



**HAL**  
open science

# Microscopie tomographique diffractive et profilométrie multivue à haute résolution

Hui Liu

► **To cite this version:**

Hui Liu. Microscopie tomographique diffractive et profilométrie multivue à haute résolution. Autre. Université de Haute Alsace - Mulhouse, 2014. Français. NNT : 2014MULH9558 . tel-01334976

**HAL Id: tel-01334976**

**<https://theses.hal.science/tel-01334976>**

Submitted on 21 Jun 2016

**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.



# THÈSE

En vue de l'obtention du  
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE HAUTE ALSACE

---

---

Présentée et soutenue le 27 Juin 2014 par :

HUI LIU

Microscopie tomographique diffractive et  
profilométrie multivue à haute résolution

---

---

## JURY

DR. PAUL MONTGOMERY  
PR. CHRISTIAN GERMAIN  
PR. HUGUES GIOVANNI  
DR. CORINNE FOURNIER  
PR. OLIVIER HAEBERLÉ  
DR. BERTRAND SIMON  
DR. MATTHIEU DEBAILLEUL

---

**École doctorale et spécialité :**

*Traitement du Signal*

**Unité de Recherche :**

*Université de Haute Alsace*

**Directeur de Thèse :**

*Olivier Haeberlé*

**Encadrant de Thèse :**

*Bertrand Simon*

# Abréviation

STR	Surface Topography References
TiAlN	Titanium Aluminium Nitride
2D	Deux Dimensions
3D	Trois Dimensions
AFM	Microscope à Force Atomique
CCD	Charge-Coupled Device, Dispositif à Transfert de Charge en français
CMOS	Complementarity Metal-Oxide-Semiconductor
CS	Cube Séparateur
DC	Diaphragme de Champ
FTM	Fonction de Transfert de Modulation
ITO	Oxyde d'Indium dopé à l'Étain
MIPS	Modélisation Intelligence Processus Systèmes
MTD	Microscope Tomographique Diffractif
NA	Numerical Aperture, Ouverture Numérique en français
OTF	Optical Transfer Function, Fonction de Transfert Optique en français
PSF	Point Spread Function, Tache de Focalisation en français
PZT	Plomp Zinc Titane
RSB	Rapport Signal sur Bruit
TF	Transformée de Fourier

# Table des matières

<b>Remerciement</b>	<b>1</b>
<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Principe de l'holographie et de la tomographie</b>	<b>7</b>
I Sources spatialement cohérentes et incohérentes . . . . .	7
I.1 Analyse fréquentielle en imagerie cohérente . . . . .	8
I.2 Analyse fréquentielle en imagerie incohérente . . . . .	9
I.3 Comparaison entre imagerie cohérente et incohérente . . . . .	10
II Techniques de mesure de la phase optique . . . . .	13
II.1 Holographie . . . . .	13
II.2 L'interférométrie hétérodyne . . . . .	17
II.3 Analyseur de front d'onde . . . . .	19
III Méthodes de reconstruction numérique . . . . .	22
III.1 Convolution de Huygens . . . . .	22
III.2 Transformée de Fresnel . . . . .	23
III.3 Spectre Angulaire . . . . .	24
IV Microscope tomographique diffractif . . . . .	26
IV.1 Enregistrement de l'onde diffractée . . . . .	26
IV.2 Interférométrie à décalage de phase . . . . .	27
IV.3 Reconstruction de l'objet . . . . .	29
IV.4 Techniques d'amélioration de la résolution . . . . .	33
IV.5 Influence de l'ouverture numérique . . . . .	37

<b>2</b>	<b>Construction d'un microscope tomographique diffractif</b>	<b>41</b>
I	Mise en œuvre expérimentale du MTD en transmission . . . . .	42
I.1	Montage réalisé par B. Simon . . . . .	42
I.2	Montage actuel . . . . .	43
I.3	Calibration du décalage de phase . . . . .	45
I.4	Échantillonnage numérique et critère de Nyquist . . . . .	45
I.5	Acquisition des images . . . . .	46
I.6	Reconstruction numérique . . . . .	49
I.7	Exemples de reconstruction . . . . .	50
I.8	Cône manquant . . . . .	53
I.9	Conclusion . . . . .	53
II	Mise en œuvre expérimentale du MTD en réflexion . . . . .	54
II.1	Montage expérimental . . . . .	54
II.2	Automatisation de l'acquisition . . . . .	55
II.3	Résultats sur des objets réfléchissants . . . . .	58
II.4	Cas des objets peu réfléchissants . . . . .	63
II.5	Conclusion . . . . .	69
III	Couplage de la transmission et la réflexion sur un même bâti . . . . .	70
IV	Montage rapide du MTD en transmission . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Profilométrie Multi-angles</b>	<b>75</b>
I	Techniques classiques . . . . .	75
I.1	Techniques mécaniques . . . . .	75
I.2	Techniques optiques . . . . .	76
I.3	Conclusion . . . . .	77
II	Microscopie interférométrique . . . . .	78
III	Profilométrie en holographie . . . . .	80
III.1	Mesure en incidence normale . . . . .	80
III.2	Déroulement de phase . . . . .	83
III.3	Mesure en incidence inclinée . . . . .	85

