$\begin{cases} I(u)_{\lambda_1} \propto 4 + 4 \cos\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + [\Delta_u \varphi]_{\lambda_1}\right) \\ I(u)_{\lambda_2} \propto 4 + 4 \cos\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + [\Delta_u \varphi]_{\lambda_2}\right). \end{cases}$$

Dans la zone du créneau, de hauteur h , nous avons donc :

$$\begin{cases} I(u)_{\lambda_1} \propto 4 + 4 \cos\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + \frac{2\pi h}{\lambda_1}\right) \\ I(u)_{\lambda_2} \propto 4 + 4 \cos\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + \frac{2\pi h}{\lambda_2}\right). \end{cases}$$

Le traitement bicouleur revient à étudier, donc détecter, la différence $I_{\lambda_1} - I_{\lambda_2}$. Celle-ci peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} I(u)_{\lambda_1} - I(u)_{\lambda_2} &\propto 4 + 4 \cos\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + \frac{2\pi h}{\lambda_1}\right) - 4 - 4 \cos\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + \frac{2\pi h}{\lambda_2}\right) \\ &\propto 4 \cos\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + \frac{2\pi h}{\lambda_1}\right) - 4 \cos\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + \frac{2\pi h}{\lambda_2}\right) \\ &\propto 4 \cdot \left(-2 \sin\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + \pi h \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}\right)\right) \cdot \sin\left(\pi h \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right)\right) \\ &\propto -8 \sin\left(\frac{2\pi u}{p_{int}} + \pi h \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}\right)\right) \cdot \sin\left(\pi h \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right) \end{aligned}$$

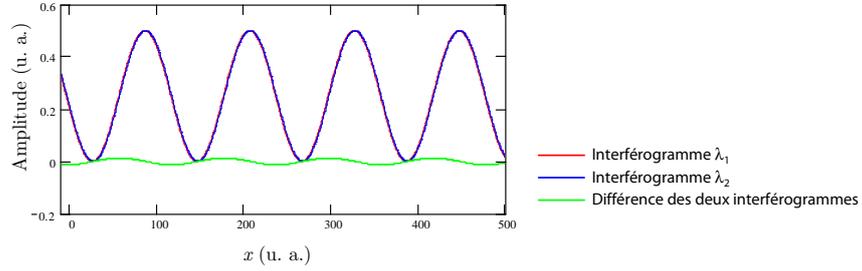


Fig. 3.6 – Coupes d'interférogrammes à deux longueurs d'onde et modulation résiduelle résultant de leur différence.

L'amplitude de la différence des interférogrammes initiaux est alors donnée par :

$$A = \sin \left(\pi h \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \right) = \sin \left(\frac{\pi h}{\lambda_s} \right),$$

où λ_s est la longueur d'onde synthétique. La limite de détection est atteinte lorsque la modulation résiduelle est dans le bruit du détecteur. En comparant ce niveau de signal avec les valeurs de bruit de la caméra, on peut donc estimer rapidement quelle dynamique on peut atteindre. Cela est illustré sur la figure 3.6 où sont présentés deux interférogrammes acquis à deux longueurs d'onde proches (1555 nm et 1565 nm, d'où une dynamique de 243 μm) et la modulation résiduelle résultant de leur différence.

Ce calcul de dynamique par la modulation résiduelle est une approximation de la situation réelle, puisque le traitement des interférogrammes n'est pas fait de cette manière. Cependant c'est un moyen particulièrement rapide et efficace de vérifier si une mesure est possible. Ce raisonnement fait apparaître que selon l'amplitude du saut de phase, à deux longueurs d'ondes fixées, le rapport signal à bruit va évoluer puisque l'amplitude de la modulation résiduelle évolue. En particulier, celle-ci est maximale pour une hauteur de marche valant $\lambda_s/2$ et nulle pour une hauteur de marche de λ_s . Ces valeurs peuvent se retrouver simplement par un autre raisonnement, géométrique cette fois, qui consiste à utiliser les taux d'accroissement directement.

Lors de la mesure bicouleur, nous effectuons l'opération :

$$\exp(i[\Delta\varphi]_{\lambda_1}) \times \exp(i[\Delta\varphi]_{\lambda_2})^*.$$

ce qui aboutit à la différence Δ :

$$\Delta = [\Delta\varphi]_{\lambda_1} - [\Delta\varphi]_{\lambda_2}$$

Pour pouvoir faire la mesure, il faut pouvoir sortir la différence Δ du bruit, donc maximiser cette différence. Or nous avons :

$$\Delta = \frac{2\pi h}{\lambda_s}.$$

En tenant compte du repliement en $\pm\pi$, la valeur maximale est atteinte pour :

$$\frac{2\pi h}{\lambda_s} = \pi \Rightarrow h = \frac{\lambda_s}{2}.$$

On retrouve bien les valeurs que l'on obtient grâce au raisonnement sur les interférogrammes.

2.3.2 Exemple d'application

Une simulation a été faite en prenant pour exemple la caméra Xenics et l'étalon de surface segmentée destinés au projet CAN. Le but est alors de vérifier qu'un écart en longueur d'onde de 10 nm autour de 1560 nm permet de mesurer des sauts de phase d'une amplitude de 100 μm . La longueur d'onde synthétique donnée par le choix des longueurs d'onde $\lambda_1 = 1555$ nm et $\lambda_2 = 1565$ nm est de l'ordre de 240 μm . Par conséquent, on n'est pas très loin du maximum d'amplitude de la modulation résiduelle résultant de la différence d'amplitude des deux interférogrammes. Cette propriété nous assure donc que la mesure d'une marche de cette amplitude compte tenu de la différence des longueurs d'onde est possible.

Il faut souligner que la limite de détection en mode bicouleur va donc se situer sur des marches de faible amplitude par rapport à la longueur d'onde synthétique.

2.3.3 Sensibilité de la mesure bicouleur

En reprenant les paramètres du paragraphe précédent, appliquons à présent cette mesure bicouleur à une marche de phase d'amplitude de 2 μm .

Lors de la simulation, on applique la fonction de transfert du détecteur (c'est-à-dire comment filtrent les pixels de la caméra) aux deux interférogrammes, et nous calculons la différence. On calcule alors le rapport de l'amplitude de la différence par rapport à celle d'un interférogramme à une longueur d'onde (λ_1 par exemple). Ce rapport est noté R dans la suite de ce paragraphe. Par exemple, dans le cas choisi, nous obtenons :

$$R = 5\%.$$

La capacité de charge de la caméra XENICS est donnée par le constructeur à $Q_{sat} = 3750\,000$ en mode LG (mode *low gain*) ; on enregistre la modulation correspondant à un interférogramme à une longueur d'onde sur une dynamique dyn donnée, mettons de 60% de capacité maximale :

$$dyn = 60\% \cdot Q_{sat} \simeq 2.25 \cdot 10^6 e^-.$$

Le nombre d'électrons à mesurer est alors donné par le produit de la dynamique de mesure par le rapport des amplitudes précédemment cité :

$$difference_{electron} = dyn \times R$$

La valeur correspondant aux données est de $1,156 \cdot 10^5 e^-$.

Cette valeur est alors à comparer avec le bruit de photon, qui est calculé en prenant en compte l'amplitude maximale enregistrée :

$$\sigma_{photon} = \sqrt{dyn} \simeq 1.5 \cdot 10^3.$$

Le bruit propre σ de la caméra est donné par le constructeur à $1350 e^-$ en mode LG. En prenant le bruit maximal correspondant au mode LG, la somme

quadratique du bruit de photon et du bruit propre donne :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{photon}^2 + \sigma^2}.$$

Cette somme vaut dans le cas considéré $2,018 \cdot 10^3 e^-$. Ce plancher dû au bruit est à comparer au nombre d'électrons créés par la modulation résiduelle *difference_{electron}*. Un rapport signal-à-bruit de l'ordre de 57, comme c'est le cas, devrait suffire à assurer la détection d'une marche de faible amplitude.

Il apparaît donc qu'il convient de choisir avec soin les longueurs d'onde utilisées donc la longueur d'onde synthétique λ_s afin de maximiser le rapport signal-à-bruit. Dans le cas présenté, pour mesurer le saut de phase de $100 \mu\text{m}$, il était optimal de choisir une longueur d'onde synthétique supérieure à $2 \times 100 \mu\text{m}$. Bien entendu, l'accroissement de la dynamique s'accompagne d'une diminution de sensibilité : la marche de phase la plus faible que l'on pourra mesurer sera de plus en plus grande. Par conséquent, pour analyser une surface d'onde morcelée inconnue, il convient d'opérer en partant d'une mesure à très forte dynamique (on ne sera peut être alors pas sensible aux plus petites marches de phase) puis de la réduire petit à petit (ce qui revient à utiliser des longueurs d'onde de plus en plus éloignées). En réduisant la dynamique, les plus grandes marches de phase seront alors repliées, mais les plus faibles pourront être mesurées. Par exemple, on peut réduire la longueur d'onde synthétique d'un facteur deux. En utilisant la combinaison de trois longueurs d'onde, on peut ainsi couvrir une dynamique assez large.

2.4 La mesure dissociée

2.4.1 Introduction au concept de la mesure dissociée

La description de l'algorithme précédent ne s'applique qu'à une mesure chromatique, c'est-à-dire dans notre cas, à une mesure d'une discontinuité de phase. En revanche il est clair qu'une mesure achromatique ne peut bénéficier d'une telle extension de dynamique pour la simple raison que la mesure des différences de phase $[k\Delta_n W]_{\lambda_i}$ est identique à toutes les longueurs d'onde λ_i (cf. le paragraphe 2.1). Par conséquent, une mesure avec le mode bicouleur décrit réalisée sur une surface d'onde classique (par exemple une aberration optique), conduira à une valeur de déphasage Δ nul.

Cependant, comme nous le notions précédemment, le cas de la mesure d'une surface morcelée présente la particularité de faire coexister chromatisme et achromatisme. Cette propriété, tout à fait originale pour un interféromètre à base de réseau de diffraction, induit d'une part la possibilité d'utiliser des méthodes à plusieurs longueurs d'onde pour accroître la dynamique, et d'autre part un nouveau type de mesure que nous appellerons dans la suite *mesure dissociée* ou mesure soustractive (*step-selective*), qui permet d'extraire séparément les informations de phase sur les discontinuités et sur les aberrations classiques. Ceci est schématisé sur la figure 3.7 où l'on illustre la mesure d'une surface d'onde segmentée par l'IDQL. Dans le mode classique, le saut de phase (qui dépasse la demi-longueur d'onde et donc la dynamique) ne peut pas être mesuré. En revanche, les aberrations classiques le peuvent. C'est le contraire dans le mode bicouleur *step-selective* où l'on mesure la bonne hauteur de marche de phase soustraite des aberrations lentement variables.

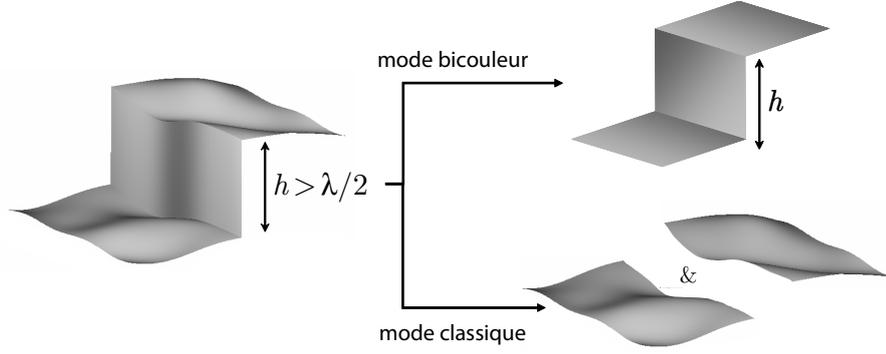


Fig. 3.7 – Illustration de la mesure dissociée. Le mode bicouleur permet d’une part d’accroître la dynamique de mesure des sauts de phase, et d’autre part de soustraire les aberrations classiques. Celles-ci peuvent se mesurer en n’utilisant qu’une seule longueur d’onde.

2.4.2 Description théorique

Le mode de mesure dissociée peut se formaliser de la manière suivante : en ne considérant que la quantité à laquelle est sensible l’interféromètre, à savoir la différence de phase entre deux répliques $k\Delta_u W$ décalées selon la direction u , nous pouvons décomposer le front d’onde segmenté en deux parties : une partie purement continue, que l’on notera W_{cont} , et une partie ne présentant que les discontinuités W_{step} , présentant des fronts d’onde plans entre elles. De cette manière la surface d’onde segmentée W_{segm} peut se décomposer selon :

$$W_{\text{segm}} = W_{\text{cont}} + W_{\text{step}}.$$

En écrivant le déphasage Δ entre deux longueurs d’onde λ_1 et λ_2 , cela conduit à :

$$\begin{aligned} \Delta &= [\Delta_u \varphi]_{\lambda_1} - [\Delta_u \varphi]_{\lambda_2} \\ &= k_1 [\Delta_u W]_{\lambda_1} - k_2 [\Delta_u W]_{\lambda_2} \\ &= k_1 [\Delta_u W_{\text{cont}} + \Delta_u W_{\text{step}}]_{\lambda_1} - k_2 [\Delta_u W_{\text{cont}} + \Delta_u W_{\text{step}}]_{\lambda_2} \\ &= k_1 [\Delta_u W_{\text{cont}}]_{\lambda_1} - k_2 [\Delta_u W_{\text{cont}}]_{\lambda_2} + (k_1 - k_2) \Delta_u W_{\text{step}}. \end{aligned}$$

Le premier terme de la somme est achromatique, puisqu’il concerne une surface continue :

$$\begin{aligned} k_1 [\Delta_u W_{\text{cont}}]_{\lambda_1} - k_2 [\Delta_u W_{\text{cont}}]_{\lambda_2} &\simeq k_1 s_1 \frac{\partial W}{\partial u} - k_1 s_2 \frac{\partial W}{\partial u} \\ &= 0. \end{aligned}$$

Par conséquent, le déphasage Δ ne s’écrit qu’en fonction de la différence de phase sur les discontinuités :

$$\begin{aligned} \Delta &= (k_1 - k_2) \Delta_u W_{\text{step}} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_s} \Delta_u W_{\text{step}}. \end{aligned}$$



Fig. 3.8 – (a) Discontinuité que l'on attend ; (b) réalisation de la discontinuité présentée en (a) par un procédé classique de dépôt de résine par exemple.

Cette expression du déphasage Δ montre que la mesure d'un défaut à une longueur d'onde par rapport à une autre, c'est-à-dire le mode bicouleur, conduit d'une part à accroître la dynamique de mesure (donnée par la demi-longueur d'onde synthétique), et d'autre part à ne mesurer que les discontinuités, les défauts lentement variables par rapport au décalage latéral s (donc les aberrations classiques) étant soustraits.

3 Développement d'un défaut de référence

La description théorique de la mesure dissociée ayant été présentée, nous nous attachons dans la suite à présenter sa mise en œuvre expérimentale. La première étape des expérimentations a été de créer un défaut représentatif, que nous appellerons dans la suite *défaut de référence*.

3.1 Objectifs

Afin de valider d'une part la mesure d'une discontinuité de forte amplitude et d'autre part le mode de mesure dissocié, il était nécessaire de travailler avec une surface morcelée de référence. Nous avons donc choisi de développer un défaut de phase de référence, présentant une discontinuité sur la surface. La principale difficulté de réalisation vient du fait qu'il est difficile de créer un saut de phase qui soit effectivement discontinu par les procédés classiques de dépôt de résine ou de gravure : avec ces techniques, les discontinuités se transforment en pentes et on perd la rupture de continuité. Cet aspect est illustré sur la figure 3.8 où sont schématisées d'une part une véritable discontinuité, et d'autre part la pente que l'on obtient par les procédés classiques. Il est donc nécessaire, afin de rompre la continuité, de juxtaposer deux éléments optiques différents.

L'un des objectifs de cette pièce de référence est de tester la dynamique de mesure de l'interféromètre lors de l'analyse d'une marche de phase. Par conséquent, il est nécessaire d'avoir des sauts de phase de plusieurs amplitudes. Dans l'objectif de travailler à une longueur d'onde visible ou proche infrarouge, l'idéal est d'avoir des amplitudes de marche de phase comprises entre la fraction de longueur d'onde (donc de quelques micromètres) à une centaine de longueurs d'onde (de l'ordre de la cinquantaine de micromètres).

D'autre part, afin de faciliter la mise en œuvre expérimentale, il est nécessaire d'avoir un dispositif dont la taille est relativement importante de manière à pouvoir être utilisé avec les supports mécaniques habituels sur les bancs optiques.

<i>Paramètre</i>	<i>Valeur mesurée</i>
longueur L selon x	61,68 mm
largeur l selon y	48,94 mm
épaisseur maximale	22,79 mm
angle totale entre les faces	$1,984 \pm 0,006$ mrad
	$1,990 \pm 0,10$ mrad

Tab. 3.1 – Principales caractéristiques de la *marche variable*, défaut calibré de phase. Les deux valeurs indiquées pour l'angle entre les faces correspondent à deux techniques de mesures différentes.

3.2 Description et réalisation

L'élaboration du cahier des charges s'est faite en collaboration avec Raymond Mercier de l'Institut d'Optique, et la réalisation a été confiée à l'atelier d'optique de cet Institut.

La matière retenue (Homosil 101) pour la réalisation du défaut de phase de référence a été choisie afin qu'il puisse être utilisé en transmission à la fois dans les longueurs d'onde visibles et proche infrarouges.

Plutôt que de réaliser plusieurs sauts de phase sur une même pièce, ce qui nous rapprocherait de l'étalon de surface segmentée que nous avons présenté en deuxième partie de ce mémoire donc de sa difficulté de réalisation, nous avons choisi de faire une *marche variable*, c'est-à-dire une marche de phase qui varie continûment. Pour ce faire, deux surfaces inclinées dans des directions contraires sont juxtaposées, ainsi que le présente la figure 3.9. Nous parlons alors de défaut de référence et non d'étalon, car la hauteur du saut de phase ne peut pas être mesurée précisément puisqu'elle dépend de la position sur la pièce. Seul l'angle entre les deux plans inclinés est parfaitement connu. Les principales caractéristiques de cette pièce sont récapitulées dans le tableau 3.1. Ces valeurs ont été mesurées par l'équipe Surfaces Optiques de l'Institut d'Optique.

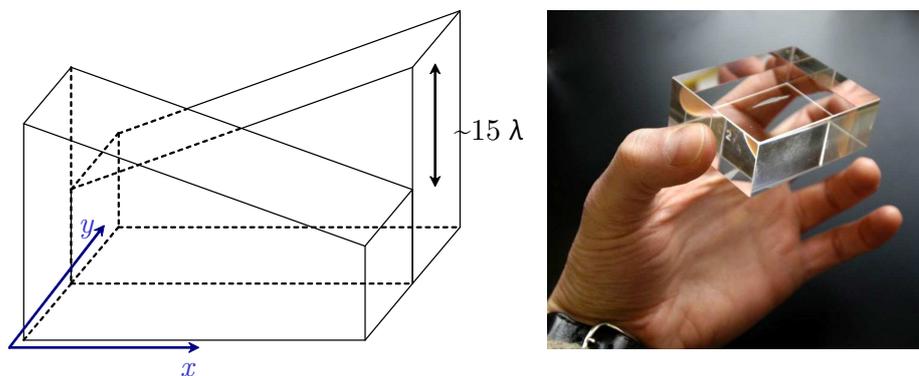


Fig. 3.9 – Défaut de phase continûment variable. À gauche : vue schématique ; à droite : photo de la pièce réalisée.

En choisissant le champ analysé, c'est-à-dire la taille de la surface dont on réalise l'image sur le capteur de l'interféromètre, il est alors possible de choisir la dynamique du saut de phase. Par exemple, pour un champ classique de quelques millimètres (matrice de 480×640 dans le visible), le saut de phase est alors compris entre $1,6 \mu\text{m}$ et $3,2 \mu\text{m}$, suivant que l'on centre la marche variable ou non.

Outre le fait de pouvoir choisir la dynamique du saut de phase à analyser, et d'avoir toute une gamme de déphasages à mesurer, la présence de deux pentes est intéressante : en effet, dans ce cas, l'approximation au premier ordre n'en est plus une, pour la bonne raison que toute dérivée d'ordre supérieur ou égal à la dérivée seconde est nulle. Par conséquent, nous sommes dans le cas idéal d'une surface d'onde spatialement lentement variable par rapport au décalage latéral. Ceci est important et permet donc de mettre en avant seulement ce que l'on veut démontrer, sans ajouter d'effets annexes.

4 Résultats expérimentaux

Le défaut de référence a été monté sur un banc optique de mesure permettant la mesure à deux longueurs d'onde. Les expérimentations ont été effectuées graduellement : tout d'abord avec seulement notre marche variable, puis en ajoutant un élément pour créer une phase représentative de la turbulence atmosphérique que nous pourrions rencontrer lors de l'application de phasage de télescope citée en introduction de ce chapitre.

4.1 Montage expérimental

La marche variable est utilisée en transmission pour des raisons de simplicité de mise en œuvre. L'émission lumineuse est assurée par deux sources distinctes : il s'agit de deux lasers helium-néon qui émettent chacun à deux longueurs d'onde différentes. L'un émet classiquement à 633 nm et l'autre à 594 nm . Les deux faisceaux sont collimatés après passage par un trou de faible diamètre permettant de les faire diffracter. Le choix d'utiliser deux sources distinctes plutôt qu'une source accordable a été dicté par plusieurs impératifs. Tout d'abord, la longueur d'onde synthétique, compte tenu de l'amplitude de notre défaut, ne devait pas être trop importante (dans le cas contraire, cela équivaldrait à mesurer de faibles défauts, ce qui relève de la sensibilité de l'interféromètre et qui n'est pas le point abordé dans ce chapitre) ; cela se traduit par un impératif sur l'écart des longueurs d'onde : celles-ci doivent être relativement écartées, ce qui exclut par exemple l'accordabilité des diodes lasers reposant sur une variation de température et dont la plage de variation est de l'ordre de 15 ou 20 nm dans le visible. En second lieu, pour cette première mise en œuvre, nous devons avoir les deux longueurs d'onde émises de manière successive et non simultanée, ce qui excluait l'utilisation d'une source polychromatique, ou émettant plusieurs raies. Il est cependant plus délicat d'aligner les deux faisceaux, et c'est ainsi que nous avons choisi de les faire diffracter par un seul et même trou pour limiter les écarts sur les axes optiques.