III.4	Mesure par la méthode à deux longueurs d'onde synthétique . . .	87
III.5	Amplification du bruit . . . . .	90
III.6	Conclusion . . . . .	92
IV	Synthèse d'ouverture 2D . . . . .	92
IV.1	Principe de base . . . . .	92
IV.2	Fusion des fréquences spatiales dans Fourier . . . . .	94
IV.3	Reconstruction numérique . . . . .	96
IV.4	Résultats . . . . .	97
IV.5	Ombrage . . . . .	98
IV.6	Défocalisation . . . . .	99
IV.7	Conclusion . . . . .	100
V	Sources d'erreurs possibles . . . . .	101
V.1	Erreur liée au décalage de phase . . . . .	101
V.2	Bruit cohérent . . . . .	102
V.3	Aberration . . . . .	105
V.4	Conclusion . . . . .	109
<b>4</b>	<b>Perspectives</b>	<b>111</b>
I	Couplage de la transmission et la réflexion du MTD . . . . .	111
II	Tomographie assistée par miroir . . . . .	114
III	Correction d'aberration du MTD en transmission . . . . .	116
IV	Simulation d'autre modes d'imagerie . . . . .	118
	<b>Conclusion</b>	<b>121</b>

# Table des figures

1.1	Modèle du système d'imagerie général . . . . .	8
1.2	Fonction de transfert optique d'un système d'imagerie cohérente et incohérente . . . . .	11
1.3	Image de 2 points sources éloignés de la distance de Rayleigh . . . . .	12
1.4	Image d'un bord en illumination cohérente et incohérente . . . . .	12
1.5	Holographie de Gabor . . . . .	14
1.6	Holographie en ligne . . . . .	15
1.7	Holographie en ligne et hors axe . . . . .	16
1.8	Holographie hors axe . . . . .	16
1.9	Détection hétérodyne . . . . .	17
1.10	Profilométrie avec détection hétérodyne . . . . .	18
1.11	Analyseur de courbure . . . . .	20
1.12	Analyseur de Shack-Hartmann . . . . .	21
1.13	Géométrie du plan hologramme et plan image . . . . .	22
1.14	Détection de l'onde diffractée selon la position du plan de détection en coupe $2D$ . . . . .	32
1.15	Reconstruction du support des composantes de l'objet . . . . .	33
1.16	Diatomée reconstruite en microscope holographique . . . . .	34
1.17	Support objet pour la rotation de l'objet . . . . .	35
1.18	Support objet pour le changement de la longueur d'onde . . . . .	36
1.19	Composantes transmises ou réfléchies du champ diffracté en coupe $2D$ . . . . .	36
1.20	Support objet en raison d'ouverture numérique de l'objectif . . . . .	37
1.21	Support objet avec les contraintes d'ouverture numérique d'illumination et de détection en transmission et en réflexion . . . . .	38