La longueur d'onde synthétique à prendre en compte lors de l'analyse d'un interférogramme à une longueur d'onde par rapport à l'autre est alors

de :

$$\lambda_s = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} = 9,6 \mu\text{m}.$$

Un système optique afocal, constitué de deux lentilles identiques, donc de grandissement unitaire, permet de conjuguer le saut de phase avec le détecteur. De cette manière, il n'y a pas d'effets visibles de la propagation de la phase. Le champ analysé par l'IDQL est donc donné par la taille de la matrice du détecteur, soit $3,5 \text{ mm} \times 4,7 \text{ mm}$. Si l'on centre le champ analysé sur le point de croisement de la marche variable, c'est-à-dire là où le saut de phase est nul, on peut alors considérer que l'on aura une marche de phase inférieure à $2 \mu\text{m}$, ce qui est inférieur à la demi-longueur d'onde synthétique, donc à la dynamique de mesure du mode bicouleur.

L'analyseur utilisé est un analyseur commercial de la société Phasics composé d'un réseau MHM de période $59,2 \mu\text{m}$ et d'un détecteur de taille 640×480 ; cet analyseur est un dispositif compact dont il est aisé de régler la distance entre le réseau et le détecteur. Nous l'utilisons pour enregistrer les interférogrammes bruts dans un format d'image standard. Le traitement réalisé est cependant un traitement spécifique.

Un schéma du montage utilisé et une photographie sont présentés sur la figure 3.10.

4.2 Marche variable seule

4.2.1 Réflexions préliminaires

Avant de présenter les mesures effectuées de ce défaut de phase, il convient d'anticiper le comportement de l'IDQL face à celui-ci. Une analyse monocouleur ou monochromatique conduira à des repliements du taux d'accroissement, puisque la dynamique de mesure est largement dépassée. Avec une analyse à deux longueurs d'onde, la dynamique est compatible avec le défaut considéré, et nous bénéficions du mode de soustraction des défauts de phase lentement variables (mode *step-selective*). Ce mode soustractif conduit alors à n'analyser que le saut de phase, et non les pentes de chaque sous-partie constituant la marche variable. Cette remarque, anodine en apparence, revêt toute son importance lorsque l'on cherche à extraire l'information de l'interférogramme. En effet, selon la direction perpendiculaire au saut de phase (notée y sur la figure 3.9), l'interférogramme conduit à une mesure de taux d'accroissement *classique* puisque les variations sur les parties continues sont nulles selon cette direction. Selon l'autre direction (notée x dans la figure précédente), une analyse monochromatique serait suffisante puisque la pente est faible et que la surface ne présente pas de discontinuité. Cependant lorsqu'on travaille en mode bicouleur, l'analyse à deux longueurs d'onde distinctes de ces pentes conduit à une quantité nulle. Les taux d'accroissement théoriques que l'on peut espérer extraire lors de l'analyse d'un interférogramme créé par la marche variable en mode bicouleur sont présentés sur la figure 3.11.

De manière plus explicite, nous pouvons traduire cet effet en équation, en écrivant les équations des deux plans constituant la marche variable. Nous notons y_0 la position de la discontinuité sur l'axe y . Dans le cas où le système

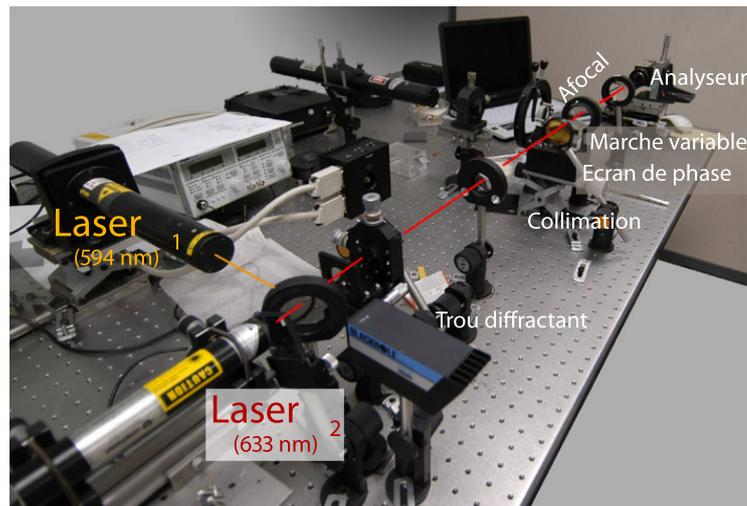
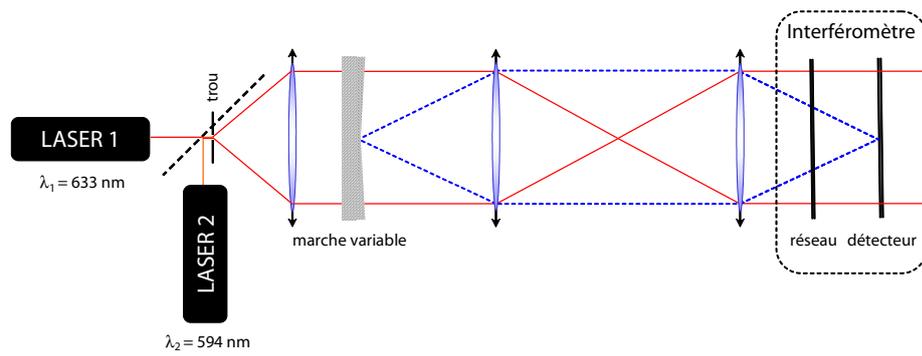


Fig. 3.10 – Montage utilisé pour la mesure de la marche variable en mode bicouleur.

est centré par rapport à l'axe des z , on a :

$$\begin{cases} W(x, y) = -ax + b & \text{si } y < y_0 \\ W(x, y) = ax - b & \text{si } y > y_0 \end{cases}, \quad \text{avec } a, b \in \mathbf{R}.$$

Nous allons détailler ce qui se passe pour le taux d'accroissement selon x et selon y .

Taux d'accroissement selon x :

On réalise un décalage selon la direction x . Nous notons par un indice i ($i \in \{1, 2\}$) les quantités relatives à la longueur d'onde λ_i :

- Pour $y < y_0$:

$$\begin{aligned} [\Delta_x \varphi]_{\lambda_i} &= k_i [\Delta_x W]_{\lambda_i} \\ &= k_i s_i a; \end{aligned}$$

- Pour $y > y_0$:

$$\begin{aligned} [\Delta_x \varphi]_{\lambda_i} &= k_i [\Delta_x W]_{\lambda_i} \\ &= -k_i s_i a. \end{aligned}$$

Par conséquent, on trouve bien deux pentes opposées lorsqu'on fait une analyse monochromatique, et en bicouleur nous obtenons :

- Pour $y < y_0$:

$$\begin{aligned} \Delta &= [\Delta_x \varphi]_{\lambda_1} - [\Delta_x \varphi]_{\lambda_2} \\ &= (k_1 s_1 - k_2 s_2) a \\ &= 0; \end{aligned}$$

- Pour $y > y_0$:

$$\begin{aligned} \Delta &= [\Delta_x \varphi]_{\lambda_1} - [\Delta_x \varphi]_{\lambda_2} \\ &= -(k_1 s_1 - k_2 s_2) a \\ &= 0. \end{aligned}$$

La mesure conduit donc à des taux d'accroissement nuls dans les deux plans constituant la marche variable.

Taux d'accroissement selon y

On réalise cette fois un décalage dans la direction y , perpendiculaire à la direction de la discontinuité. Il y a donc trois zones à considérer :

- Pour $y < y_0 - \frac{s_i}{2}$:

$$\begin{aligned} [\Delta_y \varphi]_{\lambda_i} &= k_i [\Delta_y W]_{\lambda_i} \\ &= k_i (-ax + b + ax - b) \\ &= 0; \end{aligned}$$

- Pour $y_0 - \frac{s_i}{2} < y < y_0 + \frac{s_i}{2}$:

$$\begin{aligned} [\Delta_y \varphi]_{\lambda_i} &= k_i [\Delta_y W]_{\lambda_i} \\ &= k_i \left(W \left(x, y - \frac{s}{2} \right) - W \left(x, y + \frac{s}{2} \right) \right) \\ &= 2k_i (-ax + b); \end{aligned}$$

– Pour $y > y_0 + \frac{s_i}{2}$:

$$\begin{aligned} [\Delta_y \varphi]_{\lambda_i} &= k_i [\Delta_y W]_{\lambda_i} \\ &= k_i (ax - b - ax + b) \\ &= 0. \end{aligned}$$

On a donc deux plans de pente nulle, séparés par un créneau variable dont la pente est le double de celles du front d'onde initial. Il faut veiller à prendre en compte les effets de repliement, si la hauteur de la discontinuité dépasse la dynamique de mesure de l'interféromètre. Si tel est le cas, alors une analyse bicouleur permet d'obtenir :

– Pour $y < y_0 - \frac{s_i}{2}$:

$$\begin{aligned} \Delta &= [\Delta_y \varphi]_{\lambda_1} - [\Delta_y \varphi]_{\lambda_2} \\ &= 0; \end{aligned}$$

– Pour $y_0 - \frac{s_i}{2} < y < y_0 + \frac{s_i}{2}$:

$$\begin{aligned} \Delta &= [\Delta_y \varphi]_{\lambda_1} - [\Delta_y \varphi]_{\lambda_2} \\ &= 2(-ax + b)(k_1 - k_2); \end{aligned}$$

– Pour $y > y_0 + \frac{s_i}{2}$:

$$\begin{aligned} \Delta &= [\Delta_y \varphi]_{\lambda_1} - [\Delta_y \varphi]_{\lambda_2} \\ &= 0. \end{aligned}$$

La pente mesurée en bicouleur sur la zone de superposition des deux parties de la marche variable (c'est-à-dire pour $y_0 - \frac{s_i}{2} < y < y_0 + \frac{s_i}{2}$) est donc la même que celle mesurée en monocouleur, et permet d'évaluer la pente entre les faces.

L'analyse bicouleur – et son mode soustractif associé – conduit donc à une incompatibilité des deux taux d'accroissement mesurés. En effet, d'une part, la présence d'une marche de phase conduit à mesurer un taux d'accroissement en créneau de hauteur variable, mais la dérivée est nulle partout ailleurs. Par conséquent, l'étape d'extraction de données doit s'arrêter aux taux d'accroissement : une ultime étape de reconstruction, comme il est possible de faire sur un saut de phase entre deux surfaces planes, ne pourrait qu'aboutir à une estimation erronée de la surface.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux présentés dans ce paragraphe partent de l'hypothèse que la caractéristique recherchée est la pente entre les deux facettes. Cela implique que nous avons *a priori* une idée de la forme de l'objet de phase mesuré. C'est généralement le cas dans les applications expérimentales réelles.

La procédure d'extraction de la pente entre les facettes est la suivante :

1. on calcule le taux d'accroissement en mode bicouleur.
2. On détermine alors, sur le taux d'accroissement selon la direction y , la position de la zone de transition correspondant au step.

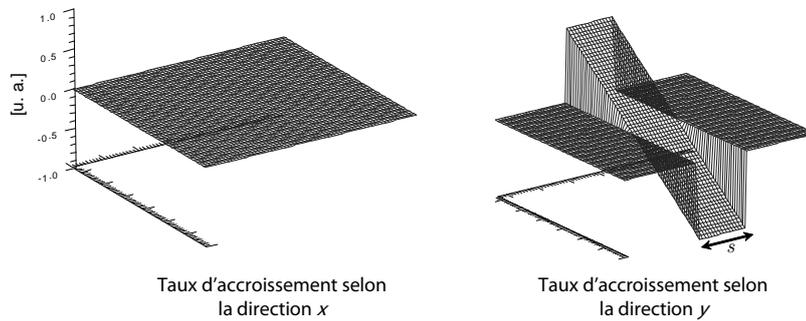


Fig. 3.11 – Taux d'accroissement théoriques en mode bicouleur de la marche variable.

3. Cette zone de transition sert à créer un « créneau variable » comme présenté sur la figure 3.11. Ce créneau variable est normalisé par sa norme euclidienne (le choix de la norme influe peu : une norme L1 aurait pu également être choisie).
4. On projette alors le taux d'accroissement expérimental sur le taux d'accroissement théorique unitaire simulé, en ayant pris soin que le point de croisement (c'est-à-dire l'annulation du taux d'accroissement) soit placé au même endroit.
5. On détermine alors la hauteur maximale et minimale réelle du créneau variable. Connaissant la longueur de ce créneau, on peut calculer la pente optique (c'est-à-dire intégrant l'indice de réfraction) α_{optique} .
6. L'ultime étape consiste alors à calculer la pente *physique* $\alpha_{\text{réelle}}$, selon la formule :

$$\alpha_{\text{réelle}} = \frac{\alpha_{\text{optique}}}{n - 1}.$$

Avec cette procédure, nous trouvons sur un échantillon de mesure une valeur de pente *réelle* de $1,97 \pm 0,07$ mrad. Cette valeur est très proche de la valeur mesurée lors du contrôle de la pièce, à savoir $1,984 \pm 0,006$ mrad. L'incertitude sur cette mesure a été obtenue par répétabilité.

Cette procédure est illustrée sur la figure 3.12, où sont présentés d'une part le taux d'accroissement qui sert de donnée d'entrée à la procédure décrite précédemment, et d'autre part la projection sur un créneau variable théorique. La présence d'oscillations en bord de créneau variable n'est pas gênante puisque l'information est portée par toute la zone de transition. Par conséquent, leur poids dans la projection est minime.

La marche variable a été orientée de manière à ce que le saut de phase soit à 45° des franges. De cette manière, en étudiant les harmoniques secondaires, la partie discontinue de la phase ne sera mesurée que selon une direction. Cette précaution a été prise pour des raisons de simplicité d'extraction des données. Il serait cependant tout à fait envisageable de traiter le cas d'une orientation quelconque. Il faudrait alors projeter le taux d'accroissement expérimental selon les deux directions, et additionner les deux créneaux variables pour déterminer la pente réelle de la marche variable. Le choix de travailler sur les harmoniques secondaires plutôt que sur les principales relève d'une pure question pratique : le réseau de l'analyseur IDQL n'étant pas orienté selon les

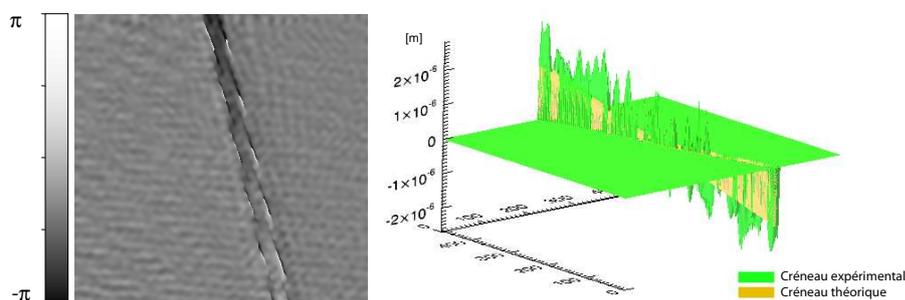


Fig. 3.12 – Procédure d'extraction de la pente de la marche variable. À gauche : taux d'accroissement selon la direction perpendiculaire aux pentes, à droite : sélection du créneau variable expérimental et projection sur un créneau théorique.

axes horizontaux et verticaux, orienter la marche variable selon la direction des franges était plus délicat que de l'orienter à 45° .

Concernant le côté *step selective*, il est intéressant de comparer les coupes des taux d'accroissement selon deux directions orthogonales. Selon la direction perpendiculaire à la marche de phase, une analyse monochromatique ou bicouleur conduit à ne mesurer que le saut de phase, le reste de la surface conduisant à un taux d'accroissement nul. Bien entendu, dans le premier cas, nous disposons de la dynamique native de l'analyseur et il apparaît de multiples repliements lors de l'analyse de la marche variable (cf. figure 3.13(a)), ce qui n'est pas le cas en bicouleur où nous disposons d'une dynamique accrue. En revanche, selon la direction orthogonale (donc parallèlement à la marche de phase), l'analyse monochromatique conduit à deux pistons pour le taux d'accroissement (cf. figure 3.13(b)) et à une quantité proche de zéro pour l'analyse bicouleur (cf. figure 3.13(c)). Ces taux d'accroissement amènent quelques remarques annexes : les structures concentriques présentes sur les figures 3.13(a) et (b) sont dues à la présence de franges parasites résultant d'interférences entre des réflexions ou de la diffraction par des poussières déposées sur les lentilles. D'autre part, la structure haute fréquence résulte du bruit qui est filtré lors de l'analyse. Cette structure n'a pas le même aspect sur le taux d'accroissement résultant de l'analyse bicouleur car il résulte de la combinaison de deux interférogrammes donc de deux réalisations différentes du bruit.

4.2.3 Marche variable et dynamique de mesure

Afin de démontrer les possibilités de la mesure bicouleur, nous avons réalisé la mesure suivante : en remplaçant les deux sources laser décrites par une diode laser, dont la longueur d'onde d'émission peut être légèrement modifiée grâce à une variation de sa température, il est possible d'accroître très fortement la dynamique de mesure. En effet, en considérant une diode laser tout à fait classique ¹ émettant aux alentours de 690 nm, il est possible d'avoir une plage de variation d'une dizaine de nanomètres. Le constructeur fournit

¹La diode employée portait la référence HL6738MG (Hitachi), et était constituée d'une structure AlGaInP dotée de multi-puits quantiques.

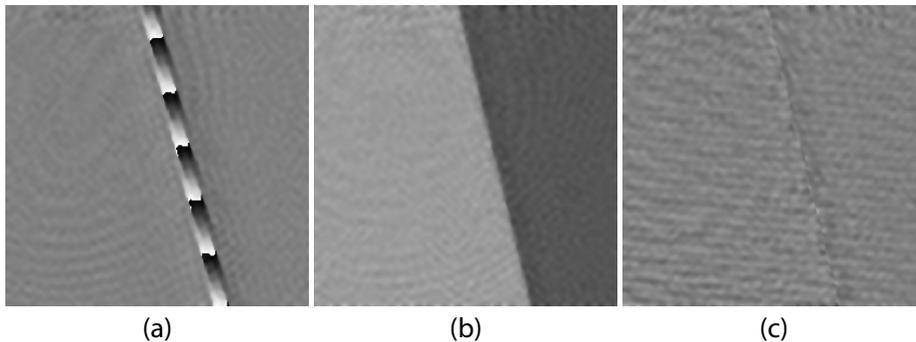


Fig. 3.13 – Comparaison des taux d’accroissement fournis par un interférogamme acquis avec la marche variable : (a) dérivée selon la direction orthogonale au saut de phase lors d’une analyse monochromatique ; (b) taux d’accroissement selon la direction parallèle au step lors d’une analyse monochromatique ; (c) taux d’accroissement selon la direction parallèle au saut de phase lors d’une analyse bicouleur donc *step selective*. Les dynamiques d’affichage ont été maintenues constantes pour les trois images.

la variation de la longueur d’onde d’émission en fonction de la température, ce qui permet d’estimer celles utilisées. En l’occurrence, les longueurs d’onde correspondant aux températures que l’on peut atteindre sont de 688 nm et 694 nm (figure 3.14). La longueur d’onde synthétique est alors de l’ordre de 80 μm ; il est donc envisageable de mesurer des défauts de l’ordre de 40 μm . Ceci est alors testé en décentrant fortement la marche variable, de manière à avoir un saut de phase important. De cette manière, le taux d’accroissement ne se replie pas (figure 3.15) et nous mesurons un saut de l’ordre de 15 μm en bord de champ. Compte tenu du développement fait dans le paragraphe 2.3, nous ne sommes pourtant pas dans le cas le plus favorable qui serait alors d’une trentaine de microns (afin de maximiser le signal). Une mesure de haute dynamique est donc tout à fait possible. Dans la suite, nous utiliserons cependant les deux lasers décrits précédemment et non la diode laser accordable grâce à la température puisque la longueur d’onde synthétique obtenue est alors plus appropriée au défaut de référence.

4.3 Marche variable et aberration de type turbulence

La mesure bicouleur et le mode soustractif qui en découle ont été présentés précédemment sur la marche variable, en mettant en évidence la capacité à extraire le saut de phase, et à soustraire les défauts lents (comme les basculements de chaque sous-partie de notre défaut de référence). L’intérêt de présenter ce mode avec le défaut de référence était essentiellement didactique. Dans ce qui suit, nous nous attachons à décrire une situation qui se veut plus proche des conditions expérimentales réelles rencontrées lors d’un phasage de miroir segmenté pour l’astronomie.

4.3.1 Exemple d’application

L’expérimentation décrite dans cette partie a été envisagée afin de montrer l’intérêt du mode soustractif dans le domaine de l’astronomie. En effet,

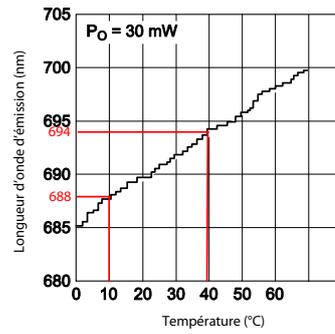


Fig. 3.14 – Variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la température (données constructeur).

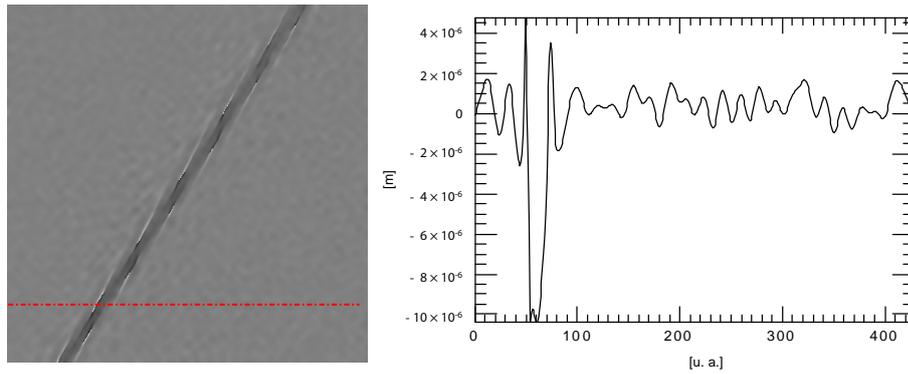


Fig. 3.15 – Taux d'accroissement mesuré en mode bicouleur avec la marche variable décentrée. À droite, le profil selon l'axe pointillé est tracé.

dans le cas d'une analyse de sauts de phase destinée à co-phaser les segments d'un miroir de télescope, il est d'usage d'employer comme source lumineuse une étoile. Par conséquent, la surface d'onde après passage par les miroirs du télescope présentera d'une part des pistons (et éventuellement des basculements) de phase liés au miroir segmenté en lui-même et d'autre part une aberration classique, variable temporellement, créée par la turbulence atmosphérique. Cette phase ne comporte pas d'information utile dans les stades préliminaires de réglage du miroir segmenté, où seules les hauteurs de pistons importent.