1.22	Diatomée reconstruite en microscope tomographique . . . . .	39
1.23	Comparaison de la fonction de transfert optique entre différents microscopes en transmission . . . . .	39
2.1	Premier montage expérimental du MTD en transmission au MIPS . . . . .	42
2.2	Montage optique d'un MTD en transmission . . . . .	44
2.3	Automatisation du montage expérimental de MTD en transmission . . . . .	47
2.4	Interface de commande d'acquisition du montage expérimental du MTD en transmission . . . . .	48
2.5	Algorithme de reconstruction des données en MTD . . . . .	50
2.6	Images à différentes profondeurs d'une diatomée reconstruite avec le MTD en transmission (partie imaginaire) . . . . .	51
2.7	Image 3D de la diatomée précédente pour différentes orientations du volume de donnée . . . . .	52
2.8	Présence du cône manquant du MTD en transmission . . . . .	53
2.9	Montage optique d'un MTD en réflexion . . . . .	54
2.10	Automatisation du montage expérimental de MTD en réflexion . . . . .	56
2.11	Interface de commande d'acquisition du montage expérimental du MTD en réflexion . . . . .	57
2.12	Spéculaire en réflexion . . . . .	58
2.13	Comparaison des gravures entre CD, DVD et Blu-ray . . . . .	58
2.14	Images d'une surface de CD et de DVD reconstruites avec le MTD en réflexion . . . . .	60
2.15	Comparaison du MTD en réflexion et AFM sur la surface de Blu-ray. . . . .	61
2.16	Comparaison du profil entre CD, DVD et Blu-ray. . . . .	61
2.17	Indentation Berkovich sur surface d'acier, reconstruite avec le MTD en réflexion . . . . .	62
2.18	Indentation Vickers sur revêtements de surface (AlN), reconstruite avec le MTD en réflexion . . . . .	62
2.19	Frottement sur revêtements de surface (TiN), reconstruite avec le MTD en réflexion . . . . .	63
2.20	Montage optique du MTD en réflexion avec le bras de référence modifié . . . . .	64
2.21	Images reconstruites d'une dentelle de carbone avec et sans le bras de référence modifié . . . . .	65



2.22	Lame de microscope ITO . . . . .	66
2.23	Un interférogramme enregistré utilisant une lame de microscope ITO . . . . .	66
2.24	Image reconstruite de diatomées déposées sur une lame ITO . . . . .	67
2.25	Image 3D de diatomées reconstruites avec la lame ITO . . . . .	68
2.26	Montage complet de MTD avec la transmission et la réflexion sur un même bâti . . . . .	70
2.27	Montage rapide du MTD en transmission . . . . .	71
2.28	Séparation de spectre objet et jumeau en Fourier avec l'holographie hors axe . . . . .	72
3.1	Configuration d'illumination des différents interféromètres . . . . .	78
3.2	Saut de hauteur (standard) en chrome, mesuré avec différentes configurations . . . . .	79
3.3	Profilométrie en incidence normale . . . . .	80
3.4	Phase reconstruite d'un frottement sur revêtements de surface ( $Ti_{0,5}Al_{0,5}N$ ) . . . . .	83
3.5	Phase reconstruite d'un frottement sur revêtement de surface ( $Ti_{0,5}Al_{0,5}N$ ) . . . . .	84
3.6	Profilométrie à inclinaison variable . . . . .	85
3.7	Saut de hauteur mesuré sur une mire de calibration STR10-1000P . . . . .	86
3.8	Mesure à deux longueurs d'onde équivalentes . . . . .	89
3.9	Amplification du bruit avec une longueur d'onde synthétique plus grande . . . . .	90
3.10	Mesure du saut de hauteur avec la correction à deux longueurs d'onde . . . . .	91
3.11	Comparaison du saut de hauteur . . . . .	91
3.12	Droites de phase nulle de la fonction $\exp[j2\pi(f_Xx + f_Yy)]$ . . . . .	93
3.13	Plusieurs calottes de sphère d'Ewald en réflexion . . . . .	94
3.14	Coordonnées et notations pour la synthèse d'ouverture 2D . . . . .	95
3.15	Logigramme de la synthèse d'ouverture 2D . . . . .	96
3.16	Fréquences spatiales d'un CD obtenues par balayage circulaire . . . . .	97
3.17	Synthèse d'ouverture sur la surface de CD . . . . .	97
3.18	Synthèse d'ouverture sur la mire de calibration STR10-1000P . . . . .	98
3.19	Zone d'ombrage liée aux incidences inclinées pour l'objet ayant une structure 3D . . . . .	99

3.20	Mise au point sur la mire de calibration STR10-1000P . . . . .	100
3.21	Contraste de speckle en fonction de nombre d'hogrammes . . . . .	104
3.22	Algorithme de compensation d'aberration flexible par ajustement polynomial . . . . .	106
3.23	Illustration de la compensation d'aberrations sur une surface de CD . . .	107
3.24	Profils illustrant la compensation d'aberrations sur une surface de CD . .	107
3.25	Compensation d'aberration d'une indentation Berkovich sur une surface d'acier . . . . .	108
3.26	Compensation d'aberration d'un frottement sur revêtements de surface ( $Ti_{0,5}Al_{0,5}N$ ) . . . . .	109
4.1	Simulation des OTF obtenues en MTD pour 2000 angles d'illumination .	111
4.2	Simulation de la reconstruction d'une micro-bille en MTD . . . . .	112
4.3	Bille de 15 $\mu m$ reconstruite en MTD . . . . .	113
4.4	Superposition des parties transmises et réfléchies en tomographie assistée par miroir . . . . .	114
4.5	Tomographie en réflexion de cristaux déposés sur une lame réfléchissante .	115
4.6	Compensation d'aberration d'un micromètre reconstruit en MTD avec un seul angle d'illumination . . . . .	117
4.7	Compensation d'aberration d'un micromètre reconstruit en MTD avec 400 angles d'illumination . . . . .	117
4.8	Simulation d'autres modes d'imagerie . . . . .	119