La marche variable représente bien ce qui se passe à la frontière entre deux segments du miroir : les deux informations que l'on cherche sont la pente relative des segments et le piston entre deux segments.

La turbulence atmosphérique trouve son origine dans les variations d'indice de l'air dues aux gradients thermiques. Kolmogorov a introduit la théorie des cascades afin de décrire le phénomène [64, 65, 66] : l'énergie cinétique d'une couche de grande dimension se transmet vers des tourbillons de plus petite échelle, et ce en cascade jusqu'à ce que l'énergie soit dissipée en chaleur. Ce modèle permet d'établir les statistiques des fluctuations d'indice de l'air donc de la phase lors de la traversée de ces turbulences par un faisceau. Le spectre des fluctuations de phase est un spectre décroissant avec la fréquence spatiale et s'écrit :

$$\Phi(\rho) = 0,023r_0^{-\frac{5}{3}}\rho^{-\frac{11}{3}},$$

où ρ est la fréquence spatiale, conjuguée dans l'espace des fréquences du vecteur position r , et r_0 le paramètre de Fried. Ce paramètre, homogène à une distance, est défini par la taille d'une pupille limitée par la diffraction dont la résolution est la même qu'une pupille infinie limitée par les aberrations de la turbulence atmosphérique.

Il est intéressant de décomposer un front d'onde turbulent dans une pupille circulaire de diamètre D sur la base des polynômes de Zernike [67]. De cette manière, on peut montrer que la variance d'un coefficient de Zernike de degré n est :

$$\sigma_n^2 \propto \left(\frac{D}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}} (n+1)^{-\frac{11}{3}}.$$

Cette expression indique que les coefficients de la projection de la phase turbulente sur les polynômes de Zernike, ordonnés selon la nomenclature de Noll, décroissent rapidement. Cette propriété de la phase turbulente sera illustrée par la lame de phase dont nous nous servons dans la suite. L'autre point important qui découle de cette propriété est que l'IDQL et le traitement que l'on a présenté sont particulièrement bien adaptés à l'analyse de turbulences atmosphériques. En effet, la forte présence d'aberrations lentement variables, correspondant aux polynômes de Zernike de bas ordres, signifie que l'erreur que l'on commet en faisant l'approximation au premier ordre (approximation de Taylor) est minime.

4.3.2 Lame de phase

Nous avons superposé au défaut de phase présenté une turbulence censée représenter la turbulence atmosphérique. Afin de créer ce type de turbulence,



Fig. 3.16 – Écran de phase sur son support.

plusieurs techniques peuvent être envisagées. Le plus naturel est d'utiliser un dispositif qui brasse de l'air chaud et de l'air froid ; en ajustant les températures et la vitesse d'injection de l'air, il est possible d'ajuster les paramètres de la turbulence créée, et se rapprocher de situations proches de celles rencontrées lors des observations [68]. Cependant, cette méthode n'était pas adaptée à notre phase de développement préliminaire. En effet, le temps de permuter les longueurs d'onde, donc les sources laser, n'est pas négligeable, et rend la mesure en mode bicouleur peu rapide par rapport au temps de variation de la turbulence engendrée par une telle cuve. Par conséquent, nous avons choisi de travailler avec une turbulence fixe, c'est-à-dire une réalisation de la répartition aléatoire de phase qu'aurait la turbulence atmosphérique. Cette phase statique se présente sous la forme d'un substrat (cf. figure 3.16), sur lequel un dépôt de résine a été fait de manière à créer différentes épaisseurs. La lame de phase que nous utilisons dans la suite a été prêtée par Mathieu Cohen de l'Observatoire de Paris (OBSPM)² où elle a été réalisée.

Afin de déterminer quelques paramètres représentatifs de la lame, la première expérience a été d'enregistrer le champ lointain créé par l'écran de phase. La zone utilisée, correspondant à la taille du capteur de l'IDQL, est de l'ordre de 3 mm. En multipliant les acquisitions dans des zones différentes de la lame, on peut calculer le champ lointain « longue pose », c'est-à-dire la moyenne des champs lointains pour différentes réalisations de la phase (figure 3.17). Ces deux figures permettent d'extraire le rayon de cohérence r_0 : en effet, la taille de la tache de diffraction du champ lointain longue pose rapportée à la taille des tavelures (grain de *speckle*) conduit à évaluer le rapport D/r_0 , où D est le diamètre de la pupille. Dans notre cas, nous trouvons un D/r_0 de 23. Le champ lointain longue pose permet de calculer la fonction de transfert de l'écran de phase (dont le logarithme et une coupe selon une direction en échelle linéaire sont représentés sur la figure 3.18). Là encore, cette fonction peut être utilisée pour mesurer le rapport D/r_0 : ceci est donné par le rapport entre la fréquence de coupure optique et la fréquence de coupure de l'écran de phase. Nous trouvons la même valeur que précédemment.

Pour vérifier si la phase respecte le modèle de Kolmogorov, l'un des moyens simples est de la mesurer grâce à l'IDQL. L'analyse d'un tel écran de phase est facilement réalisable grâce au mode de mesure habituel de l'IDQL, c'est-à-dire avec une distance entre le réseau et le détecteur assez faible et une seule

²Le site du laboratoire est le suivant : <http://gepi.obspm.fr>

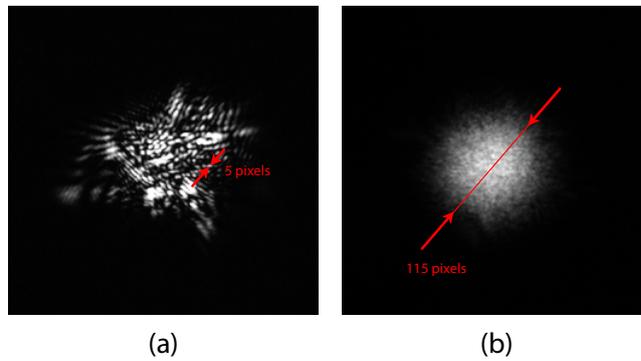


Fig. 3.17 – (a) Champ lointain « courte pose » (c'est-à-dire correspondant à une position de l'écran de phase); (b) champ lointain longue pose (c'est-à-dire correspondant à la moyenne de différents champs lointains courte pose); les paramètres importants pour le calcul du rapport D/r_0 ont été ajoutés.

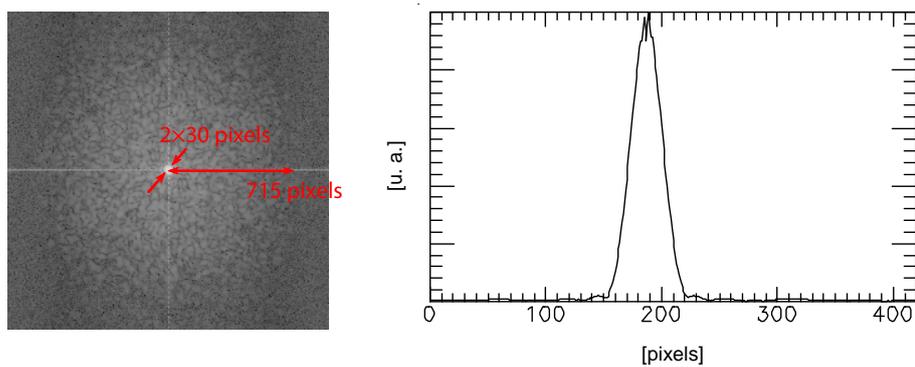


Fig. 3.18 – Fonction de transfert de l'écran de phase. L'image est en échelle logarithmique, et la coupe est en échelle linéaire. Les paramètres importants pour le calcul du rapport D/r_0 ont été ajoutés.

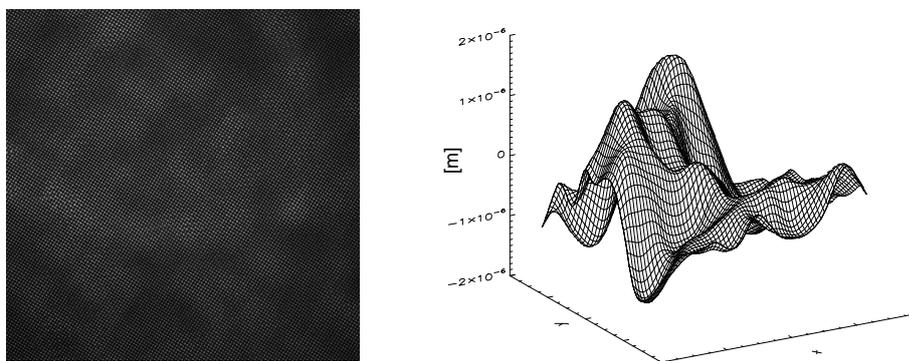


Fig. 3.19 – Exemple de turbulence obtenue par l'écran de phase utilisé : à gauche, un interférogramme ; à droite, la reconstruction de la phase.

longueur d'onde. Un exemple d'interférogramme et de phase reconstruite est donné sur la figure 3.19. Sur l'interférogramme, bien plus que le déplacement des franges, des effets d'intensité sont visibles. Ces effets sont liés à l'épaisseur de résine qui a été déposée pour réaliser les variations de phase. Bien que d'origine différente, ils sont comparables à ce qui est appelé *scintillation* en astronomie, qui désigne les fluctuations spatiales et temporelles d'intensité créées par les turbulences atmosphériques, et ne sont en aucun cas gênants pour l'analyse de phase.

L'analyse en différentes zones de cet écran permet plusieurs réalisations de phase, et ainsi la vérification du caractère « lame de Kolmogorov » en projetant sur les premiers polynômes de Zernike. Les résultats sont présentés sur la figure 3.20 où nous traçons la variance des coefficients des polynômes en fonction du degré radial de ceux-ci. Nous avons fait deux séries de mesure. La première (à gauche sur la figure 3.20) est la projection de reconstructions de phase brutes sans filtrage de piston ou de basculement. On a ajouté une courbe dont la décroissance est en $C(n+1)^{-11/3}$, en ajustant le coefficient C . La seconde série de mesures (à droite sur la figure) présente les coefficients d'une phase dont on a filtré les premiers ordres. Le coefficient C n'est pas le même. Le fait que l'on ne puisse pas ajouter une courbe de coefficient C identique montre alors que la lame ne suit pas rigoureusement le modèle de Kolmogorov. La proportion entre les grandes échelles et les échelles plus petites de la phase n'est pas respectée. Cependant, l'échelonnement est respecté pour les premiers polynômes de Zernike. Ce comportement nous a poussés à faire l'analyse, plus complète, du spectre des fluctuations de phase. Nous avons vu, dans le paragraphe 4.3.1 que la décroissance du spectre par rapport à la fréquence spatiale était en puissance $-11/3$. Or dans notre cas, l'étude des spectres expérimentaux conduit à montrer deux régimes : initialement, la pente du spectre est plutôt en $\rho^{-11/3}$, avec ρ la fréquence spatiale, puis un second régime apparaît, de pente beaucoup plus faible. Ceci est présenté sur la figure 3.21. Lors de l'analyse des coefficients des polynômes de Zernike, en se limitant aux vingt-huit premiers, l'étude était restreinte au premier régime, ce qui explique que l'échelonnement est à peu près respecté à partir du quatrième polynôme.

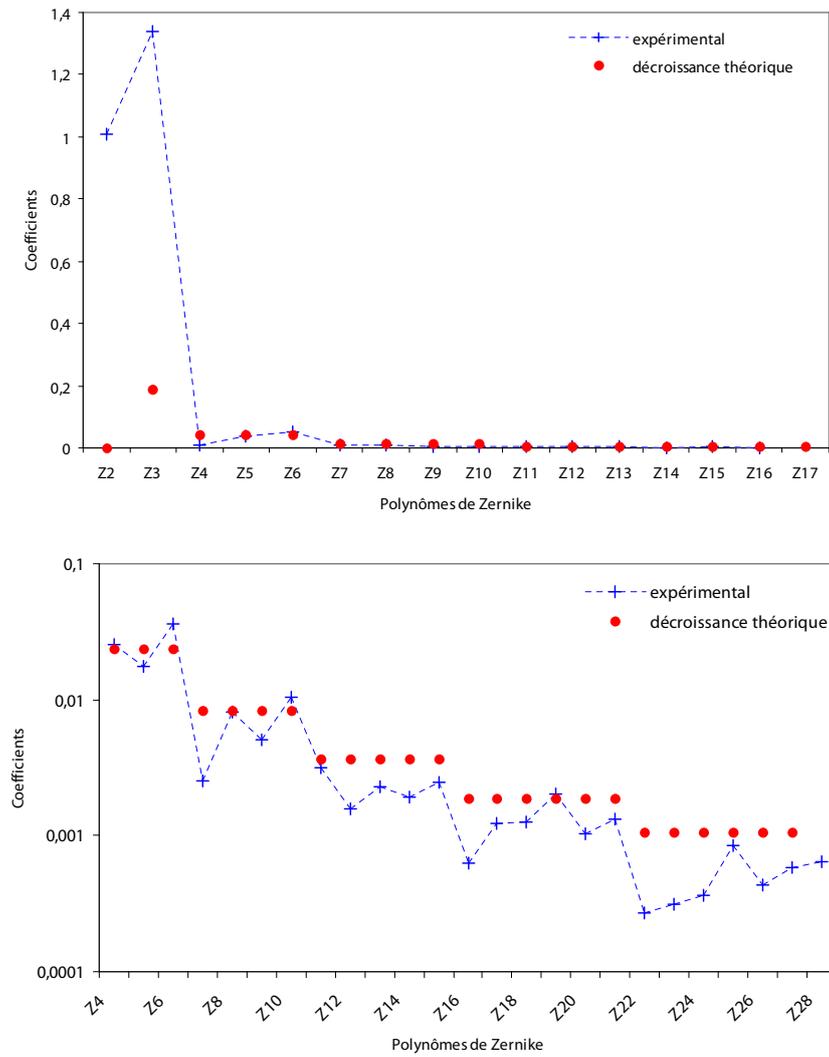


Fig. 3.20 – Auto-corrélation des coefficients des polynômes de Zernike. À gauche, la phase est projetée sur les dix-sept premiers polynômes de Zernike, alors qu'à droite, la phase reconstruite est projetée sur les polynômes de Zernike d'ordres plus élevés.

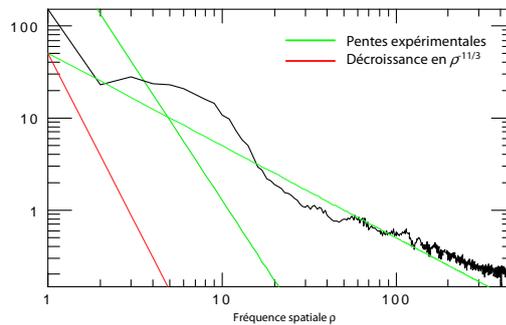


Fig. 3.21 – Spectre spatial des fluctuations de phase. Ce spectre met en évidence un écart par rapport à la décroissance prédit par le modèle de Kolmogorov.

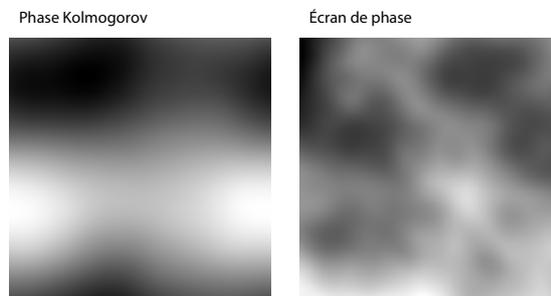


Fig. 3.22 – Comparaison des fréquences spatiales d'une phase simulée respectant le modèle de Kolmogorov et de la phase mesurée expérimentalement avec l'écran de phase.

La proportion entre les fluctuations de phase de grandes et petites échelles sur l'écran de phase ne respecte pas le modèle de Kolmogorov : les hautes fréquences sont plus excitées qu'elles ne devraient l'être. Ceci est visible sur la figure 3.22 où je présente d'une part une phase typique générée par notre écran de phase et une phase simulée qui respecte le modèle de Kolmogorov : on voit que les fluctuations sont beaucoup plus lentes et que les hautes fréquences spatiales ne sont pas aussi présentes que dans notre cas. Cela se traduit donc par une amplitude de la turbulence faible par rapport au rayon de cohérence. Nous sommes dans un cas moins favorable pour démontrer le régime soustractif que nous le serions en présence d'une véritable turbulence atmosphérique. Cependant, nous choisissons de poursuivre l'étude avec cet écran de phase.

Par ailleurs, l'analyse d'un tel écran de phase en mode bicouleur doit théoriquement conduire à mesurer une quantité nulle, compte tenu de l'achromatisme de l'interféromètre lors de l'analyse de défaut lentement variable. Cette assertion est vérifiée si, d'une part, la résine déposée sur le substrat est elle-même achromatique, c'est-à-dire que son indice ne varie pas ou varie peu entre les longueurs d'onde utilisées pour ce mode de mesure, et si d'autre part les termes d'ordres supérieurs à un dans le développement de Taylor sont

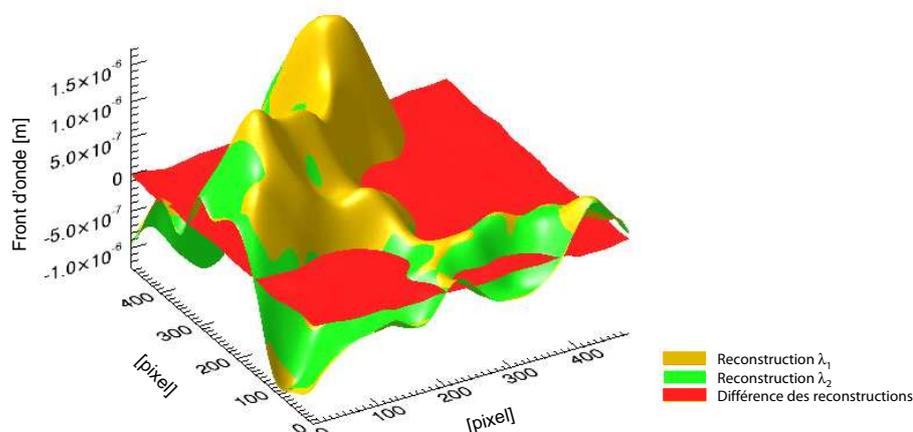


Fig. 3.23 – Reconstructions de l'écran de phase aux longueurs d'onde $\lambda_1 = 633$ nm et $\lambda_2 = 594$ nm. La différence des reconstructions est également présentée.

négligeables. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons reconstruit deux phases aux longueurs d'onde $\lambda_1 = 633$ nm et $\lambda_2 = 594$ nm et fait la différence des reconstructions. Nous avons choisi de présenter cette méthode plutôt que de reconstruire la phase en bicouleur car le résultat est équivalent, mais l'interprétation des quantités mesurées plus simple. En effet, reconstruire un front d'onde en bicouleur n'a de sens pour une surface continue que si l'on s'arrête à la phase, puisque la différence Δ des taux d'accroissement aux longueurs d'onde considérées, s'écrit :

$$\begin{aligned}\Delta &= k_1[\Delta_u W]_{\lambda_1} - k_2[\Delta_u W]_{\lambda_2} \\ &= (k_1 s_1 - k_2 s_2) \frac{\partial W}{\partial u}.\end{aligned}$$

La quantité $(k_1 s_1 - k_2 s_2)$ étant nulle pour une surface continue lentement variable, reconstruire un front d'onde à partir de cette quantité impliquerait donc de diviser la phase par une quantité nulle ou très proche de zéro. Le résultat de la différence des reconstructions aux deux longueurs d'onde est donné sur la figure 3.23. On constate alors que le résidu de phase est minime.

4.3.3 Mode *step-selective*

L'étape suivante est donc de se placer dans les conditions de mesure rencontrées lors d'un phasage d'une optique segmentée de télescope. Nous sommes alors en présence d'une superposition d'une aberration de type turbulence atmosphérique avec une aberration de type surface segmentée. La réalisation pratique de cette situation repose sur la superposition des deux défauts de phases présentés : l'écran de phase et la marche variable. L'objectif que l'on se fixe est d'extraire la pente entre les facettes de la marche variable, malgré la présence de la turbulence.

La même procédure d'extraction de la pente entre les facettes de la marche variable conduit à mesurer un angle de $2,00 \pm 0,15$ mrad. Encore une fois, l'incertitude est obtenue par répétabilité. On constate d'une part que cette

<i>Mesure de référence</i>	$1,984 \pm 0,006$ mrad
<i>Mesure marche variable seule</i>	$1,97 \pm 0,07$ mrad
<i>Mesure marche variable et turbulence</i>	$2,00 \pm 0,15$ mrad

Tab. 3.2 – Récapitulatif des valeurs de pentes mesurées suivant différentes méthodes.

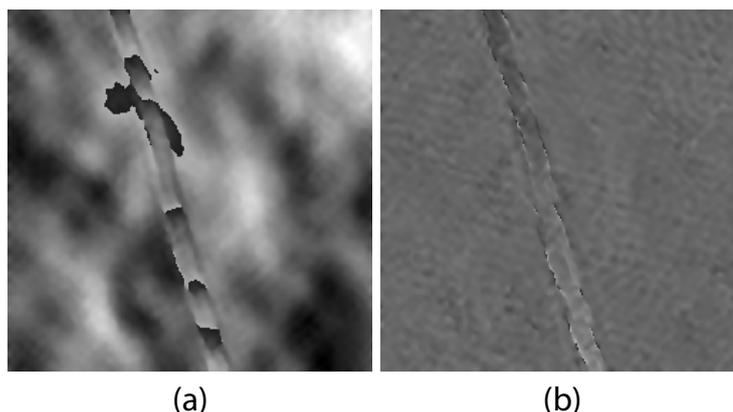


Fig. 3.24 – Taux d'accroissement mesurés en mode monochromatique (a) et en mode bicouleur (b). Outre l'augmentation de dynamique qui permet de traiter le saut de phase sans repliement, l'effet *step selective* est particulièrement visible. La dynamique d'affichage est la même.

valeur est proche de la valeur obtenue pour la marche seule (cf. tableau 3.2), et que d'autre part l'incertitude est un peu plus importante. Ce dernier point est naturel, compte tenu de la présence de la turbulence lors de la mesure.

L'extraction des données avec la méthode monochromatique ou *step selective* conduit aux taux d'accroissement présentés sur la figure 3.24. Nous noterons que la dynamique est la même dans les deux cas et supérieure à $]-\pi, \pi]$ car la phase monochromatique présente des repliements de phase sur les parties continues, dus à une variation rapide des défauts donc à des dérivées importantes ; la phase été dépliée par un algorithme classique appliqué aux parties continues. Il subsiste dans la zone de transition de la marche de phase une zone repliée, qu'il est plus délicat de déplier, puisqu'elle fait intervenir à la fois des parties continues et des discontinuités.

Une fois l'information de pente entre les faces extraite, il est possible d'utiliser les mesures monochromatiques afin d'évaluer la phase turbulente. Le mode bicouleur permet en effet de dissocier les deux types d'aberrations. La figure 3.25 présente les résultats auxquels nous parvenons. À partir de l'interférogramme acquis avec la marche variable et la phase turbulente, on extrait tout d'abord la pente, qui permet de reconstituer la forme de la marche variable (figure 3.25(a)). Une fois cette pente analysée, on peut extraire d'un interférogramme monochromatique la phase de chaque sous-partie continue. Cette phase contient à la fois la phase créée par l'écran de phase et le basculement induit par la marche variable. Par conséquent, pour extraire la phase turbulente de la mesure, il faut soustraire la marche variable. Ceci est effectué

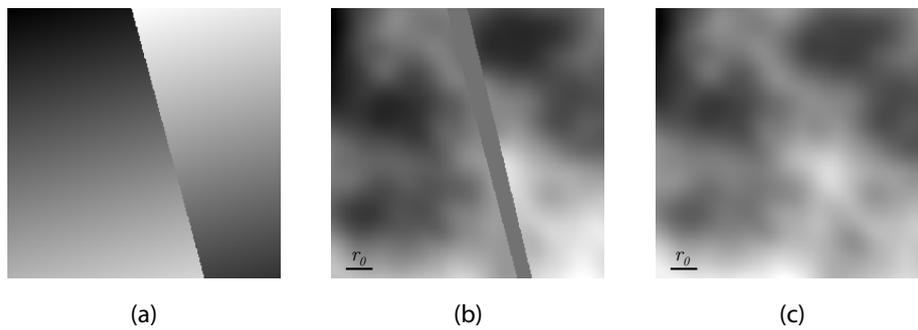


Fig. 3.25 – Extraction de la phase à partir d’une mesure bicouleur : on commence par extraire la discontinuité qui permet de construire la marche variable (a) ; le défaut de phase de la marche variable est soustrait de la phase des parties continues (b). À titre de comparaison (c) donne la reconstruction de la phase turbulente seule. Le taille du rayon de cohérence est indiqué sur les figures de phase turbulente.

sur la figure 3.25(b).

Nous ne pouvons pas reconstruire la phase turbulente dans la zone de transition correspondant au step, ce qui explique l’absence de données dans la surface présentée. Cependant, compte tenu du caractère continu de la phase turbulente, il est aisé de la prolonger par continuité dans la zone de transition (par exemple grâce à une successions de filtrages de moins en moins étroits de l’ordre zéro dans l’espace de Fourier), sans commettre une grosse erreur, comme il est fait sur la figure 3.26. À titre de comparaison, nous avons enregistré et reconstruit la phase turbulente générée par l’écran de phase utilisé seul (donc sans la marche variable) (figure 3.25(c)). Il subsiste quelques différences entre les deux reconstructions, majoritairement des basculements. En effet, en reconstruisant les deux sous-parties composant la phase turbulente séparément, il reste une légère différence de piston de phase entre les deux (le piston de phase étant une aberration que l’on peut difficilement extraire d’un interférogramme pour la simple raison qu’il ne conduit à aucune déformation du maillage des franges) et de basculement. La différence est présentée sur la figure 3.27 : la surface d’onde (a) résulte du prolongement par continuité décrit précédemment ; la surface d’onde (b) est la surface d’onde mesurée à partir de l’écran de phase seulement, et (c) est la différence des deux. Les trois surfaces d’onde sont représentées avec la même dynamique. Cependant, rappelons que la phase turbulente n’est pas la donnée recherchée lors de la mesure, mais bien une information supplémentaire que l’IDQL nous offre.

La comparaison entre la phase extraite de la mesure bi-couleur et la phase mesurée seule peut se faire en comparant les champs lointains. Ceci est présenté sur la figure 3.28. On constate alors que les principales caractéristiques du champ de *speckle* sont à peu près identiques : nombre de tavelures, diamètre de la tache de diffraction... Seules les positions des tavelures ne sont pas strictement identiques, ce qui résulte des erreurs résiduelles de phase.

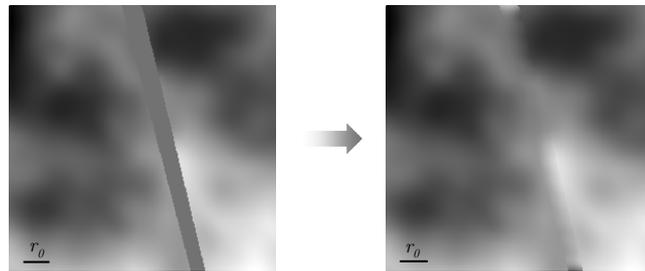


Fig. 3.26 – Prolongation par continuité de la phase seule extraite de la mesure bi-couleur.

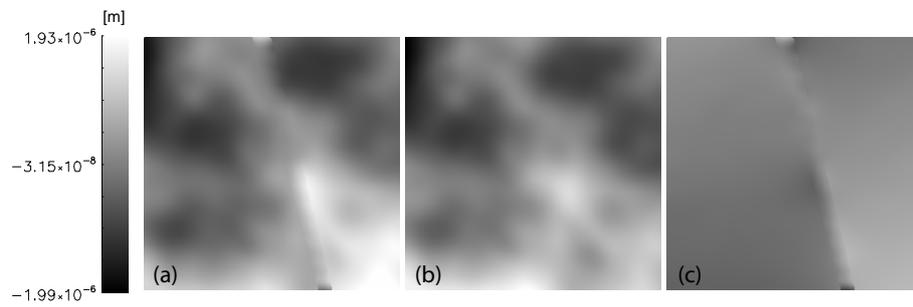


Fig. 3.27 – (a) Surface d'onde turbulente extraite de la mesure bi-couleur et prolongée par continuité dans la zone de transition; (b) surface d'onde turbulente originale (mesurée grâce à l'écran de phase sans la marche variable) et (c) différence des deux surfaces d'onde précédentes.

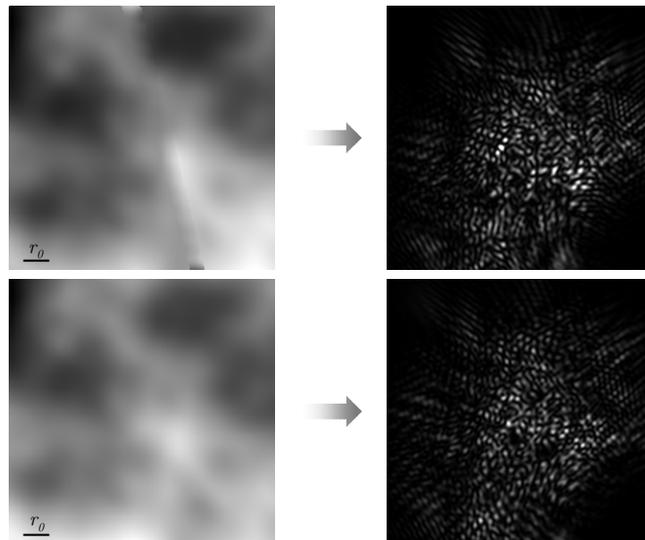


Fig. 3.28 – Comparaison des champs lointains de la phase turbulente extraite de la mesure bi-couleur et prolongée par continuité (en haut) et de la phase turbulente mesurée seule.

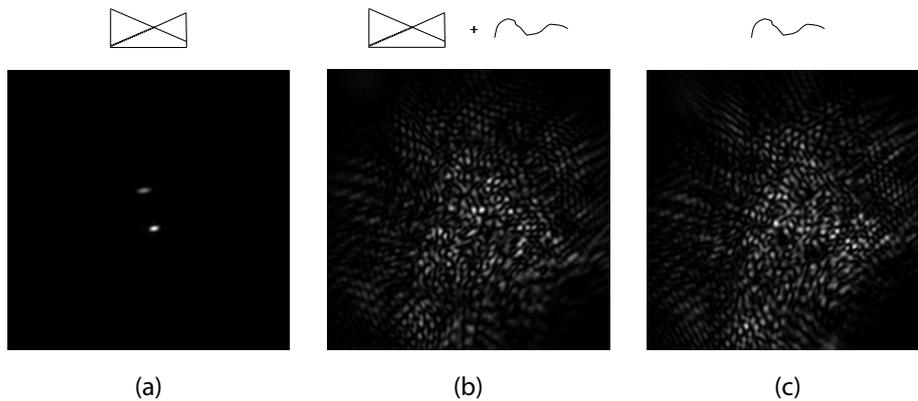


Fig. 3.29 – Champs lointains simulés. En haut de chaque figure, j’ai schématisé la phase à l’origine : en (a) la phase est créée par la marche variable seule ; en (b) la phase résulte de la superposition de la marche variable (extraite de la mesure bi-couleur) avec la turbulence (mesurée indépendamment) ; en (c) la phase utilisée est la turbulence seule.

4.3.4 Apport de la méthode pour l’astronomie

Une technique classique pour mesurer les sauts de phase entre les segments d’un miroir de télescope a été proposée par Chanan [37] ; elle est utilisée sur le télescope Keck. Il s’agit de placer une lentille sur la frontière entre deux segments et d’étudier la tache de diffraction. Cette tache se présente alors sous la forme de deux lobes, dont le rapport d’intensité renseigne sur la hauteur de la marche de phase. Sachant que le rayon de cohérence r_0 typique sur le site du télescope Keck est de 20 cm, cela implique de travailler avec des lentilles de diamètre inférieur à ce rayon (diamètre rapporté dans la pupille du télescope). La mesure dissociée permet alors de travailler en présence d’une forte turbulence, donc de rayon de cohérence beaucoup plus faible. En effet, dans ce cas, la tache de diffraction se présente sous la forme d’un champ de *speckle* et il n’est plus possible de remonter aux pistons. Les résultats de la simulation précédente permettent de simuler les champs lointains (c’est-à-dire ce qu’il serait observé au foyer d’une lentille) de plusieurs phases. Les résultats sont consignés dans la figure 3.29. En (a), je présente le champ lointain de la marche variable extraite grâce au mode soustractif : les deux lobes de la tache de diffraction sont facilement visibles. L’écart entre les deux est directement lié à l’amplitude du défaut de phase. La sous-figure (b) simule le cas réel : on a superposé la marche de phase avec la lame de phase turbulente. La tache de diffraction est éclatée et ne fait plus apparaître de dédoublement. Si l’on effectuait l’opération avec seulement une aberration turbulente, telle que celle que j’ai utilisée, et sans marche variable, on obtiendrait la figure 3.29(c), qui n’est pas très éloignée du champ lointain obtenu avec, en plus, la marche variable. Le mode soustractif permet ainsi d’extraire des valeurs de discontinuités et de pentes dans une turbulence forte, c’est-à-dire qui conduit à large éclatement de la tache de diffraction en champ de *speckle*.

5 Conclusions et perspectives

La mesure de discontinuités (ou sauts de phase) de grande amplitude est envisageable avec la technique de l'IDQL multi-longueur d'onde. D'autre part, un effet intéressant découle de l'ambivalence de l'interféromètre vis-à-vis du chromatisme : l'interférogramme enregistré est achromatique sur les parties continues (la propriété est classique et bien connue) et chromatique sur les zones correspondant aux discontinuités. Par conséquent, de la technique multi-longueur d'onde, originellement utilisée pour accroître la dynamique, naît une propriété que l'on a qualifiée de *step-selective* : l'IDQL utilisé dans ce mode permet à la fois de disposer d'une dynamique de mesure importante, mais aussi de traiter séparément les aberrations comme les marches de phase et les aberrations classiques.

Cette double propriété a été démontrée théoriquement et expérimentalement ; lors de la validation expérimentale nous avons utilisé un défaut de phase développé spécifiquement pour cette démonstration. D'autre part, les conditions expérimentales d'une mesure destinée à un phasage de télescope ont été approchées en faisant intervenir un écran de phase.

Cette mesure a été conduite avec l'utilisation de deux longueurs d'onde successivement. Il serait tout à fait intéressant, pour la facilité de mise en œuvre et la rapidité de mesure, d'effectuer la mesure directement en lumière polychromatique (lumière *colorée* ou blanche), en effectuant par exemple un filtrage au niveau du détecteur.

VERS LA MESURE DE CHAMPS ÉLECTROMA- GNÉTIQUES

4

1 Expérience préliminaire

1.1 Contexte

La demande de miniaturisation d'optiques et de systèmes optiques intégrés (sur le détecteur, dans un cryostat dans le domaine spectral de l'infrarouge...) est de plus en plus importante. Un des moyens qui connaît un grand engouement aujourd'hui est l'utilisation de micro ou nanostructures de manière à faire interagir la lumière et la matière d'une manière nouvelle. L'idée est d'utiliser des structures dont la taille caractéristique est plus petite que la longueur d'onde ; ces structures font apparaître des effets tout à fait inédits et intéressants pour l'optique.

Plusieurs effets peuvent découler de cette stratégie : le plus connu est la création ou la modification de l'indice de réfraction d'un matériau (on *leurre* la lumière par de fins réseaux dont la période constitue une fraction de longueur d'onde par exemple) [69]. Ces matériaux, appelés *métamatériaux*, permettent de créer de toute pièce l'indice de réfraction dont le concepteur de système optique a besoin et d'envisager des matériaux à indice de réfraction négatif [70, 71]. Ces procédés ouvrent la voie d'une ingénierie d'indice, laissant entrevoir la possibilité pour le concepteur de systèmes optiques de créer à l'endroit souhaité l'indice souhaité.

L'un des phénomènes phare que permettent de créer les nanostructures sont les plasmons-polaritons de surface [72]. Ces modes électromagnétiques existent à la surface des métaux, et résultent de l'excitation par une onde lumineuse des charges mobiles présentes en surface (typiquement les électrons). Ces modes présentent la particularité de ne pas être propagatifs et d'être évanescents (c'est-à-dire que le champ électromagnétique décroît lorsque l'on s'éloigne de la surface). Par conséquent, ces modes sont confinés à la surface du métal où ils se « propagent » jusqu'à disparaître par transfert d'énergie

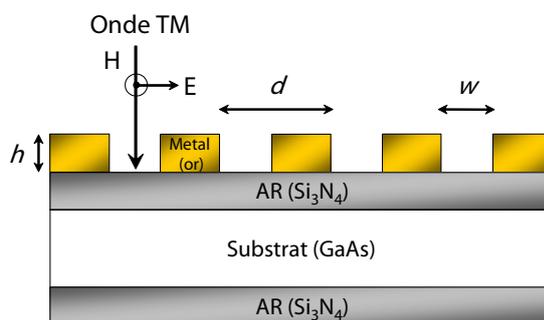


Fig. 4.1 – Coupe schématique d'une zone du substrat de test et définition des paramètres d'épaisseur de dépôt métallique (h), période (d) et largeur des fentes (w).

(sous forme de chaleur par exemple). Ces ondes peuvent être utilisées pour créer des structures résonantes, si tant est que l'on puisse en coupler plusieurs entre elles. Ceci est la base de nombre d'applications ; parmi elles, citons entre autres la réalisation de filtres spectraux étroits, de capteurs biologiques, ou la création des métamatériaux, cités précédemment.

Dans la suite de ce paragraphe, l'étude est centrée sur une structure périodique sub-longueur d'onde, c'est-à-dire dont la période est inférieure à la longueur d'onde. Cette étude a été faite en collaboration avec un doctorant travaillant sur ces structures, Grégory Vincent. En particulier la structure a été réalisée par ses soins et je me suis intéressé à sa mesure optique.

1.2 Structure de test

1.2.1 Description

La structure test que nous considérons a été fabriquée au Laboratoire de Photonique et Nanostructure (LPN). Elle est constituée d'un dépôt d'or sur un substrat en arseniure de gallium (GaAs). Celui-ci est traité anti-réflexion des deux côtés (avant le dépôt métallique) à l'aide d'une couche de nitrure de silicium (Si_3N_4). Ces traitements permettent d'améliorer le taux de transmission du dispositif. Six zones ont été créées sur ce même substrat : chacune d'elles correspond à des réseaux dont le rapport cyclique est différent ; l'épaisseur h du dépôt ainsi que la période d sont constantes, mais la largeur des fentes w change suivant les zones. Les paramètres d , h et w sont présentés sur la figure 4.1. Les paramètres w et h ont été retenus de manière à ce que la simulation numérique de la transmission et du déphasage soit possible par le modèle numérique disponible (modèle dit à un mode quasi-analytique). Les valeurs $d = 2 \mu\text{m}$ et $h = 830 \text{ nm}$ ont été retenues. La largeur des fentes varie alors entre 430 nm et 1460 nm. La sixième zone de test est constituée du substrat nu sans dépôt métallique. Nous noterons alors w_n , avec $n \in \{1, 2, \dots, 6\}$, les largeurs de fentes correspondant aux six zones.

Les six domaines de ce dispositif de test sont visibles sur la photographie présentée en figure 4.2. L'image de deux réseaux (le n° 1 et le n° 3) enregistrée au microscope électronique à balayage (MEB) est mise en insert. La taille de chaque domaine est de $2 \times 2 \text{ mm}$. Cette taille permet une caractérisation sans

système optique complexe. La réalisation d'un tel dispositif est amplement décrite dans [73].

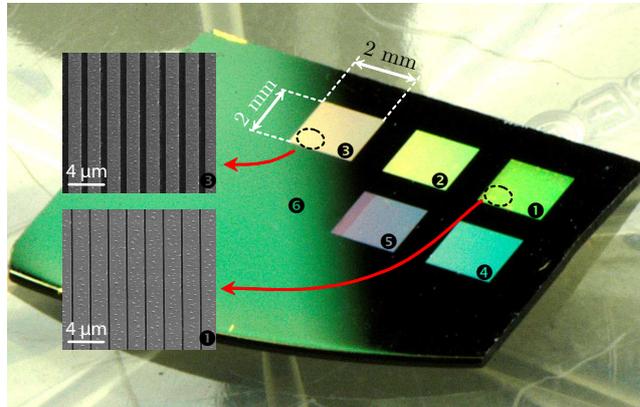


Fig. 4.2 – Photographie du dispositif de test, ainsi que deux images acquises au microscope électronique à balayage des réseaux n° 1 et n° 3.

1.2.2 Brève description des phénomènes physiques

Le comportement de ce type de réseau ne peut pas s'expliquer par une approche simple d'optique géométrique. En effet, celle-ci découle de l'hypothèse faite dans les équations de Maxwell que la longueur d'onde tend vers zéro, ce qui revient à dire que les structures étudiées sont toutes infiniment grandes devant la longueur d'onde. Les réseaux dont la période est proche de la longueur d'onde commencèrent à attirer l'attention des scientifiques dès le début du XX^e siècle : en 1902, Wood observe des variations inattendues dans le spectre transmis par un réseau éclairé par une onde polychromatique [74]¹.

Ces « anomalies », comme Wood les appela, trouvent leur explication dans des phénomènes de résonance, comme il a été montré plus tard grâce à des calculs informatiques [75]. L'onde incidente, diffractée par le réseau, se couple avec un mode du réseau. Dans le cas d'un réseau métallique comme c'est le cas dans cette partie, le mode du réseau correspond à un plasmon de surface : une onde évanescente excite un plasmon, c'est-à-dire un mode d'oscillation collective des charges en surface du métal (il s'agit donc des électrons libres). Concrètement, cette résonance se traduit par un transfert de l'énergie incidente aux électrons de surface ; ceci explique une absorption importante à certaines longueurs d'onde et une transmission d'autant plus importante de la lumière à travers le dispositif. Cette excitation des plasmons de surface est à l'origine de la « transmission extraordinaire » observée².

D'autre part, il a été démontré dans [77] que les fentes métalliques fines mettaient en œuvre un guidage des ondes lumineuses. Ce phénomène découle également de l'excitation des ondes de surfaces qui sont localisées sur

¹Il est d'usage de citer ce même article apparaissant dans le *Philosophical Magazine*, 4, pp. 396–402, 1902. Cependant le texte original est plus aisé à trouver dans la référence donnée.

²Cette expression est reprise de l'article d'Ebbesen [76] dans lequel il relate l'expérience de transmission de lumière à travers une matrice de trous, de taille inférieure à la longueur d'onde, dans un film métallique déposé sur un diélectrique (du quartz).

les parois verticales de chaque fente. Il en découle une résonance de type Fabry-Pérot, lorsque les ondes de surfaces se reflètent aux extrémités du guide d'onde plan constitué par une fente du réseau. De manière à pouvoir exciter les plasmons des surfaces verticales, on montre qu'il est nécessaire que l'onde incidente soit une onde TM (transverse magnétique, c'est-à-dire que le champ électrique est dans le plan d'incidence). L'onde TE (transverse électrique) est par conséquent quasiment intégralement réfléchi. Une description beaucoup plus complète et formalisée est faite dans [78].

1.2.3 Conséquences pratiques

L'effet des résonances succinctement décrites dans le paragraphe précédent est double. Tout d'abord, le taux de transmission est affecté par la traversée des réseaux sub-longueur d'onde ; la présence de résonances fait que la transmission ne peut pas s'expliquer par l'optique géométrique (qui serait un effet d'ombrage) : pour s'en convaincre, il est présenté dans [73] la courbe de la transmission en fonction de la largeur de fente et celle-ci n'est pas linéaire comme on s'y attendrait en cas de raisonnement purement géométrique. Globalement, la transmission est croissante avec la largeur des fentes. Nous noterons alors la transmission comme une fonction de la largeur de fente : $t_n = f(w_n)$.