# Remerciement

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été réalisés au sein du laboratoire MIPS sous la direction de Olivier Haeberlé et de Bertrand Simon. Je tiens à remercier Olivier et Bertrand de m'avoir accueilli au laboratoire, d'avoir encadré ce travail et de m'avoir accordé leur confiance au cours de ces trois ans. Ce fut un plaisir de travailler avec vous.

Je tiens également à remercier la région d'Alsace pour avoir accepté de financer ce travail de thèse. Merci également à Christian Germain et Hugues Giovaninni d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Paul Montgomery m'a fait l'honneur de présider mon jury. Merci également à Corinne Fournier pour avoir examiné mon travail.

Je remercie Matthieu Debailleul toujours prêt à me donner un coup de main, pour son soutien et sa patience, pour le temps qu'on a passé ensemble dans la salle de manip ou devant le tableau et pour la culture française qu'il m'a faite découvrir.

Je remercie également Bruno Colicchio, pour sa sympathie et ses grandes qualités en tant que responsable d'enseignement à l'IUT de Mulhouse, pour les enrichissantes discussions que nous avons pu avoir.

Il me faut remercier Marie-José PAC et Pascal Henry pour les indentations et les frottements sur revêtements de surface qui m'ont permis de tester notre MTD sur des échantillons de sciences du matériaux.

La thèse est par ailleurs un travail d'équipe. Si ces trois années de thèse ont passé si vite, c'est grâce aux membres passés et actuels du laboratoire MIPS. Merci à Alain Dieterlen, Christophe Cudel, Sophie Kolher, Ali Moukadem, Elie EL maalouf, Merdan Sermis, Safa Al Khawaja mohamad et Patxi Garra. Merci à ce derniers pour les nombreuses soirées "décompression" ainsi qu'à tout le monde pour l'ambiance gaie au laboratoire. Par ailleurs, je souhaite bon courage aux futurs docteurs de l'équipe : Marlena Betzner, Jonathan Bailleul et Zied Bouguila.

Mes remerciements vont aussi à mes collègues enseignants du département GEII de l'IUT de Mulhouse et plus particulièrement Djafar Ould Abdeslam avec qui j'ai préparé mes premiers TP d'électronique, Benoit Vigne et Benjamin Mourllion pour les TP en micro-contrôleur et Salvatore Strafella pour les TP en électrotechnique.

Merci également à Cécile GUTLEBEN et Farida CHERGUI pour leur patience face

à mes difficultés administratives. Un grand merci à toutes les personnes de l'IUT ou du laboratoire que je n'ai pas citées, mais qui m'ont soutenues et encouragées.

Je terminerai en remerciant mes parents et mon frère, pour leur soutien durant toutes ces années d'études.

# Introduction

Les instruments optiques initialement développés pour améliorer la vision humaine ont été rapidement utilisés pour observer aussi les objets à l'échelle microscopique. Le microscope est rapidement devenu un outil prometteur en biologie et en médecine. Cependant, le microscope est aussi largement utilisé en physique des matériaux, science des surfaces, dans l'industrie de la micro-électronique, la chimie, le textile, etc...

Aujourd'hui, le microscope électronique joue un rôle très important dans le développement des micro et nano technologies. Comparé au microscope électronique, le microscope optique reste limité en terme de résolution, ce qui doit être considéré comme une incitation à inventer et développer de nouvelles techniques d'observation.

Dans un microscope classique en transmission, la lumière arrive sur l'échantillon observé, passe au travers de celui-ci et est collectée par l'objectif. Dans un microscope en réflexion, la lumière passe une première fois dans l'objectif, est réfléchi par l'échantillon, et l'onde réfléchi est collectée par l'objectif. Le microscope en réflexion permet d'observer des objets opaques et souvent trop épais pour un microscope en transmission mais ne peut donner que des informations sur la surface des échantillons.

Si l'on néglige le phénomène de diffraction, le mécanisme de formation des images suit les lois de l'optique géométrique, expliquant la formation des images réelles et virtuelles dans un instrument optique. Maintenant encore, une partie non-négligeable des travaux visant à l'amélioration des images est basée sur l'optique géométrique (champ à améliorer, aberrations chromatiques à corriger...). L'optique géométrique présente une bonne précision lorsque les objets qui interagissent avec la lumière ont des tailles caractéristiques grandes devant la longueur d'onde d'observation, mais quand la lumière interagit avec des objets dont la taille est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde d'observation, alors il n'est plus possible de négliger l'aspect ondulatoire de la lumière. Or, le rôle du microscope est précisément d'observer des objets petits.

La découverte de l'aspect ondulatoire de la lumière a permis de mieux comprendre la formation des images en optique. En particulier, le développement de la théorie ondulatoire de la lumière par Augustin Fresnel a permis à Ernst Abbe en 1873 [Abbe (1873)] d'expliquer rigoureusement la notion de limite de résolution. Un microscope optique ne peut distinguer des détails séparés de moins de  $\lambda/2NA$  (où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation, et NA l'ouverture numérique de l'objectif). Cette limitation en

résolution explique que les développements instrumentaux se sont focalisés au 20<sup>e</sup> siècle sur l'amélioration du contraste (microscope de phase, microscope DIC, microscope de polarisation etc...) en microscopie optique, et sur l'invention et le développement du microscope électronique pour améliorer la résolution.

Les microscopes optiques classiques enregistrent une information en intensité uniquement. Or, une onde lumineuse est aussi caractérisée par sa phase. Gabor a montré, en inventant l'holographie, qu'il était possible d'enregistrer une onde lumineuse en amplitude et en phase, et donc que le processus de formation des images n'est pas lié qu'à l'enregistrement d'une image réelle sur un film photographique ou une caméra électronique [Gabor (1948)].

Avec le développement du laser, une source à grande longueur de cohérence est disponible et l'holographie est devenue très rapidement un outil pratique. Le principe de l'holographie est de mélanger l'onde diffractée par l'objet avec une onde de référence afin d'obtenir des franges d'interférence entre ces deux ondes. Le procédé holographique permet de coder l'amplitude et la phase de l'onde diffractée dans ces franges d'interférence. Pour observer l'hologramme, une procédure de décodage consiste à illuminer l'hologramme avec l'onde de référence ce qui permet d'obtenir une image en trois dimensions de l'objet. Avec l'invention de la caméra CCD, il est devenu possible d'enregistrer numériquement les hologrammes, ce qui a constitué un progrès supplémentaire. Grâce à l'ordinateur, il est en effet possible de reconstruire numériquement les images 3D, en effectuant l'opération de décodage des hologrammes en calculant la propagation des ondes via des intégrales de Fresnel.

Le principal intérêt du microscope holographique est qu'il donne une information quantitative de l'objet, à savoir son épaisseur optique obtenue à partir de la phase mesurée. Le microscope holographique en transmission présente certaines limitations, qui ont motivé le développement de la microscopie tomographique [Noda et al. (1992), Lauer (2002)]. En effet, la résolution en 3D reste limitée. On mesure des épaisseurs optiques, (et non des dimensions spatiales) sans vraiment résoudre spatialement.

Pour dépasser ces limitations, le microscope tomographique diffractif réalise une synthèse d'ouverture numérique, en utilisant plusieurs illuminations successives du spécimen au lieu d'une seule illumination comme en microscopie holographique.

Il existe plusieurs méthodes pour faire varier l'illumination des spécimens. Il est possible de réaliser une rotation du spécimen lui-même [Sullivan and McLeod (2007), Vertu et al. (2009)]. Cependant, à l'échelle d'observation considérée (micrométrique), et avec la résolution visée (sub-micrométrique), il est très difficile de maintenir une rotation précise, compatible avec des mesures interférométriques. De plus, en biologie, l'échantillon est souvent préparé entre lame et lamelle. Pour ces raisons, on préfère souvent utiliser une variation de l'angle d'illumination [Debailleul et al. (2009)], qui est contrôlé via un miroir de balayage et un condenseur. Une troisième variante consiste à faire varier la longueur d'onde d'illumination [Kühn et al. (2009), Montfort et al. (2006), Kim (2000)].

En microscopie tomographique en réflexion, la technique de la variation de l'angle d'illumination est la plus courante. Des travaux ont été réalisés en variation de longueur d'onde, mais cette technique semble d'intérêt plus limité.