Le second effet, également lié au phénomène de résonance dans les guides métalliques, est l'action de ces réseaux sur la phase de l'onde transmise : la traversée de ces réseaux retarde l'onde incidente de manière différente en fonction de la largeur de fente, en fonction finalement du nombre d'aller-retour dans la cavité de Fabry-Pérot.

La réalisation d'un tel dispositif permet donc de créer une succession d'amplitudes complexes différentes après sa traversée par une onde incidente plane. Nous noterons τ_n la transmittance complexe après la structure de test :

$$\tau_n = t_n \exp(i\phi_n) \quad \text{avec} \quad t_n, \phi_n \in \mathbf{R}$$

Le paramètre t_n sera alors appelé *transmission* dans la suite, et ϕ_n déphasage induit ou phase parasite.

Ceci est schématiquement illustré sur la figure 4.3 : une onde plane incidente représentée par le vecteur champ électrique arrive sur le dispositif test et est transmise. L'amplitude et la phase de l'onde incidente sont perturbées de manière différente pour chaque réseau.

Pour les six zones du dispositif de test, je récapitule dans le tableau 4.1 les valeurs de largeur de fentes et leur transmission et déphasage associés. La valeur reportée est en fait le carré de la transmission, puisque la détection se fait par un détecteur quadratique : nous mesurons en effet directement cette valeur.

1.3 Caractérisation

1.3.1 Nécessité de la caractérisation

La caractérisation de structure de ce type (c'est-à-dire avec des périodes légèrement inférieures à la longueur d'onde) peut être faite sur des critères

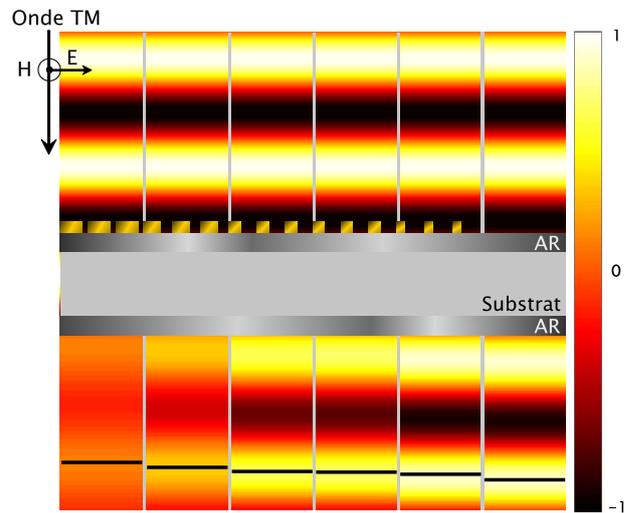


Fig. 4.3 – Modification de l'amplitude et de la phase de l'onde incidente après la traversée des six réseaux. On représente ici le champ électrique de l'onde.

Réseau	1	2	3	4	5	6
Largeur de fente w_n (nm)	430	780	1130	1180	1460	∞
Transmission $ t_n ^2$	17,1 %	45,3 %	77,5 %	81,2 %	94,3 %	92,9 %
Déphasage φ_n (rad)	0,88	0,66	0,40	0,36	0,17	

Tab. 4.1 – Descriptifs des six zones du dispositif de test. Les valeurs de transmissions et de déphasages sont les résultats d'une simulation.

purement géométriques : dans ce cas, seuls les paramètres de hauteur, période... sont mesurés, par exemple par microscopie électronique à balayage. Cette caractérisation géométrique des réseaux s'envisage alors plutôt comme un contrôle de la qualité de la réalisation.

Cependant, ce contrôle préliminaire, même s'il est nécessaire pour s'assurer d'une réalisation conforme, ne peut pas être suffisant : en effet, comme nous l'avons vu, la traversée d'un tel dispositif par la lumière met en jeu des phénomènes de résonances complexes. Ceux-ci sont non seulement spatiaux (ils peuvent apparaître selon l'incidence de l'onde) mais également spectraux (c'est-à-dire qu'ils dépendent de la longueur d'onde de l'onde incidente). Ils dépendent bien entendu des paramètres purement géométriques, mais également de la qualité (rugosité, régularité de l'épaisseur...) qui est difficilement mesurable pour toute la structure. Il apparaît ainsi qu'une caractérisation optique, à la longueur d'onde d'utilisation, s'avère nécessaire pour qualifier de manière plus globale le réseau. Dans la suite de ce travail, nous proposons de mesurer le déphasage et la transmission de chaque réseau du dispositif de test.

1.3.2 Quelques moyens de caractérisation proposés

Plusieurs techniques de caractérisation globale, généralement optique, ont été proposées dans la littérature. Majoritairement, elles sont destinées à l'évaluation de l'indice dans les métamatériaux. Parmi elles, nous pouvons, pour mémoire, en citer quelques-unes.

Dolling *et al.* [79] proposent de déduire les valeurs de la permittivité (ϵ_r) et de la perméabilité (μ_r) du milieu des mesures de transmittance et de réflectance du matériau. Ces mesures sont faites à l'aide d'un spectromètre et d'une source de lumière blanche. L'indice du matériau est ensuite aisément calculable ($n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$). De la même manière, [80] propose d'utiliser un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR) pour caractériser l'indice des métamatériaux. Ces deux articles caractérisent des métamatériaux pour le proche infrarouge (respectivement 1,5 μm et 2 μm).

Une autre méthode a été proposée par ces mêmes auteurs [79] utilisant un interféromètre de Michelson éclairé par un laser impulsif femtoseconde. On enregistre alors l'éclairement en fonction de la longueur du déphasage entre les deux bras du Michelson tout d'abord sans, puis avec l'échantillon à tester. La translation de l'enveloppe des franges entre les deux interférogrammes permet d'évaluer la vitesse de groupe de l'onde, et la translation des franges en elle-même la vitesse de phase. Ces deux vitesses permettent alors de remonter à l'indice de réfraction du matériau.

D'autres techniques interférométriques sont proposées dans [81, 82]. Les auteurs déterminent d'une part la transmission du matériau en transmission et en réflexion grâce à un spectrophotomètre, et d'autre part la phase grâce à deux interféromètres : un interféromètre à polarisation et un interféromètre, dit *walk-off interferometer*. La première configuration consiste à mesurer la biréfringence de l'échantillon grâce à l'interférence de deux ondes polarisées orthogonalement. La seconde permet d'évaluer le déphasage introduit par l'échantillon par rapport à une couche de référence en air de la même épaisseur en faisant interférer un faisceau traversant l'échantillon et un autre ne traversant que le substrat. Le système de division de l'amplitude est assuré

par un cristal de calcite. L'écart entre les deux faisceaux en sortie n'est donc pas très important et nécessite de travailler sur de petits échantillons, avec une zone de référence à proximité. Avec ces valeurs, il est possible de calculer l'indice de réfraction, ce qui est la finalité des articles cités. La mesure de l'indice du métamatériau considéré est faite là encore à 1,5 μm .

Il apparaît donc que plusieurs méthodes ont été proposées, certaines relativement simples expérimentalement (mesure de la transmittance et de la réflectance) mais nécessitant une théorie ou une simulation suffisamment précise; d'autres beaucoup plus complexes à mettre en œuvre expérimentalement, ou nécessitant une géométrie particulière du substrat à tester. Ceci nous a donc poussé à proposer une méthode très simple à mettre en œuvre à base d'IDQL.

1.3.3 Banc de mesure proposé

Le banc de mesure que nous proposons a été optimisé pour la structure dont nous souhaitons mesurer la transmission et le déphasage qu'elle induit. Le domaine spectral de travail est l'infrarouge lointain, entre 8 et 12 μm , c'est-à-dire la bande III³.

La source retenue est un corps noir, chauffé à la température de 1200 °C. Cette source produit un rayonnement polychromatique, dont la longueur d'onde d'émission maximale est donnée par la formule (loi de déplacement de Wien) :

$$\lambda_{max} = \frac{K_1}{T},$$

où K_1 est la constante de Wien ($K_1 = 2898 \mu\text{m}\cdot\text{K}$) et T la température en kelvin. À titre d'illustration, la figure 4.4 présente le spectre d'émission d'un tel corps noir. La longueur d'émission maximale ($\lambda_{max} = 2,0 \mu\text{m}$) est assez éloignée du domaine spectral dans lequel on travaille; en contrepartie, plus le corps noir est chauffé, plus la luminance est importante. Par conséquent, il vaut mieux privilégier la température du corps noir que la longueur d'onde maximale d'émission donnée par la loi de Wien.

Le rayonnement émis par le corps noir est collimaté par un collimateur catadioptrique de manière à former une onde plane incidente sur la structure test.

Après l'échantillon de microstructures, nous plaçons un IDQL constitué d'une part d'un réseau de diffraction gravé sur un substrat de germanium (matériau transparent pour la bande spectrale considérée), et d'autre part un détecteur capable de détecter le rayonnement thermique. Le choix s'est porté sur une matrice de microbolomètres. Ceci nous a été dicté par des impératifs de simplicité de l'expérimentation : en effet, ce type de détecteur fonctionne à température ambiante, contrairement à la majorité des détecteurs sensibles dans la bande III; par conséquent, sa mise en œuvre est rapide. Bien entendu, cette simplicité est au détriment d'autres aspects, comme celui du bruit de mesure et de la sensibilité, qui sont moins bons que d'autres détecteurs. La période du MHM a été choisie de 400 μm , bien que les pixels du détecteur soient de l'ordre de 35 μm , ce qui nous éloigne légèrement des règles idéales de conception du MHM. Ce choix a été dicté par la réutilisation d'un réseau

³Il est d'usage de classer les longueurs d'onde dans l'infrarouge selon les zones de transmission de l'atmosphère. Ainsi la première zone de transmission, appelée logiquement bande I, correspond au domaine spectral [1,3 μm], la bande II à [3,5 μm], et la bande III à [8,14 μm]

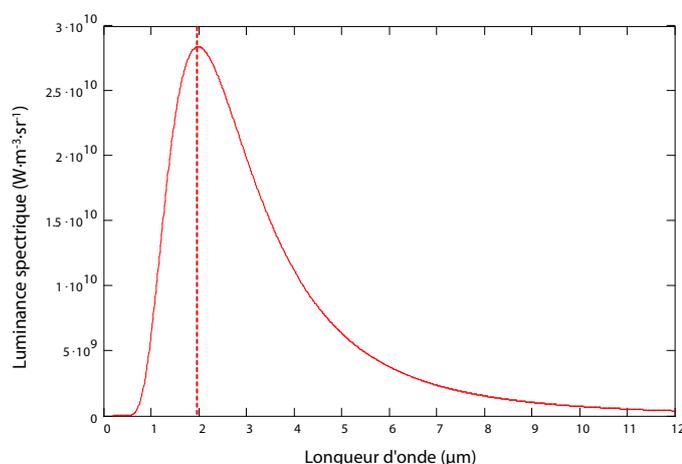


Fig. 4.4 – Spectre d’émission d’un corps noir chauffé à la température $T = 1200\text{ °C}$. La longueur d’onde maximale d’émission, matérialisée par la ligne en pointillés, est $\lambda_{max} = 2,0\text{ }\mu\text{m}$.

MHM fonctionnant dans cette gamme spectrale, et défini pour un autre type d’utilisation. Cet écart par rapport aux règles de dimensionnement se traduit par une position des harmoniques principales qui est plus rapprochée de l’ordre zéro, et non au milieu du bord (demi-fréquence de Nyquist) et de l’ordre zéro. Ceci est illustré sur la figure 4.5 qui présente un interférogramme et son spectre : l’écart entre l’ordre zéro et l’harmonique principale est donc inférieure au quart de la fréquence de Nyquist.

La distance entre le réseau MHM et le détecteur a été choisie de manière à ce que le décalage latéral soit de la taille de quelques franges de l’interférogramme. De cette manière, la zone de transition permettant de mesurer la hauteur de la marche de phase est suffisamment large pour y faire une mesure. Typiquement pour un pixel de $35\text{ }\mu\text{m}$ et un réseau MHM de pas $400\text{ }\mu\text{m}$, une distance supérieure à 10 mm doit être choisie de manière à avoir une distance de décalage latéral de l’ordre de quatre franges.

Il aurait été judicieux de placer un système afocal de manière à conjuguer l’échantillon de microstructures avec le détecteur. Cependant dans la gamme spectrale considérée, les lentilles utilisables sont moins courantes et n’ont pas pu être approvisionnées dans le temps imparti à cette expérimentation. L’effet de la propagation des marches de phase se traduit par une rupture de la raideur des flancs de la zone de transition, donc une précision de mesure un peu moindre.

La figure 4.6 présente un schéma du banc dédié à la mesure de l’échantillon de microstructures.

1.4 Résultats expérimentaux

1.4.1 Phase de l’onde transmise

Les interférogrammes acquis sont utilisés pour calculer les taux d’accroissement de la phase du front d’onde. Là encore, une reconstruction ne s’avère

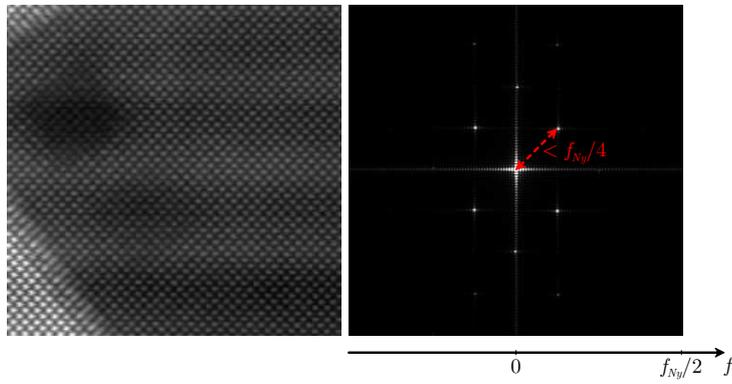


Fig. 4.5 – Interférogramme et spectre à partir des acquisitions expérimentales. Comme la période du MHM est supérieure à quatre pixel, les harmoniques principales sont plus rapprochées de l'ordre zéro qu'elles ne l'étaient dans le cas idéal du MHM.

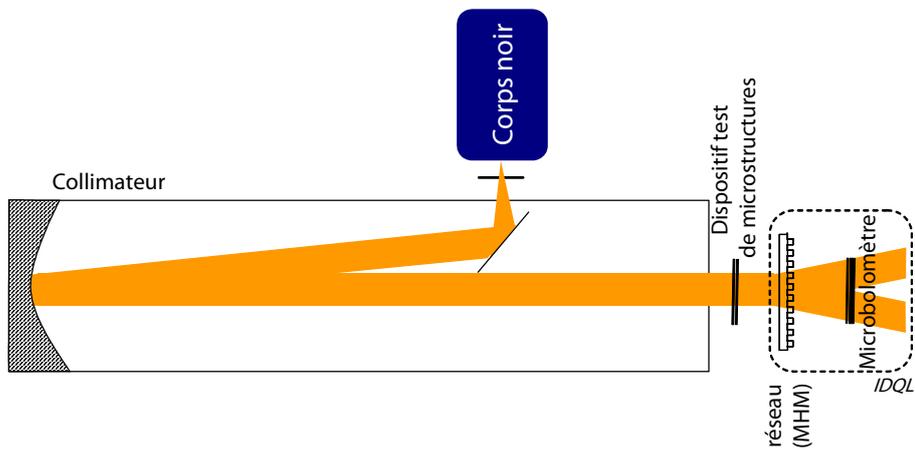


Fig. 4.6 – Banc dédié à la mesure des déphasages et de la transmission après le passage d'une onde plane à travers l'échantillon de microstructures.

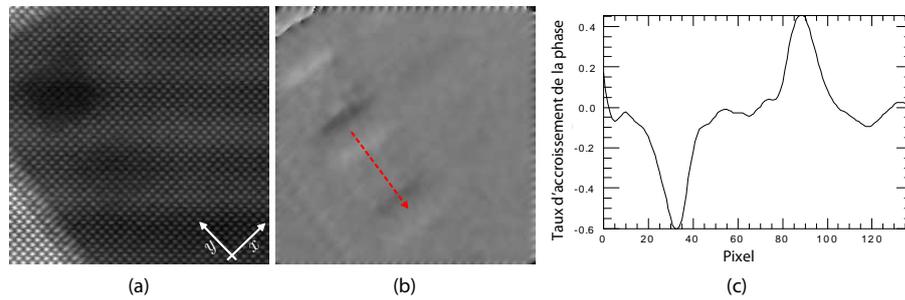


Fig. 4.7 – (a) Interférogramme expérimental ; (b) taux d'accroissement selon la direction y . La courbe présentée en (c) est un profil du taux d'accroissement selon l'axe en pointillés parallèle à l'axe y .

pas nécessaire puisque l'information utile (c'est-à-dire la hauteur des sauts de phase) est contenue dans le taux d'accroissement. Cependant, celle-ci est envisageable : comme nous le soulignons dans le premier chapitre, cela revient à faire l'approximation que le taux d'accroissement est une dérivée. La figure 4.7(a) présente un exemple d'interférogramme acquis dans cette gamme spectrale, et le taux d'accroissement qui en est extrait (figure 4.7(b)). Un profil de ce taux d'accroissement (cf. figure 4.7(c)) est également présenté. Une référence, à savoir le front d'onde en sortie du collimateur, est également enregistrée, de manière à pouvoir supprimer d'éventuelles aberrations résiduelles sur l'onde incidente – celles-ci seraient par exemple dues à un mauvais alignement, une mauvaise focalisation...

Il subsiste des aberrations spatialement lentement variables qui sont créées par des défauts d'épaisseur du substrat GaAs sur lequel sont déposés les micro-réseaux. Ces aberrations sont visibles sur la dérivée, et davantage dans la reconstruction.

L'image de chaque réseau du dispositif de test sur le détecteur représente une zone d'environ 50×50 pixels. En considérant que le déphasage est uniforme sur toute la surface du réseau (ou au moins sur une zone centrale), il y a une forte redondance de l'information. Afin d'exploiter au mieux ces données multiples, on peut envisager plusieurs stratégies : une projection sur une surface idoine, comme il avait été fait lors de l'exploitation des données issues de la marche variable dans le chapitre III, serait envisageable. Ici nous préférons – et ceci revient à peu de choses près au même – moyenniser les zones de transition du taux d'accroissement correspondant aux sauts de phase. On réalise ainsi la moyenne d'environ 50 pixels de la zone de transition pour extraire le déphasage induit par chaque réseau. De cette manière, il est évident que le rapport signal-à-bruit est amélioré, ainsi que la précision de la mesure.

1.4.2 Amplitude de l'onde transmise

D'autre part, la phase n'est pas la seule information que nous pouvons extraire des interférogrammes. En effet, nous pouvons également calculer la transmission de chaque réseau. Les différentes transmissions correspondant aux réseaux se traduisent sur la figure 4.7(a) par des intensités différentes. L'interférogramme peut ainsi être démodulé, c'est-à-dire que l'on en prend

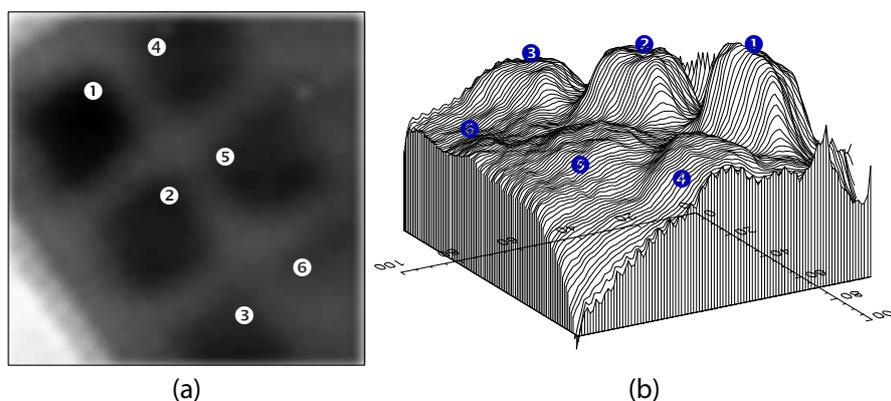


Fig. 4.8 – Amplitude (à gauche) et phase reconstruite (à droite) à partir des interférogammes expérimentaux. L'échelle verticale de la phase est en unités arbitraires.

l'ordre zéro, afin d'extraire l'éclairement du réseau. Comme le dispositif test présente des zones où le substrat est à nu, il est possible de moyenner les valeurs des zones correspondant aux réseaux et de le comparer à des valeurs étalons. Cette mesure repose intrinsèquement sur la linéarité de la réponse du détecteur en fonction de l'éclairement. Celle-ci, dans notre cas, n'est cependant pas critique, puisque l'écart de niveaux de gris (donc d'éclairement incident) n'est pas importante. L'approximation de considérer la réponse comme parfaitement linéaire n'est donc pas choquante. En considérant la réponse du détecteur comme linéaire en fonction du flux incident, il est nécessaire de disposer de deux valeurs de calibration de manière à déterminer de manière absolue la transmission de chaque zone. Ces deux valeurs sont fournies assez naturellement par le substrat nu d'une part (c'est-à-dire dans une zone sans réseau) et d'autre part une zone de transmission différente. On aurait pu choisir de mesurer le niveau de gris à l'extérieur du dispositif de test, mais la valeur risquait d'être trop importante par rapport aux valeurs moyennes mesurées sur les zones des réseaux. Par conséquent, nous avons choisi de mesurer au spectromètre FTIR l'un des réseaux (la zone n° 1 en l'occurrence). De cette manière, grâce à ces deux valeurs connues, il est facile de calibrer les autres valeurs de transmission.

La figure 4.8 présente côte à côte l'amplitude et la phase de l'onde après la traversée du dispositif test. Connaissant ces deux valeurs, on a complètement défini l'onde en sortie des réseaux. L'information apportée par l'IDQL est ici analysée de manière plus complète que ce que nous avons fait jusqu'à présent.