Le laboratoire MIPS de l'Université de Haute Alsace développe la microscopie tomographique diffractive depuis près de sept ans. Sa version en transmission a été déjà réalisée au cours de la thèse de Bertrand Simon [Simon et al. (2008)], une première version en réflexion a aussi été réalisée au cours du stage de Master 2 de Merdan Sarmis [Sarmis et al. (2010)].

Ces instruments ont permis d'obtenir des images d'échantillons biologiques en transmission et de surfaces réfléchissantes en réflexion, avec une résolution latérale deux fois meilleure par rapport aux microscopes holographiques. Cependant, le temps nécessaire pour une acquisition (400 angles d'illumination) est relativement long (environ 30 mins). Comme le montage est couplé avec un bâti de microscope de fluorescence classique, les bras des interféromètres à décalage de phase sont longs, ce qui induit un problème de stabilité du montage, qui se manifeste par un bruit dans l'image reconstruite. Un autre problème est la résolution longitudinale en transmission, limitée par la fonction de transfert optique qui présente un cône de fréquences manquantes responsable d'une forte dégradation des images le long de l'axe optique.

Durant ma thèse, j'ai travaillé tout d'abord à l'optimisation du montage expérimental, pour obtenir une réduction sensible du temps d'acquisition des hologrammes ainsi que du temps de reconstruction des images.

J'ai également contribué à développer une technique de profilométrie multi-angles, qui permet d'obtenir la topographie d'une surface réfléchissante avec une résolution latérale améliorée, tout en gardant l'avantage d'une très bonne précision longitudinale.

Ce manuscrit présente les travaux réalisés dans cette thèse. Le chapitre 1 décrit la technique de microscopie tomographique diffractive. Dans le chapitre 2, l'instrument construit durant cette thèse est présenté. Le chapitre 3 est consacré à la méthode originale de profilométrie multi-angle développée dans ce travail. Dans le chapitre 4, j'aborde le couplage de la microscopie tomographique en transmission et en réflexion et certaines autres perspectives de ce travail. Une conclusion plus générale complète le manuscrit.





# Chapitre 1

## Principe de l'holographie et de la tomographie

Un microscope optique utilise la lumière pour interagir avec l'objet observé. Cette lumière peut être spatialement cohérente ou incohérente. Dans un premier temps, nous présentons brièvement les principales caractéristiques d'un système d'imagerie en lumière cohérente et d'un système d'imagerie en lumière incohérente ainsi que leurs principales différences.

### I Sources spatialement cohérentes et incohérentes

Dans un microscope classique, lorsque un objet est illuminé par une source d'illumination monochromatique, le champ diffracté par l'objet peut être représenté par un nombre complexe en fonction des coordonnées spatiales. Si l'amplitude complexe en tout point suit la même évolution en fonction du temps, ce type d'illumination est appelé spatialement cohérente. Expérimentalement, une illumination spatialement cohérente est obtenue lorsque la lumière vient d'un seul point. Un laser est typiquement une source spatialement cohérente, mais les sources conventionnelles peuvent aussi produire une lumière spatialement cohérente après filtrage spatial par un sténopé.

Si l'amplitude complexe en tout point varie de façon aléatoire, ce type d'illumination est appelée spatialement incohérente. Elle est généralement produite par des sources diffuses ou étendues. Le soleil est une source spatialement incohérente naturelle. La lumière émise par une ampoule ou une diode électro-luminescente est aussi spatialement incohérente.

Lorsque l'illumination est spatialement cohérente, les réponses impulsionnelles dans le plan image varient simultanément, leurs amplitudes s'ajoutent. Un système d'imagerie cohérent est donc linéaire en amplitude. Lorsque l'illumination est spatialement incohérente, les réponses impulsionnelles dans le plan image varient de façon décorrélée, leur

intensités s'ajoutent. Comme l'intensité d'une réponse impulsionnelle est proportionnelle à l'intensité du point source, un système d'imagerie incohérent est linéaire en intensité.