1.4.3 Comparaison avec les résultats théoriques

Il est alors intéressant de comparer les valeurs de transmission et de phase aux valeurs simulées numériquement. Les déphasages mesurés pour chaque réseau sont récapitulés dans le tableau 4.2. Notons qu'il s'agit d'une phase intégrée dans la bande spectrale de détection, c'est-à-dire 8 – 12 μm . Cependant, les variations de la phase induite par les réseaux ne sont pas significatives

Largeur de fentes (nm)	Déphasage expérimental (rad)	Déphasage théorique (rad) à 8 μm
430	$0,92 \pm 0,08$	0,88
780	$0,67 \pm 0,05$	0,66
1130	$0,42 \pm 0,07$	0,40
1180	$0,37 \pm 0,03$	0,36
1460	$0,28 \pm 0,02$	0,17

Tab. 4.2 – Déphasages induits par les réseaux sub-longueur d’onde.

sur cet intervalle. Par conséquent, les phases simulées auxquelles on compare les valeurs mesurées expérimentalement sont données à 8 μm . L’accord entre les mesures et les simulations est relativement bon. Seul un écart plus important est notable pour le réseau n° 5, c’est-à-dire celui de plus grande largeur de fente, et de déphasage le plus faible. Cet écart est difficilement explicable. La seule explication plausible, à part un défaut de réalisation ou un manque dans la simulation, serait un défaut d’épaisseur local du substrat ou bien des couches anti-reflet. En effet, en considérant un indice de 2 pour le traitement anti-reflet ou de 3 pour le substrat en GaAs (valeurs approchées des indices dans le domaine spectral considéré), un déphasage de 0,1 rad est obtenu pour un défaut d’épaisseur de $\lambda/60$ ou $\lambda/100$ respectivement. La planéité du substrat et du dépôt ne devraient pas en principe atteindre ces valeurs.

Une incertitude sur la mesure a été évaluée. Il s’agit d’une évaluation de la répétabilité et non d’une précision au sens strict du terme. Cette répétabilité est évaluée grâce à l’écart-type sur l’échantillon de mesures réalisées le long de la zone de transition.

De la même manière, la transmission des réseaux de chaque zone est évaluée sur une bande spectrale large. Comme le substrat GaAs et son traitement anti-reflet transmet entre 5 et 9 μm , la transmission que l’on évalue est faite majoritairement sur la bande spectrale 8 – 9 μm , c’est-à-dire l’intersection entre la sensibilité spectrale du détecteur et la bande de transmission du substrat. À titre de comparaison, une mesure de transmission résolue spectralement a été réalisée au spectromètre FTIR (*Fourier-Transform InfraRed* ou spectromètre infrarouge à transformée de Fourier) puis intégrée dans cette même bande spectrale. Les résultats sont présentés sur le graphique de la figure 4.9. Les mesures sont globalement proches et satisfaisantes.

1.5 Conclusion et évolutions futures

La méthode proposée, bien qu’étant encore au stade d’expérimentation préliminaire, nous paraît offrir plusieurs avantages par rapport aux méthodes proposées dans le domaine des métamatériaux. Tout d’abord la simplicité de mise en œuvre et de réglage est importante. D’autre part, la technique est transposable à toutes les bandes spectrales du proche infrarouge (avec un analyseur du type de celui présenté dans le chapitre II) à l’infrarouge lointain comme il a été démontré ici. Seul le détecteur est à changer dans ce cas. Enfin, dernier avantage découlant de la simplicité, il est envisageable de réaliser une mesure angulaire en installant l’interféromètre sur une platine goniométrique classique. Ceci est un point important puisque, nous l’avons vu, les phéno-

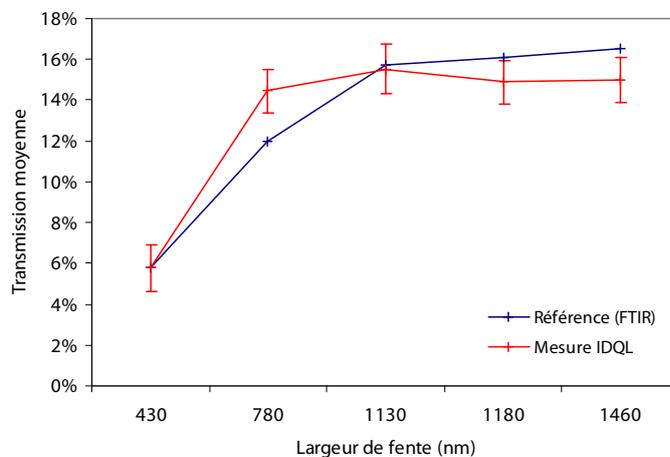


Fig. 4.9 – Transmission des réseaux : comparaison entre les valeurs mesurées par IDQL et par spectromètre FTIR.

mènes en jeu sont des résonances qui sont sensibles à l'incidence de l'onde.

Il serait bien entendu souhaitable d'utiliser une source plus puissante afin d'améliorer le rapport signal-à-bruit. Nous pouvons penser à un corps noir chauffé plus fort ou à des lasers émettant dans le domaine spectral considéré. De la même manière, le microbolomètre, compte-tenu du faible flux de notre configuration, était la solution la plus simple mais pas la plus efficace du point de vue de la sensibilité. Il est envisagé de réaliser cette même expérimentation en utilisant comme source un spectromètre FTIR : dans ce cas, le spectromètre génère des teintes plates (résultant de l'interférence de deux fronts d'onde plans déphasés) qui sont utilisées comme onde incidente. Ceci permettrait, par analyse des interférogrammes de l'IDQL, d'accéder à une mesure résolue spectralement. Le banc de mesure, grâce à ces deux évolutions, permettrait alors de mesurer les déphasages et la transmission de réseaux sub-longueur d'onde en étant hautement résolu spatialement, angulairement et spectralement.

Cette expérimentation a servi à définir le banc MENIR (Moyen d'étude des Nanostructures dans l'InfraRouge), développée en collaboration entre l'Onera et le LPN dans le cadre de la plate-forme MINAO, dédiée à l'étude des propriétés opto-électroniques des nanomatériaux. Ce projet est soutenu par le Triangle de la Physique.

2 Des surfaces d'onde morcelées naturelles

L'expérience préliminaire précédente a permis de souligner que l'IDQL était capable de mesurer une onde optique de manière complète : il est aisé d'accéder à la phase de l'onde et à son amplitude.

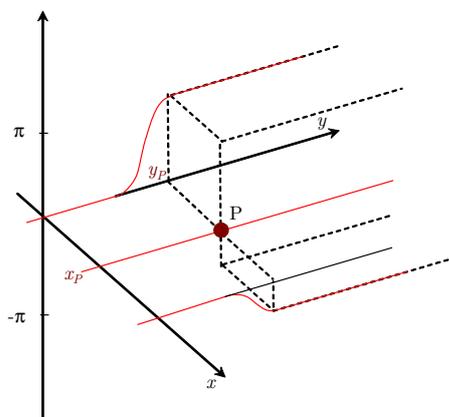


Fig. 4.10 – Dislocation de phase : P représente un point d'embranchement. De part et d'autre de la droite passant par P et parallèle à l'axe y , la phase vaut $\pm\pi$, mais n'est pas définie après sur la ligne passant par P . Si l'on considère des droites parallèles à l'axe x , alors la continuité n'est plus assurée dans le plan $y > y_p$. Illustration inspirée de [84].

2.1 Les dislocations de phase

2.1.1 Qu'est-ce qu'une dislocation de phase ?

La capacité de l'IDQL à mesurer une amplitude complexe (c'est-à-dire la phase et son amplitude) ouvre la voie à d'autres types de mesures. En effet, l'IDQL n'est alors plus seulement un outil pour mesurer des surfaces (par les surfaces d'onde) mais bien un analyseur d'onde.

La notion de surface d'onde morcelée telle que nous l'avons abordée jusqu'à présent était liée à la réflexion ou la transmission d'une surface physique elle-même morcelée (c'était le cas du miroir segmenté de télescope, de la sortie des fibres optiques...). Il peut en revanche se produire des ruptures de continuité dans la phase d'une onde au cours de la propagation. Ce phénomène apparaît lors de la propagation d'une phase fortement perturbée et lorsque l'intensité du champ s'annule. Ces discontinuités sont particulières, dans le sens où l'amplitude du saut de phase est fixe et égal à 2π . Nous parlons alors de dislocation de phase, plutôt que de discontinuité, puisque la phase est définie modulo 2π .

L'endroit où la phase se sépare en deux chemins – se disloque – correspond, comme nous l'avons dit, à un zéro d'intensité du champ optique [83, 84]. En effet, dans ce cas, la phase n'est pas définie en cet endroit, mais de part et d'autre de ce zéro, on peut suivre une ligne de phase continue. En revanche, il y a une rupture de la continuité sur la ligne qui passe par le zéro. La continuité de la phase est donc assurée selon une direction donnée, mais elle ne l'est plus si l'on se déplace orthogonalement à celle-ci. Cela est schématisé sur la figure 4.10. Le terme de dislocation de phase est utilisé par analogie avec les dislocations qui existent dans les cristaux. Le terme *vortex* sera également utilisé, par analogie avec la mécanique des fluides, puisque la phase s'enroule autour du point d'intensité nulle.

2.1.2 Points d'embranchement

Le point d'intensité nulle sera dans la suite appelé point d'embranchement (*branch point*) : en effet, si l'on imagine faire interférer un champ disloqué avec une onde plane de référence, la présence de fourches sur les franges à l'endroit-même du zéro d'intensité, est la marque caractéristique d'une dislocation de phase. Il s'agit d'un test beaucoup plus efficace que de repérer les zéros d'intensité, puisqu'en présence de bruit, il est difficile de distinguer une réelle annulation de l'intensité d'une intensité très faible ; pourtant la dislocation de phase n'existe pas dans le second cas. La fourche créée sur les franges justifie le nom de point d'embranchement. La coupure de la phase qui résulte de l'existence d'un point d'embranchement, c'est-à-dire la dislocation à proprement parler, sera, par analogie, désignée également par le terme de *branch cut*. Une telle coupure de phase relie soit deux points d'embranchement dans le cas où leur nombre est pair, soit un point d'embranchement avec le bord de la pupille dans le cas contraire.

La figure 4.11 présente une simulation et illustre la formation d'une fourche sur les franges créées par l'interférence d'un vortex de phase avec une onde plane basculée de référence.

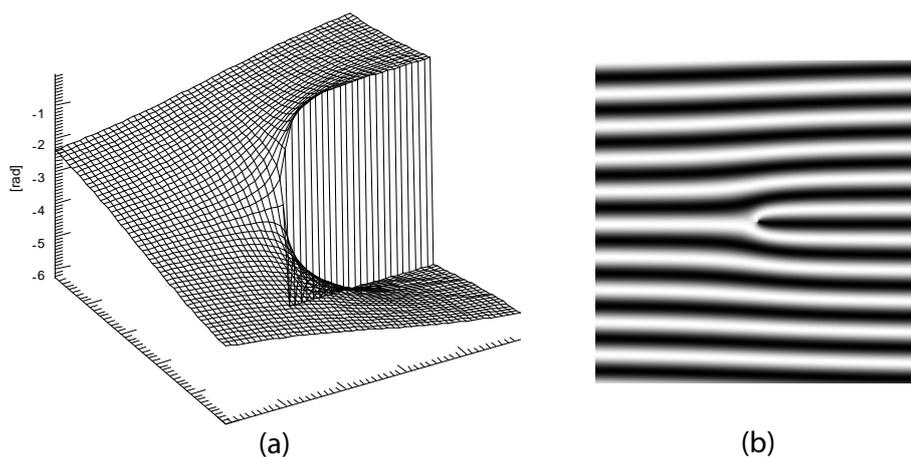


Fig. 4.11 – Point d'embranchement : (a) la phase du vortex, (b) interférogamme obtenu lorsque l'onde porteuse du vortex interfère avec une onde plane basculée de référence. La présence d'une fourche justifie le terme de *point d'embranchement*.

2.1.3 Localisation des points d'embranchement

Les points d'embranchement sont localisés au point d'annulation de l'intensité. Ils se traduisent également par la présence d'une fourche dans les franges d'interférence. Une autre définition peut être proposée, qui rend la localisation des points d'embranchement encore plus simple à mettre en œuvre. En effet, à tout endroit de la phase, la somme des différences de phase sur une boucle fermée, conduit à une valeur nulle. Cependant, lorsque la boucle englobe un point d'embranchement, la somme est différente de zéro et vaut $\pm 2\pi$. Cela est illustré sur le schéma de la figure 4.12 qui présente les deux cas, avec et sans point d'embranchement. Nous appellerons cette valeur circulation

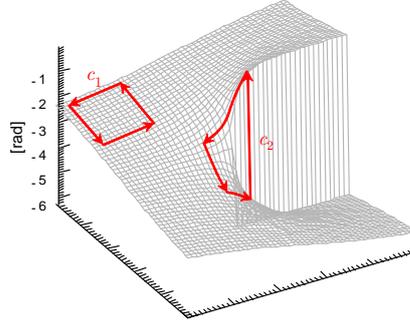


Fig. 4.12 – Test de la présence d’un point d’embranchement en calculant la circulation des différences de phase : la circulation c_1 est nulle, il n’y a donc pas de point d’embranchement ; la circulation c_2 ne l’est pas, ce qui dénote la présence d’un point d’embranchement.

c ou *curl* :

$$c(i, j) = \Delta_x \varphi(i, j) + \Delta_y \varphi(i + 1, j) - \Delta_x \varphi(i, j + 1) - \Delta_y \varphi(i, j).$$

Rappelons que le calcul de la circulation permet également d’évaluer la qualité de la mesure d’une surface continue. En effet, la valeur est nulle lorsque le rapport signal-à-bruit est infini, mais s’écarte de zéro dans le cas d’une mesure réelle bruitée. Le calcul de la circulation c est donc, dans le cas d’une mesure d’aberration classique, une façon d’évaluer l’erreur de mesure, et, dans le cas d’une phase disloquée, de localiser précisément les points d’embranchements.

De manière plus formelle, en passant du domaine des fonctions échantillonnées au domaine des fonctions continues, on peut définir le gradient de la phase $\nabla \varphi$ comme :

$$\nabla \varphi(x, y) = \vec{g}(x, y) = \lim_{d \rightarrow 0} \frac{\Delta_x \varphi \vec{x} + \Delta_y \varphi \vec{y}}{d},$$

avec \vec{x} et \vec{y} les vecteurs unitaires selon les axes x et y et les fonctions $\Delta_x \varphi$, définie par analogie avec les notations déjà utilisées, par $\Delta_x \varphi(x, y) = \lim_{d \rightarrow 0} (\varphi(x + d, y) - \varphi(x, y))$. Dans ce cas, on peut alors définir la circulation du gradient de la phase par :

$$\oint \nabla \varphi(x, y) d\vec{\ell}.$$

Par définition de cette quantité, nous avons la propriété suivante :

$$\oint \nabla \varphi(x, y) d\vec{\ell} = \begin{cases} \pm 2\pi & \text{s'il y a un point d'embranchement} \\ 0 & \text{s'il n'y a pas de point d'embranchement} \end{cases} .$$

Cette manière d’écrire sera utile dans la suite du chapitre, où nous jonglerons entre les notations *échantillonnées* et les variables continues.

2.1.4 Enjeux – Génération de phases disloquées

L’un des domaines majeurs où l’on rencontre ce type de dislocation de phase est l’optique adaptative : en effet, une forte turbulence atmosphérique,

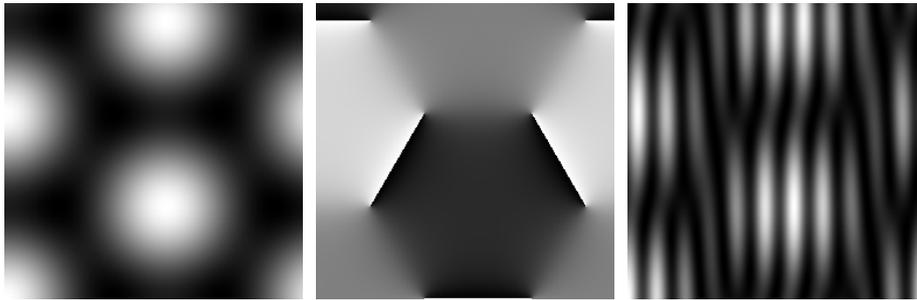


Fig. 4.13 – Matérialisation des vortex dans un champ d’interférences créé par trois ondes. À gauche l’interférogramme, module carré de l’amplitude complexe ; au centre la phase de l’onde ; et à droite l’interférogramme entre le champ créé par l’interférence des trois ondes et une onde plane de référence basculée. La présence de fourches caractérise la position des vortex.

au cours de sa propagation, fait naturellement apparaître des zéros d’intensité donc des dislocations de phase. Le problème alors est de traiter ce type de phase puisque les méthodes classiques utilisées dans ce domaine (reconstruction par moindres carrés) ne conduisent pas à un résultat correct, comme nous le verrons dans la suite. Par conséquent, un système d’optique adaptative dont la reconstruction de la phase se fait par moindre carré ne pourra être sensible aux dislocations de phase, et ne pourra donc pas corriger correctement la phase. Les dislocations de phase interviennent également lors de la propagation d’un faisceau laser sur une grande distance dans l’atmosphère, dans le cadre de communications en espace libre par exemple, la scintillation devient importante et crée de la distorsion sur le signal transporté.

D’autre part, l’imagerie cohérente, c’est-à-dire quand la source qui éclaire la scène est cohérente, est confrontée à un champ comprenant de nombreuses dislocations : en effet, les champs de speckle (ou tavelures) que l’on observe alors résultent d’interférences entre de nombreuses ondes et en particulier, il existe de nombreuses zones où les interférences sont destructives et conduisent donc à créer des dislocations de phase.

De manière à mettre au point les outils d’analyse, il est nécessaire de générer un vortex ou un champ de vortex. L’un des moyens d’engendrer une telle phase est d’utiliser des interférences contrôlées : en effet, en faisant interférer par exemple trois ondes [85] (c’est-à-dire un interféromètre à décalage tri-latéral), on crée un maillage de vortex, comme illustré sur la figure 4.13.

De nombreux autres moyens de génération d’une telle onde ont été proposés : à partir d’hologrammes synthétiques [86, 87], de lame de phase en spirale [88], qui permettent entre autres de générer des faisceaux laser de mode Laguerre-gaussien (c’est-à-dire présentant une intensité en *doughnut* et portant un moment angulaire orbital) [89]...

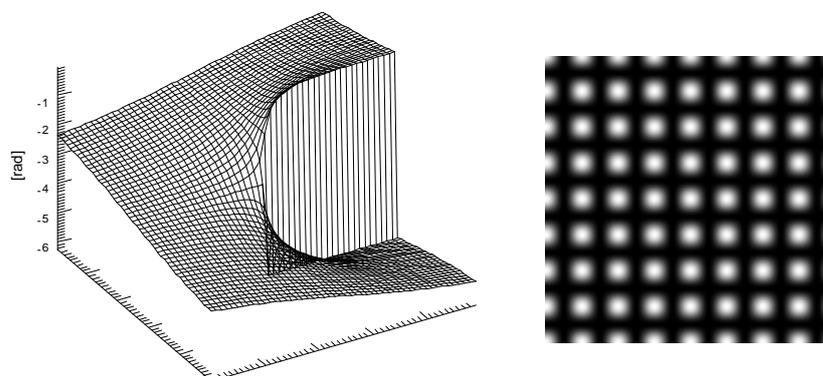


Fig. 4.14 – Interférogramme (à droite) créé par l’IDQL lors de l’analyse d’un vortex de phase (à gauche).

2.2 Vortex – champ de vortex

2.2.1 Remarques préliminaires

La dislocation de phase, telle que nous l’avons présentée, est constituée d’un saut de phase de hauteur 2π . Par conséquent, il est évident que les analyseurs de surface d’onde classiques à base d’interférométrie ne peuvent être sensibles à une telle surface pour la bonne raison qu’un déphasage de 2π se traduit par un déplacement des franges d’exactement une période. L’IDQL par exemple ne peut, en soi, être sensible à ce saut de phase, puisque nous l’avons vu, sa dynamique en saut de phase est limitée à $\pm\pi$. Il n’est bien entendu pas possible de faire une analyse multi-couleur, comme nous l’avons évoqué dans le chapitre précédent, puisque la phase disloquée l’est pour toutes les longueurs d’onde. Il est intéressant de noter à cet endroit, que l’achromatisme d’un champ d’interférence d’un interféromètre multi-latéral à base de réseau (par exemple le champ d’un interféromètre tri-latéral illustré dans le paragraphe précédent) conduit à un achromatisme du maillage de vortex créé. Par cela, nous voulons dire que si l’on génère un interférogramme par un interféromètre tri-latéral éclairé en lumière blanche, pour chaque longueur d’onde, il y aura aux mêmes endroits un point d’embranchement conduisant à une dislocation de phase. À chaque longueur d’onde, il y aura donc un saut de phase de 2π .

Une autre manière de voir les choses est de rappeler que la phase est définie à 2π près. Par conséquent, la discontinuité n’a pas réellement d’influence sur l’interférogramme de mesure du champ. Ceci est illustré par exemple sur la figure 4.14, qui présente un interférogramme créé par un vortex de phase : la discontinuité n’a aucune influence sur la position des franges et il n’y a pas de déphasage visible.

Ce point est confirmé par le fait que la quantité réellement importante est, plus que la phase φ , le phaseur, c’est-à-dire la représentation complexe de l’onde $\exp(i\varphi)$. Dans ce cas, la discontinuité n’existe plus, puisque $\exp(i(\varphi + 2\pi)) = \exp(i\varphi)$.

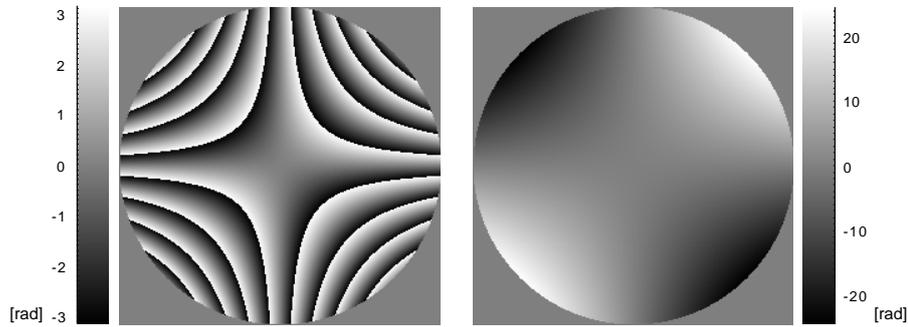


Fig. 4.15 – Illustration du phénomène de repliement de phase : à gauche la phase est repliée, elle est donc comprise dans $[-\pi, \pi[$; à droite la même phase est dépliée et ne présente donc plus de coupures de phase.