## I.1 Analyse fréquentielle en imagerie cohérente

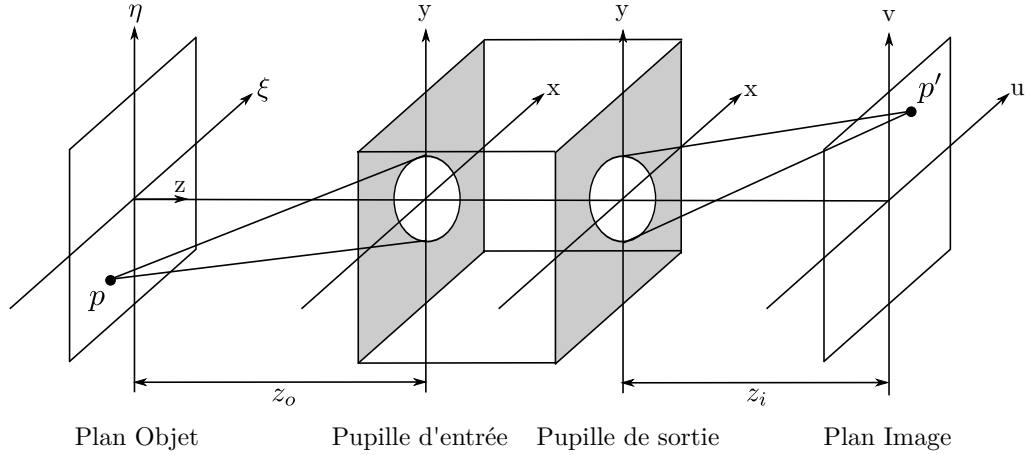


FIGURE 1.1 – Modèle du système d'imagerie général.

Rayleigh a montré en 1896 [Rayleigh (1896)], en utilisant le théorème de la diffraction, que l'amplitude d'une image peut être représentée par une intégrale :

$$U_i(u, v) = \iint h(u, v; \xi, \eta) U_o(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad \text{I-1}$$

où  $h$  est l'amplitude au point de coordonnées  $p'$  ( $u, v$ ) dans l'image en réponse à une source ponctuelle de l'objet au point de coordonnées  $p$  ( $\xi, \eta$ ) (illustré Fig. 1.1). En l'absence d'aberration, la réponse  $h$  résulte d'une onde sphérique convergente à partir de la sortie de la pupille vers  $p'$  de coordonnées ( $u = M\xi, v = M\eta$ ), avec  $M$ , le grandissement du système. L'amplitude est simplement un motif de diffraction de Fraunhofer de la sortie de la pupille, centré au point de coordonnées ( $u, v$ ).  $h$  s'écrit alors :

$$h(u, v; \xi, \eta) = \frac{A}{\lambda Z_i} \iint P(x, y) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda Z_i} [(u - M\xi)x + (v - M\eta)y]} dx dy \quad \text{I-2}$$

où la fonction pupille  $P$  vaut 1 dans l'ouverture considérée, et zéro en dehors.  $A$  est une constante,  $Z_i$  est la distance de la pupille de sortie au plan image et ( $x, y$ ) sont les coordonnées dans le plan de la pupille de sortie.

En général, pour un système limité par la diffraction, nous pouvons considérer que l'image  $U_i$  est une convolution d'une image prédite par l'optique géométrique  $U_g$  avec une réponse impulsionnelle  $h$ , qui est un motif de diffraction de Fraunhofer de la sortie de pupille  $P$  :

$$U_i(u, v) = \iint h(u - \hat{\xi}, v - \hat{\eta}) U_g(\hat{\xi}, \hat{\eta}) d\hat{\xi} d\hat{\eta} \quad \text{I-3}$$

avec  $U_g(\hat{\xi}, \hat{\eta}) = \frac{1}{|M|} U_o(\frac{\hat{\xi}}{M}, \frac{\hat{\eta}}{M})$ , qui est l'image au sens de l'optique géométrique de  $U_o$ ,  $(\hat{\xi}, \hat{\eta})$  sont les coordonnées réduites ( $\hat{\xi} = M\xi, \hat{\eta} = M\eta$ ) dans le plan objet, pour éliminer l'effet d'agrandissement afin d'obtenir une invariance spatiale.

Un système d'imagerie cohérente est linéaire en amplitude. Nous pouvons donc appliquer directement une fonction de transfert en amplitude. Considérant les spectres d'entrée et de sortie  $V_g(v_x, v_y)$  et  $V_i(v_x, v_y)$  avec :

$$V_g(v_x, v_y) = \iint U_g(u, v) e^{-j2\pi(v_x u + v_y v)} du dv \quad \text{I-4}$$

$$V_i(v_x, v_y) = \iint U_i(u, v) e^{-j2\pi(v_x u + v_y v)} du dv \quad \text{I-5}$$

on définit la Fonction de Transfert en Amplitude  $H_A$  comme une transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle,

$$H_A(v_x, v_y) = \iint h(u, v) e^{-j2\pi(v_x u + v_y v)} du dv \quad \text{I-6}$$

la réponse impulsionnelle  $h(u, v)$  est elle même exprimée comme une transformée de Fourier d'une fonction pupille P.