2.2.2 Lien avec le repliement de phase

La définition des dislocations de phase par un saut de phase de 2π fait inéluctablement penser au phénomène de repliement de phase, bien connu en interférométrie. En effet, lors de l'analyse d'une phase tout à fait classique comme une aberration sphérique ou autre, il arrive fréquemment que la quantité mesurée en interférométrie soit une phase comprise dans l'intervalle $[-\pi, \pi[$ même si la phase analysée est à l'extérieur de celui-ci. Par conséquent, il y a également formation de coupures de phase d'amplitude 2π . Ceci est illustré sur la figure 4.15. La distinction majeure que l'on peut faire entre les dislocations de phase et les repliements de phase est alors la suivante : dans le cas des repliements de phase, il est possible de trouver deux directions orthogonales quelconques telles qu'en ajoutant $2k\pi$ ($k \in \mathbf{Z}$) la phase est continue, alors que dans le cas de la dislocation de phase, il est nécessaire d'avoir une coupure : si l'on arrive à rendre continue la phase selon une direction, alors il subsistera une discontinuité selon l'autre direction. À cet endroit il convient de souligner que la position de la dislocation n'est pas déterminée puisque la phase est définie à une constante près ; seules les positions des points d'embranchement le sont. Pour rejoindre deux points d'embranchement, il est possible de prendre n'importe quel chemin. Cela est illustré sur la figure 4.16 où l'on ajoute, d'une image à l'autre, un piston de phase de $\pi/9$ à la phase d'un champ créé par l'interférence de trois ondes planes basculées. Le seul paramètre qui demeure inchangé sur ces représentations de la phase est la position des points d'embranchement, c'est-à-dire le début et la fin des lignes de dislocation. Ces huit points invariants sont matérialisés sur les trois premières représentations de la phase par des cercles ou des demi-cercles en pointillés.

2.2.3 Exemple de taux d'accroissement simulé

Afin de souligner les remarques précédentes, je présente dans cette partie les résultats d'une simulation numérique. Un vortex de phase est généré ; l'interférogramme créé par l'IDQL est alors calculé et le début du traitement d'extraction habituel des taux d'accroissement est réalisé. Les principales étapes

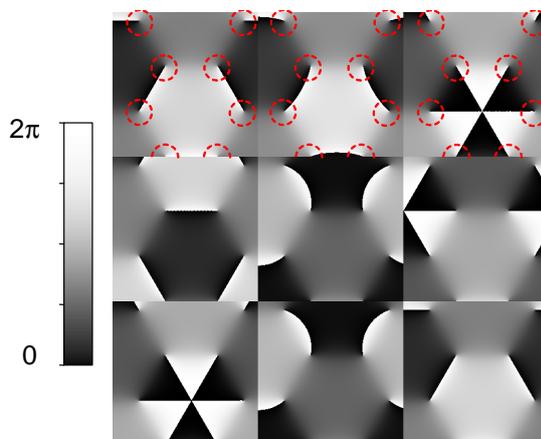


Fig. 4.16 – Phase d'un champ d'interférence créé par trois ondes planes basculées. Chaque image correspond à une origine des phases différentes. Les points d'embranchement sont toujours situés aux mêmes endroits, et sont entourés sur les premières images par des pointillés.

sont présentées sur la figure 4.17. Cela appelle plusieurs remarques. Tout d'abord, les taux d'accroissement ne présentent aucune trace de discontinuité, contrairement à ce que l'on pouvait observer dans les chapitres précédents lors de l'analyse d'un saut de phase. D'autre part, ils sont continus sur toute la surface d'analyse et traduisent donc une phase constamment croissante selon chacune des directions x et y . Il est dès lors évident qu'il est impossible de représenter une telle phase sans introduire de *déchirements*. Là encore, soulignons que ce déchirement, c'est-à-dire la ligne de dislocation, est liée à la représentation choisie, puisqu'il n'y a aucune information le concernant dans les taux d'accroissement. Enfin, le sens du *dipôle* au centre, qui correspond au point d'embranchement, nous renseigne sur le sens dans lequel tourne la phase. Cette notion peut être caractérisée par la charge topologique du vortex. Par définition [83], la charge topologique m d'un vortex peut être définie de la manière suivante :

$$\oint d\varphi = 2m\pi, \quad \text{avec } m \in \mathbf{Z},$$

ou encore :

$$\oint \nabla\varphi(x,y)\vec{d\ell} = 2m\pi, \quad \text{avec } m \in \mathbf{Z}.$$

Pour illustrer cette propriété, nous avons ajouté sur la figure 4.17 (en bas) un vortex de charge topologique opposée à celui de la partie haute de la figure. La forme de la phase autour du point d'embranchement ainsi que son taux d'accroissement a également suggéré le nom de dislocation en hélice (ou *screw dislocation*) aux différents auteurs pour parler des points d'embranchement et des dislocations de phase.

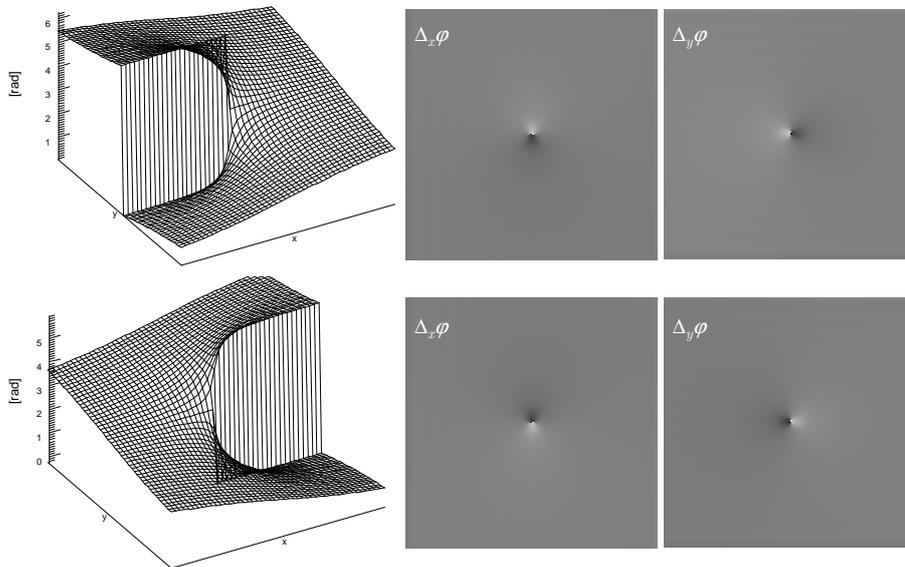


Fig. 4.17 – Simulation d’un vortex de phase ; ce vortex est alors utilisé pour générer un interférogramme d’IDQL dont on extrait deux taux d’accroissement selon des directions orthogonales.

2.3 Traitement numérique des phases disloquées

2.3.1 Position du problème

La principale difficulté lors de l’analyse d’une phase disloquée est qu’il est nécessaire d’introduire les sauts de phase puisqu’il n’y a aucune information les concernant dans les taux d’accroissement. En particulier, les algorithmes classiques à base de moindres carrés ne peuvent pas fonctionner : en effet, le principe de base de ce type d’algorithme est de moyenniser plusieurs chemins menant au point de la phase que l’on cherche. Par conséquent, s’il existe un point d’embranchement, ces algorithmes réalisent la moyenne des différences de phase qui diffèrent entre elles de 2π : la valeur trouvée comprendra donc une fraction de 2π qui n’a aucun sens. Dans le cas d’un simple vortex de phase, par exemple, la reconstruction par moindres carrés utilisée classiquement avec l’IDQL et qui a été rapidement présentée lors du premier chapitre, conduit à reconstruire une phase plane, qui est la solution qui minimise l’écart entre les dérivées selon x et y de la phase reconstruite et les deux dérivées qui sont constantes comme nous l’avons vu.

Une solution serait donc de n’utiliser qu’un seul chemin pour reconstruire la phase. De cette manière, les dislocations de phase seraient engendrées naturellement, suivant les lignes de la reconstruction. Malheureusement cette technique est catastrophique dès que le rapport signal-à-bruit n’est pas infini, puisque l’erreur sur les phases estimées se propage au fur et à mesure de la reconstruction. Cette méthode n’est donc pas envisageable.

2.3.2 Présentation d'un algorithme

Suite à la lecture de [90], j'ai contacté D. L. Fried pour avoir plus de renseignements sur l'algorithme qu'il présentait. Je présente ici les grandes lignes de sa façon de traiter les dislocations. J'apporterai plus tard quelques modifications afin de le rendre utilisable avec l'IDQL.

L'idée de l'algorithme est alors la suivante : les positions des points d'embranchement sont connues par évaluation de la circulation autour de chaque point de la phase. La seconde hypothèse est de dire que les lignes de dislocations ont pour origine un point d'embranchement et pour fin un autre point d'embranchement, de charge topologique opposée (ou à la rigueur une fin à une position non-déterminée dans le cas où seul un seul point d'embranchement existe : c'est le cas des vortex simples que nous avons présentés auparavant où la ligne de dislocation pouvait être orientée de toutes les manières possibles). Par conséquent, il est possible de créer une phase disloquée ne comprenant aucune information sur les parties ne présentant pas de points d'embranchement, et une seconde qui contient toute l'information sur la phase exceptée les dislocations.

La phase ne contenant que l'information de dislocation a été appelée *phase cachée* et la phase contenant l'information non-disloquée *phase scalaire*. Le principe de base pour traiter ces phases disloquées est de travailler le plus longtemps possible avec les phaseurs (qui ne contiennent pas de dislocations puisque celles-ci n'interviennent que lorsque l'on extrait l'argument du phaseur) et de déterminer la position des points d'embranchements ; cela permet alors de créer des déchirements dans la phase, reliant les différents points d'embranchements. Il s'agit alors de reconstruire à partir des phaseurs différentiels une estimation du phaseur P_{init} original. Dans la suite, nous nous attachons à décrire succinctement l'algorithme.

L'existence d'une phase «cachée» trouve son explication dans la définition des points d'embranchement que nous avons donnée :

$$\oint \nabla \varphi(x, y) d\vec{\ell} = \begin{cases} \pm 2\pi & \text{s'il y a un point d'embranchement} \\ 0 & \text{s'il n'y a pas de point d'embranchement} \end{cases} .$$

Le théorème de Stokes permet de transformer cette expression en :

$$\oint \nabla \varphi(x, y) d\vec{\ell} = \int d\vec{S} \nabla \wedge (\nabla \varphi(x, y)),$$

où $d\vec{S}$ est l'élément de surface, orienté selon la normale à la surface, c'est-à-dire, dans notre cas, selon l'axe z .

À l'endroit exact du point d'embranchement, nous pouvons donc écrire :

$$\vec{z} \cdot \nabla \wedge (\nabla \varphi(x, y)) = \pm 2\pi \delta(x - x_{BP}, y - y_{BP}),$$

avec δ la distribution de Dirac. Il est alors impossible que $(\nabla \varphi(x, y))$ soit le gradient d'une fonction scalaire ; en effet, dans le cas d'une fonction scalaire f , la quantité $\nabla \wedge (\nabla f)$ est nulle. Fried propose alors d'introduire, par analogie avec l'électromagnétisme, un potentiel scalaire et un potentiel vecteur de la sorte :

$$\nabla \varphi(x, y) = \nabla s(x, y) + \nabla \wedge H(x, y),$$

avec s le potentiel scalaire, et H un potentiel vecteur tri-dimensionnel, de coordonnées $[0, 0, h(x, y)]$, avec h une fonction scalaire. On montre que l'on obtient, en déroulant le calcul :

$$h(x, y) = \mp \ln \left(\sqrt{(x - x_{BP})^2 + (y - y_{BP})^2} \right).$$

Faisons à présent le lien entre cette expression et les notions de phase cachée et de phase scalaire : on pose que la phase scalaire, c'est-à-dire la phase à laquelle une reconstruction par moindres carrés conduirait, est la fonction scalaire s , et on ajoute un terme de phase cachée :

$$\varphi = \varphi_{hid} + \varphi_{scal},$$

Le lien entre la phase cachée et le potentiel vecteur que nous avons introduit se fait en partant de la définition des potentiels vecteur et scalaire, de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \nabla \varphi &= \nabla s + \nabla \wedge H \\ \text{d'où } \nabla(\nabla \varphi) &= \nabla(\nabla s + \nabla \wedge H) \\ \text{soit } \nabla^2(\varphi_{hid} + \varphi_{scal}) &= \nabla^2 s + \nabla(\nabla \wedge H), \end{aligned}$$

par identification, puisque $\varphi_{scal} = s$, nous avons alors :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi_{hid} &= \nabla(\nabla \wedge H) \\ \text{donc } \nabla \varphi_{hid} &= \nabla \wedge H. \end{aligned}$$

De cette manière, il apparaît les deux conditions suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \varphi_{hid}}{\partial x} = \frac{\partial h}{\partial y} \\ \frac{\partial \varphi_{hid}}{\partial y} = -\frac{\partial h}{\partial x}. \end{cases}$$

Ces deux équations correspondent aux équations dites de Cauchy-Rieman. Connaissant l'expression de h , on peut mettre leur solution sous la forme :

$$\varphi_{hid} = \text{Im}(\mp \ln((x - x_{BP}) + i(y - y_{BP}))).$$

L'algorithme qui permet d'extraire la phase cachée et la phase scalaire en s'appuyant sur les propriétés citées suit la procédure suivante :

1. détermination de la circulation de la phase. Les endroits où la valeur absolue de celle-ci atteint 2π sont enregistrés. De cette manière, nous stockons en mémoire les coordonnées des points d'embranchement et leurs charges topologiques.
2. La phase cachée est calculée, d'après la formule présentée précédemment, que l'on peut généraliser lorsque plusieurs points d'embranchement sont présents [90] ; on en déduit le phaseur cachée P_{hid} ;
3. on peut alors calculer le phaseur scalaire P_{scal} par la formule :

$$P_{scal} = P_{init}(P_{hid})^*.$$

4. L'extraction de la phase scalaire se fait alors de manière habituelle, soit par reconstruction zonale comme il est proposé dans [90], soit par extraction directe de l'argument et application éventuelle d'un dépliage de la phase par un algorithme simple, comme nous le proposons. En effet, la phase scalaire ne contenant pas de dislocation, il est certain que toute discontinuité dans la phase est engendrée par le phénomène de repliement.
5. La dernière étape consiste à sommer la phase cachée et la phase scalaire, de manière à obtenir la phase totale.

2.3.3 Simulations numériques

La première simulation numérique (figure 4.18) que je présente consiste à superposer à un vortex une aberration classique aléatoire, de type turbulence atmosphérique. L'application de l'algorithme décrit permet d'extraire la phase cachée et la phase scalaire. Conformément à ce que l'on peut attendre, la phase cachée contient l'information de vortex, et la turbulence ajoutée, qui pourrait être reconstruite avec un simple algorithme de reconstruction par moindres carrés, se retrouve dans la phase dite scalaire. En sommant les deux phases, on retrouve bien la phase originale passée en argument. Il est bien entendu important de noter que la phase est définie à 2π près, ce qui implique que la phase reconstruite et la phase originale peuvent ne pas coïncider en valeur absolue. C'est ce qu'il se passe dans la simulation présentée, où la phase originale est comprise dans l'intervalle $[0, 2\pi]$ alors que la phase cachée (le vortex) est compris dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$.

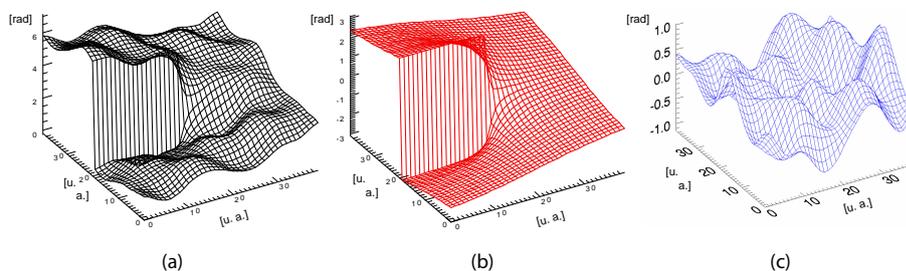


Fig. 4.18 – Algorithme d'extraction de la phase cachée et de la phase scalaire : (a) phase originale, (b) phase cachée et (c) phase scalaire.

J'ai adapté l'algorithme succinctement présenté dans le paragraphe précédent de manière à pouvoir être utilisé à partir des données obtenues par le traitement d'un interférogramme d'IDQL, à savoir de deux phaseurs différentiels, au lieu d'utiliser un simple phaseur en entrée de l'algorithme. La circulation est calculée à partir des différences de phase extraites directement de l'interférogramme. Celle-ci permet le calcul de la phase cachée. La différence est dans la détermination de la phase scalaire. En effet, nous disposons alors de deux catégories de phaseurs : les phaseurs différentiels originaux, contenant les différences de phase totale, et les phaseurs différentiels cachés, que nous avons calculés. On peut alors en déduire, par un simple quotient,

les phaseurs différentiels contenant l'information des différences de phase scalaire. Ces phaseurs différentiels sont alors utilisés pour reconstruire la phase scalaire de manière classique, avec notre algorithme à base de moindres carrés (puisque la définition de la phase scalaire nous assure qu'elle ne présente pas de dislocations).

Nous présentons dans la suite des simulations effectuées de la manière suivante :

1. une phase ou un phaseur est généré.
2. L'interférogramme créé par un IDQL est alors simulé à partir de cette phase.
3. L'exploitation classique de l'interférogramme nous donne accès aux phaseurs différentiels,
4. on se sert de ces phaseurs différentiels pour déterminer, comme il a été détaillé, la phase cachée et la phase scalaire.

L'exemple présenté sur la figure 4.19 illustre le cas du champ créé par l'interférence de trois ondes planes basculées où se superposent une aberration de type turbulence. La circulation permet de localiser précisément les points d'embranchement ; la différence entre la phase originale et la phase reconstruite est présentée : celle-ci a été dépliée car elle contenait des variations de 2π dues à une position des lignes de dislocation différente entre la phase cachée et la phase initiale. Rappelons que les dislocations sont introduites entre un point d'embranchement de charge topologique positive et un autre de charge opposée. En outre, l'algorithme favorise les lignes de dislocations entre points d'embranchement et pas forcément les plus courtes, qui peuvent avoir lieu entre un point d'embranchement et le bord de la pupille. Une erreur résiduelle est visible sur les parties continues de l'ordre de 0,4 rad, soit $\lambda/15$, qui est due à l'erreur de reconstruction de la phase scalaire par l'algorithme de moindres carrés. Rapporté à la longueur d'onde utilisée dans la simulation (633 nm), cela équivaut à une erreur d'évaluation de l'ordre de la quarantaine de nanomètre, ce qui reste tout à fait tolérable. Ces effets sont un peu plus importants en bord de pupille ; ceci peut s'expliquer par la forte variation de la phase en bord de pupille (due à la proximité de points d'embranchement), qu'il est difficile de prendre en compte dans l'algorithme de moindres carrés.

3 Perspectives d'une analyse de champ complexe

La possibilité de mesurer une amplitude complexe, même si celle-ci présente des dislocations de phase ou des discontinuités ouvre de nouvelles perspectives à l'analyse de front d'onde par IDQL.

L'étude de front d'onde disloqué fait inéluctablement penser à la précompensation de phase dans des fibres optiques multimodes. En effet, actuellement, la montée en puissance dans les fibres laser est intimement liée au diamètre du cœur : la tenue au flux et les effets non-linéaires sont moindres lorsque le cœur de la fibre est de diamètre important. En contrepartie, le faisceau n'est plus monomode. Ce caractère multimode se traduit par un champ en sortie de fibre qui présente des zones d'annulations d'intensité, donc de dislocations de phase.

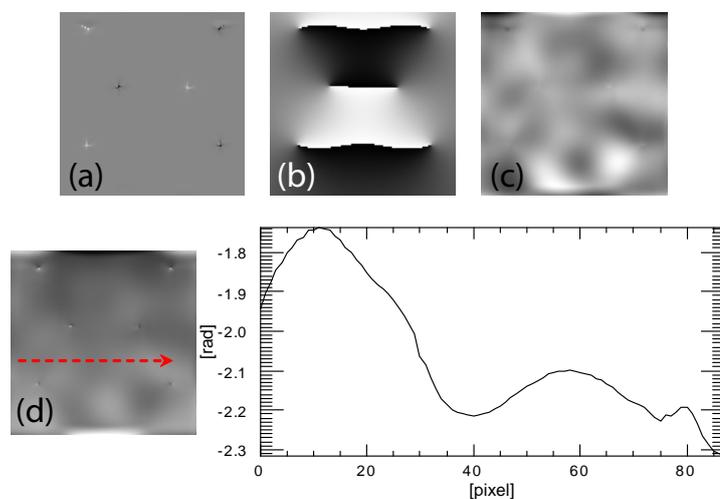


Fig. 4.19 – Reconstruction d'un champ créé par un interféromètre à décalage tri-latéral. En haut : (a) circulation des différences de phase, (b) phase cachée, (c) phase scalaire ; (d) différence entre la phase originale et la phase reconstruite et profil le long de l'axe pointillé. L'erreur résiduelle, de l'ordre 0,4 rad est l'erreur commise sur reconstruction par moindres carrés.

Être capable de mesurer le champ multimode et disloqué en sortie des fibres permet alors de pré-compenser la phase en amont, et de cette manière avoir en sortie un faisceau monomode. Cette méthode serait une nouvelle façon d'augmenter la puissance dans une fibre optique. L'IDQL offre alors une possibilité d'analyse haute résolution, paramètre important pour cette application, afin de corriger au mieux la phase en amont des fibres. Sachant que l'outil IDQL permet de mesurer la phase à l'issue d'une fibre, et les pistons entre chacune, une application de recombinaison cohérente de fibres multimodes est envisageable.

CONCLUSION

Le présent travail a mis en évidence plusieurs résultats. Tout d'abord, il a été l'occasion de montrer une application directe de la mesure de pistons de phase par IDQL, dans le cadre d'une collaboration autour de la recombinaison de fibres laser. Le choix d'une méthode d'analyse de phase collective en sortie des fibres optiques est inédit et autorise l'emploi d'un grand nombre de faisceaux, afin de produire une puissance importante. Outre les premiers résultats expérimentaux, ce projet a permis de définir une surface étalon, utilisable pour quantifier la sensibilité et la dynamique de toute technique d'analyse de surface d'ondes morcelées, ainsi qu'un nouveau concept de réseau MHM, appelé MHM de phase, simplifiant la réalisation du réseau utilisé pour l'IDQL.

Ce travail sur la recombinaison cohérente de fibres a nécessairement induit une réflexion sur l'essence de la mesure d'une surface segmentée par l'IDQL ; ceci a abouti à démontrer théoriquement et expérimentalement un nouveau mode de mesure nommée mesure dissociée, qui permet de séparer l'information concernant les discontinuités de phase et celle concernant les parties continues. Ce mode de mesure est une propriété unique sur un interféromètre ou un analyseur de surface d'onde et pourrait être judicieusement exploité en astronomie par exemple, où les deux types d'aberrations sont souvent associées.

Enfin, une expérience de caractérisation de réseaux de période inférieure à la longueur d'onde a été présentée. Outre le fait qu'elle répond à un besoin émergent de caractérisation de ces structures en pleine expansion, celle-ci a permis de souligner que l'IDQL était capable de mesurer une amplitude complexe. La mesure de phase – et non de surfaces optiques engendrant une phase – impliquait alors que l'on montre que la mesure de phases segmentées naturellement, à savoir les phases disloquées, était possible, grâce à l'emploi d'un algorithme particulier de reconstruction. Ceci permet alors d'envisager de traiter des phases plus complexes, à l'image de celles créées par des fibres optiques multimodes.

Ainsi, l'IDQL était à l'origine considéré comme un analyseur de surface d'onde. Par la suite, le domaine d'analyse a été élargi, puisque la notion de surface a été généralisée à celle de surfaces morcelées, c'est-à-dire présentant localement des discontinuités. La présence de lacunes dans l'espace peut même être envisagée et permet de mesurer des surfaces sur un ensemble de définition disjoint. En outre, lors des premiers développements sur les surfaces segmentées, l'information utile ne consistait qu'en la phase extraite de

l'interférogramme. L'intensité, information supplémentaire, n'était pas prise en compte. Nous avons montré, que cette information pouvait être judicieusement intégrée dans la mesure : en utilisant cette donnée supplémentaire, comme nous l'avons évoqué lors du dernier chapitre, l'IDQL se transforme alors en analyseur d'amplitude complexe. Ainsi l'outil, en apparence simple analyseur de surface d'onde, se transforme en un analyseur permettant de caractériser de manière complète une onde lumineuse ou une combinaison d'ondes.

À l'issue de cette étude, il apparaît que l'IDQL est un outil générique redoutable d'efficacité, permettant de s'adapter à la mesure des principales aberrations de phase : aberrations classiques, phases segmentées, phases disloquées ou mariage des aberrations précédentes, et ce quel que soit le domaine spectral d'intérêt : visible, proche infrarouge, infrarouge thermique... Rappelons que la simplicité du dispositif (encore améliorée par la définition du concept de MHM de phase) est une des forces du concept : elle permet en effet de l'appliquer à un grand nombre de domaines et de configurations expérimentales, comme en témoignent les quelques applications citées. De plus, grâce à sa haute résolution spatiale, les domaines potentiels d'application à explorer sont encore variés.

L'IDQL est un instrument de mesure de phase mais plus généralement d'onde électromagnétique. Cet aspect est attrayant puisqu'en connaissant le champ électromagnétique en un point, on peut prédire sa propagation, ou remonter à sa source. Le fait que le champ présente des singularités du type dislocation ne pose en outre pas de problème. Pour s'adapter à une application particulière, il faut choisir une configuration de l'analyseur et développer un algorithme d'extraction spécifique. Ainsi, finalement, derrière le concept générique de l'IDQL se cache un ensemble d'outils spécialisés, et il convient de choisir avec soin celui le plus approprié à la situation. Les améliorations à venir seront ainsi liées à l'adaptation de la partie logicielle avec les propriétés particulières de l'interféromètre.

Enfin, la notion de passage d'une mesure de surface d'onde à une mesure d'amplitude complexe ouvre à l'IDQL de vastes champs d'études. Ces domaines d'application de l'IDQL, encore inexplorés, présentent des caractéristiques *rebutantes* (pour un instrument classique d'optique) : champs de turbulences fortes, discontinus voire disloqués en présence de chocs... En particulier, cet instrument optique ne doit pas être cantonné à des mesures de surfaces optiques, mais s'ouvre au contrôle non-intrusif de toute surface, qui peut présenter un certain degré de complexité, ou tout mouvement de fluide, si tant est que l'on puisse faire interagir un faisceau de lumière avec l'objet d'étude.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] I. Ghozeil et J. E. Simmons, *Screen test for large mirrors*, *Appl. Opt.*, 13 (8), pp. 1773–1777 (1974).
- [2] J. Hartmann, *Objektivuntersuchungen*, *Zt. Instrumentenk.*, 24 (1904).
- [3] M. Chambon, *Méthodologie de mesure de la fonction de transfert d'un système d'imagerie échantillonné*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI Orsay (1997).
- [4] N. Guérineau, *Application du phénomène d'auto-imagerie à la caractérisation de matrices de détecteurs infrarouge*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI Orsay (1999).
- [5] B. Platt et R. Shack, *History and principles of Shack-Hartmann wavefront sensing*, *J Refract. Surg.*, 17 (5), pp. 573–577 (2001).
- [6] F. Roddier, *Variations on a Hartmann theme*, *Opt. Eng.*, 29, p. 1239 (1990).
- [7] J. Primot et N. Guérineau, *Extended Hartmann test based on the pseudo-guiding property of a Hartmann mask completed by a phase chessboard*, *Appl. Opt.*, 39, pp. 5715–5720 (2000).
- [8] J. Durnin, *Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory*, *J. Opt. Soc. Am. A*, 4 (4), pp. 651–654 (1987).
- [9] N. Guérineau et J. Primot, *Nondiffracting array generation using an N-wave interferometer*, *J. Opt. Soc. Am. A*, 16 (2), pp. 293–298 (1999).
- [10] J.-C. F. Chanteloup et M. Cohen, *Compact high resolution four wave lateral shearing interferometer*, Dans *Optical Fabrication, Testing, and Metrology*, sous la direction de R. Geyl, D. Rimmer et L. Wang, vol. 5252, pp. 282–292. SPIE (2004).
- [11] M. Mantravadi, *Optical shop testing*, Chap. Lateral Shearing Interferometers, p. 123. Wiley-Interscience, 2nd édition (1992).
- [12] J. C. Wyant, *Use of an ac heterodyne lateral shear interferometer with real-time wavefront correction systems*, *Appl. Opt.*, 14 (11), pp. 2622–2626 (1975).
- [13] D. Malacara, *Optical Shop Testing*, Wiley-Interscience, 2nd édition (1992).
- [14] M. Murty, *The use of a single plane parallel plate as a lateral shearing interferometer with a visible gas laser source*, *Appl. Opt.*, 3, pp. 531–534 (1964).
- [15] M. E. Riley et M. A. Gusinow, *Laser beam divergence utilizing a lateral shearing interferometer*, *Appl. Opt.*, 16 (10), pp. 2753–2756 (1977).

- [16] D. Kelsall, *Optical frequency response characteristics in the presence of spherical aberration measured by an automatically recording interferometric instrument*, Proc. Phys. Soc., 73 (3), pp. 465–479 (1959).
- [17] V. Ronchi, *Forty years of history of a grating interferometer*, Appl. Opt., 3, pp. 437–451 (1964).
- [18] J. Primot, *Three-wave lateral shearing interferometer*, Appl. Opt., 32, pp. 6242–6249 (1993).
- [19] J. Primot et L. Sogno, *Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer*, J. Opt. Soc. Am. A, 12, pp. 2679–6285 (1995).
- [20] J.-C. Chanteloup, *Multiple-wave lateral shearing interferometry for wave-front sensing*, Appl. Opt., 44, pp. 1559–1571 (2005).
- [21] A. M. Nugumanov, R. V. Smirnov et V. I. Sokolov, *A method for measuring the radiation wave front by using a three-wave lateral shearing interferometer*, Quantum Electron., 30 (5), pp. 435–440 (2000).
- [22] J. Queneuille, F. Druon, A. Maksimchuk, G. Chériaux, G. Mourou et K. Nemoto, *Second-harmonic generation and wave-front correction of a terawatt laser system*, Opt. Lett., 25 (7), pp. 508–510 (2000).
- [23] F. Druon, G. Chériaux, J. Faure, J. Nees, M. Nantel, A. Maksimchuk, G. Mourou, J.-C. Chanteloup et G. Vdovin, *Wave-front correction of femtosecond terawatt lasers by deformable mirrors*, Opt. Lett., 23, pp. 1043–1045 (1998).
- [24] J.-C. Chanteloup, F. Druon, M. Nantel, A. Maksimchuk et G. Mourou, *Single-shot wave-front measurements of high intensity ultrashort laser pulses with a three-wave interferometer*, Opt. Lett., 23, pp. 621–623 (1998).
- [25] J.-C. Chanteloup, H. Baldis, A. Migus, G. Mourou, B. Loiseaux et J.-P. Huignard, *Nearly diffraction-limited laser focal spot obtained by use of an optically addressed light valve in an adaptive-optics loop*, Opt. Lett., 23 (6), pp. 475–477 (1998).
- [26] D. Fried, *Least-square fitting a wave-front distortion estimate to an array of phase-difference measurements*, J. Opt. Soc. Am., 67, pp. 370–375 (1977).
- [27] R. Hudgin, *Wave-front reconstruction for compensated imaging*, J. Opt. Soc. Am., 67 (3), pp. 375–378 (1977).
- [28] R. H. Hudgin, *Optimal wave-front estimation*, J. Opt. Soc. Am., 67 (3), pp. 378–382 (1977).
- [29] R. J. Noll, *Phase estimates from slope-type wave-front sensors*, J. Opt. Soc. Am., 68, pp. 139–140 (1978).
- [30] W. H. Southwell, *Wave-front estimation from wave-front slope measurements*, J. Opt. Soc. Am., 70 (8), pp. 998–1006 (1980).
- [31] D. Malacara, M. Carpio-Valadéz et J. J. Sánchez-Mondragón, *Wavefront fitting with discrete orthogonal polynomials in a unit radius circle*, Opt. Eng., 29 (6), pp. 672–675 (1990).
- [32] C. Roddier et F. Roddier, *Wavefront reconstruction using iterative Fourier transforms*, Appl. Opt., 30, pp. 1325–1327 (1991).
- [33] K. R. Freischlad et C. L. Koliopoulos, *Modal estimation of a wave front from difference measurements using the discrete Fourier transform*, J. Opt. Soc. Am. A, 3, p. 1852 (1986).

- [34] S. Velghe, *Les nouvelles dimensions de l'interférométrie à décalage quadrilatéral : l'infrarouge et les surfaces morcelées*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI Orsay (2007).
- [35] S. Velghe, J. Primot, N. Guérineau, M. Cohen et B. Wattellier, *Wave-front reconstruction from multidirectional phase derivatives generated by multilateral shearing interferometers*, *Opt. Lett.*, 30, pp. 245–247 (2005).
- [36] S. Mousset, C. Rouyer, G. Marre, N. Blanchot, S. Montant et B. Wattellier, *Piston measurement by quadriwave lateral shearing interferometry*, *Opt. Lett.*, 31, pp. 2634–2636 (2006).
- [37] G. Chanan, M. Troy, F. Dekens, S. Michaels, J. Nelson, T. Mast et D. Kirkman, *Phasing the Mirror Segments of the Keck Telescopes : The Broad-band Phasing Algorithm*, *Appl. Opt.*, 37, pp. 140–155 (1998).
- [38] G. A. Mourou, D. Hulin et A. Galvanauskas, *The Road to High Peak Power and High Average Power Lasers : Coherent-Amplification-Network (CAN)*, Dans *SUPERSTRONG FIELDS IN PLASMAS : Third International Conference on Superstrong Fields in Plasmas*, vol. 827, pp. 152–163. AIP (2006).
- [39] C. Labaune, D. Hulin, A. Galvanauskas et G. Mourou, *On the feasibility of a fiber-based inertial fusion laser driver*, *Opt. Commun.*, 281 (15-16), pp. 4075–4080 (2008).
- [40] D. Strickland et G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, *Opt. Commun.*, 56 (3), pp. 219 – 221 (1985).
- [41] A. Galvanauskas, Z. Sartania et M. Bischoff, *Millijoule femtosecond fiber CPA system*, Dans *Advanced Solid-State Lasers*, p. PD3. Optical Society of America (2001).
- [42] L. A. Coldren et S. W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, Wiley-Interscience, New York (1995).
- [43] S. Demoustier, *Recombinaison cohérente de fibres laser*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI Orsay (2006).
- [44] B. Grime, W. Roh et T. Alley, *Phasing of a two-channel continuous-wave master oscillator-power amplifier by use of a fiber phase-conjugate mirror*, *Opt. Lett.*, 30 (18), pp. 2415–2417 (2005).
- [45] D. A. Rockwell et C. R. Giuliano, *Coherent coupling of laser gain media using phase conjugation*, *Opt. Lett.*, 11 (3), p. 147 (1986).
- [46] S. J. Augst, T. Y. Fan et A. Sanchez, *Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers*, *Opt. Lett.*, 29 (5), pp. 474–476 (2004).
- [47] S. Demoustier, A. Brignon, E. Lallier, J.-P. Huignard et J. Primot, *Coherent combining of 1.5 micron Er-Yb doped single mode fiber amplifiers*, Dans *Conference on Lasers and Electro-Optics, CThAA5* (2006).
- [48] C. Yu, J. Kinsky, S. Shaw, D. Murphy et C. Higgs, *Coherent beam combining of large number of PM fibres in 2-D fibre array*, *Electron. Lett.*, 42 (18), pp. 1024–1025 (31 2006).
- [49] S. Demoustier, C. Bellanger, A. Brignon et J. Huignard, *Coherent Beam Combining of 1.5 μm Er/Yb doped fiber amplifiers*, *Fiber Integrated Opt.*, 27 (5), pp. 392–406 (2008).

- [50] G. D. Goodno, H. Komine, S. J. McNaught, S. B. Weiss, S. Redmond, W. Long, R. Simpson, E. C. Cheung, D. Howland, P. Epp, M. Weber, M. McClellan, J. Sollee et H. Injeyan, *Coherent combination of high-power, zigzag slab lasers*, *Opt. Lett.*, 31 (9), pp. 1247–1249 (2006).
- [51] J. Marmo, H. Injeyan, H. Komine, S. McNaught, J. Machan et J. Sollee, *Joint high power solid state laser program advancements at Northrop Grumman*, Dans *Fiber Lasers VI : Technology, Systems, and Applications*, sous la direction de D. V. Gapontsev, D. A. Kliner, J. W. Dawson et K. Tankala, vol. 7195 de *Proc. SPIE*, p. 719507 (2009).
- [52] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University Press (2002).
- [53] J. D. Zuegel, S. Borneis, C. Barty, B. Legarrec, C. Danson, N. Miyanaga, P. K. Rambo, C. Leblanc, T. J. Kessler, A. W. Schmid, L. J. Waxer, J. H. Kelly, B. Kruschwitz, R. Jungquist, E. Moses, J. Britten, I. Jovanovic, J. Dawson et N. Blanchot, *Laser challenges for fast ignition*, *Fusion Sci. and Technol.*, 49 (3), pp. 453–482 (2006).
- [54] N. Blanchot, G. Marre, J. Néauport, E. Sibé, C. Rouyer, S. Montant, A. Cotel, C. L. Blanc et C. Sauteret, *Synthetic aperture compression scheme for a multipetawatt high-energy laser*, *Appl. Opt.*, 45 (23), pp. 6013–6021 (2006).
- [55] S. Hulin, G. Thiell, D. Raffestin et N. Blanchot, *Support to the definition of new diagnostics for the 2012-2014 LIL-PETAL facility*, Disponible en ligne, http://petal.aquitaine.fr/IMG/pdf/Support_LIL-PETAL_2012-2014.pdf.
- [56] J. Luce et C. Rouyer, *Spectral phase diagnostic for PETAL Laser : SPIRITED*, Dans *Advanced Solid-State Photonics*, p. MB2. Optical Society of America (2009).
- [57] C. Polhemus, *Two-wavelength interferometry*, *Appl. Opt.*, 12, pp. 2071–2074 (1973).
- [58] Y.-Y. Cheng et J. C. Wyant, *Two-wavelength phase shifting interferometry*, *Appl. Opt.*, 23 (24), pp. 4539–4543 (1984).
- [59] A. J. den Boef, *Two-wavelength scanning spot interferometer using single-frequency diode lasers*, *Appl. Opt.*, 27, pp. 306–311 (1988).
- [60] P. de Groot, *Three-color laser-diode interferometer*, *Appl. Opt.*, 30 (25), pp. 3612–3616 (1991).
- [61] S. Velghe, N. Guérineau, R. Haïdar, B. Toulon, S. Demoustier et J. Primot, *Two-color multi-wave lateral shearing interferometry for segmented wave-front measurements*, *Opt. Express*, 24, p. 9699 (2006).
- [62] J. E. Decker, J. R. Miles, A. A. Madej, R. F. Siemsen, K. J. Siemsen, S. de Bonth, K. Bustraan, S. Temple et J. R. Pekelsky, *Increasing the range of unambiguity in step-height measurement with multiple-wavelength interferometry – Application to absolute long gauge block measurement*, *Appl. Opt.*, 42 (28), pp. 5670–5678 (2003).
- [63] K. Meiners-Hagen, V. Burgarth et A. Abou-Zeid, *Profilometry with a multi-wavelength diode laser interferometer*, *Meas. Sci. Technol.*, 15 (4), pp. 741–746 (2004).

- [64] A. Kolmogorov, *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers*, Proceedings : Mathematical and Physical Sciences, pp. 9–13 (1991).
- [65] A. Kolmogorov, *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers*, Comptes rendus de l'Académie des sciences de l'URSS, 30, pp. 299–303 (1941).
- [66] F. Roddier, *The effects of atmospheric turbulence on the formation of visible and infrared images*, J. Opt., 10 (6), pp. 299–303 (1979).
- [67] R. J. Noll, *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*, J. Opt. Soc. Am., 66 (3), pp. 207–211 (1976).
- [68] M. Billard, G. Fertin et J. C. Fontanella, *Atmospheric turbulence simulation cell for optical propagation experiment*, Dans 4th Int. Symp. on Gas Flow and Chemical lasers (1987).
- [69] H. Shi, C. Wang, C. Du, X. Luo, X. Dong et H. Gao, *Beam manipulating by metallic nano-slits with variant widths*, Opt. Express, 13 (18), pp. 6815–6820 (2005).
- [70] V. Veselago, *Electrodynamics of substances with simultaneously negative electrical and magnetic permeabilities*, Sov. Phys. Usp, 10 (4), pp. 509–514 (1968).
- [71] J. B. Pendry, *Negative refraction makes a perfect lens*, Phys. Rev. Lett., 85 (18), pp. 3966–3969 (2000).
- [72] W. L. Barnes, *Surface plasmon-polariton length scales : a route to sub-wavelength optics*, J. Opt. A : Pure Appl. Opt., 8, pp. S87–S93 (2006).
- [73] G. Vincent, R. Haidar, S. Collin, N. Guérineau, J. Primot, E. Cambril et J.-L. Pelouard, *Realization of sinusoidal transmittance with subwavelength metallic structures*, J. Opt. Soc. Am. B, 25 (5), pp. 834–840 (2008).
- [74] R. W. Wood, *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum*, Proc. of the Phys. Soc. of London, 18 (1), pp. 269–275 (1902).
- [75] A. Hessel et A. A. Oliner, *A new theory of Wood's anomalies on optical gratings*, Appl. Opt., 4 (10), pp. 1275–1297 (1965).
- [76] T. Ebbesen, H. Lezec, H. Ghaemi, T. Thio et P. Wolff, *Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays*, Nature, 391, p. 667 (1998).
- [77] J. A. Porto, F. J. García-Vidal et J. B. Pendry, *Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits*, Phys. Rev. Lett., 83 (14), pp. 2845–2848 (1999).
- [78] S. Collin, F. Pardo, R. Teissier et J.-L. Pelouard, *Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings*, J. Opt. A : Pure Appl. Opt., 4 (5), pp. S154–S160 (2002).
- [79] G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener, C. Soukoulis et S. Linden, *Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial*, Science, 312 (5775), pp. 892–894 (2006).
- [80] S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood et S. R. J. Brueck, *Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials*, Phys. Rev. Lett., 95 (13), p. 137404 (2005).

- [81] V. M. Shalaev, W. Cai, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, V. P. Drachev et A. V. Kildishev, *Negative index of refraction in optical metamaterials*, *Opt. Lett.*, 30 (24), pp. 3356–3358 (2005).
- [82] V. P. Drachev, W. Cai, U. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, A. V. Kildishev, G. Klimeck et V. M. Shalaev, *Experimental verification of an optical negative-index material*, *Laser Phys. Lett.*, 3 (1), pp. 49–55 (2006).
- [83] J. Nye et M. Berry, *Dislocations in wave trains*, *Proc. R. Soc. A*, pp. 165–190 (1974).
- [84] J. C. Fontanella et A. Sève, *Reconstruction of turbulence-degraded images using the Knox-Thompson algorithm*, *J. Opt. Soc. Am. A*, 4 (3), pp. 438–448 (1987).
- [85] J. Masajada et B. Dubik, *Optical vortex generation by three plane wave interference*, *Opt. Commun.*, 198 (1-3), pp. 21–27 (2001).
- [86] F. S. Roux, *Branch-point diffractive optics*, *J. Opt. Soc. Am. A*, 11 (8), pp. 2236–2243 (1994).
- [87] S. Rivet, *Caractérisation complète d'un faisceau laser impulsionnel femtoseconde : mise en évidence et analyse du couplage spatio-temporel dans la propagation linéaire et non-linéaire*, Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I (2001).
- [88] M. W. Beijersbergen, R. P. C. Coerwinkel, M. Kristensen et J. P. Woerdman, *Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate*, *Opt. Commun.*, 112 (5-6), pp. 321–327 (1994).
- [89] S. A. Kennedy, M. J. Szabo, H. Teslow, J. Z. Porterfield et E. R. I. Abraham, *Creation of Laguerre-Gaussian laser modes using diffractive optics*, *Phys. Rev. A*, 66 (4), p. 043801 (Oct 2002).
- [90] D. L. Fried, *Branch point problem in adaptive optics*, *J. Opt. Soc. Am. A*, 15 (10), pp. 2759–2768 (1998).

¿ Le gusta este jardín
Que es suyo ?
¡ Evite que sus hijos lo destruyan !