En appliquant le théorème de convolution à la formule (I-3), on obtient :

$$V_i(v_x, v_y) = H_A(v_x, v_y) V_g(v_x, v_y) \quad \text{I-7}$$

La formule (I-7) illustre l'effet de la diffraction dans un système d'imagerie et dans l'espace fréquentiel. Si la fonction pupille P vaut 1 dans une certaine zone et zéro en dehors, il existe une bande passante finie dans l'espace fréquentiel à l'intérieur de laquelle passent toutes les composantes de fréquence sans distorsion en amplitude ou phase. À la limite de cette bande passante, la réponse en fréquence chute brutalement à zéro. Ceci signifie que les composantes de fréquence en dehors de la bande passante sont complètement éliminées.

## I.2 Analyse fréquentielle en imagerie incohérente

Dans un système d'imagerie incohérente, la relation entre la fonction pupille et la fonction de transfert optique est plus compliquée.

Un système d'imagerie utilisant une source incohérente doit satisfaire la convolution intégrale en intensité, soit :

$$I_i(u, v) = K \iint |h(u - \hat{\xi}, v - \hat{\eta})|^2 I_g(\hat{\xi}, \hat{\eta}) d\hat{\xi} d\hat{\eta} \quad \text{I-8}$$

Les spectres normalisés d'entrée et de sortie sont définis par :

$$V_g(v_\xi, v_\eta) = \frac{\iint I_g(\xi, \eta) e^{-j2\pi(v_\xi\xi + v_\eta\eta)} d\xi d\eta}{\iint I_g(\xi, \eta) d\xi d\eta} \quad \text{I-9}$$

$$V_i(v_\xi, v_\eta) = \frac{\iint I_i(\xi, \eta) e^{-j2\pi(v_\xi\xi + v_\eta\eta)} d\xi d\eta}{\iint I_i(\xi, \eta) d\xi d\eta} \quad \text{I-10}$$

Les formules (I-9) et (I-10) montrent que pour une fonction quelconque réelle et non négative (comme  $I_g$  ou  $I_i$ ), la transformée de Fourier atteint sa valeur maximum à l'origine. On définit  $V_g$  et  $V_i$  en normalisant par ce maximum. L'intensité est une quantité non négative, et  $V_g$  et  $V_i$  doivent donc toujours avoir un spectre non nul à l'origine.

La fonction de transfert normalisée d'un système d'imagerie peut être représentée similairement par :

$$H_O(v_x, v_y) = \frac{\iint h(u, v) e^{-j2\pi(v_x u + v_y v)} du dv}{\iint |h(u, v)|^2 du dv} \quad \text{I-11}$$

Cette fonction de transfert normalisée  $H_O$  est appelée Fonction de Transfert Optique (ou Optical Transfer Function OTF).

En appliquant le théorème de convolution à la formule (I-8), on obtient :

$$V_i(v_x, v_y) = H_O(v_x, v_y) V_g(v_x, v_y) \quad \text{I-12}$$

Puisque la fonction de transfert en amplitude  $H_A$  et la fonction de transfert optique  $H_O$  impliquent la fonction  $h$ , il existe une relation spécifique entre les deux. Cette relation est donnée par :

$$H_O(v_x, v_y) = \frac{\iint H_A(p + \frac{v_x}{2}, q + \frac{v_y}{2}) H_A^*(p - \frac{v_x}{2}, q - \frac{v_y}{2}) dp dq}{\iint |H_A(p, q)|^2 dp dq} \quad \text{I-13}$$

L'OTF est donc une fonction d'auto-corrélation normalisée de la fonction de transfert en amplitude.

### I.3 Comparaison entre imagerie cohérente et incohérente

Pour comparer les images obtenues en imagerie cohérente et incohérente, on peut utiliser le spectre de fréquences spatiales. L'intensité est linéaire dans un système d'imagerie incohérente, et non linéaire dans un système d'imagerie cohérente. Dans le cas incohérent, l'intensité est donnée par une convolution, soit

$$I_i = |h|^2 \otimes I_g = |h|^2 \otimes |U_g|^2 \quad \text{I-14}$$

Dans le cas cohérent,

$$I_i = |(h \otimes U_g)^2| \quad \text{I-14}$$

Avec la définition de l'auto corrélation :

$$X(v_x, v_y) * X(v_x, v_y) = \iint X(p, q) X^*(p - v_x, q - v_y) dpdq \quad \text{I-14}$$

le spectre de fréquence d'une image en intensité peut s'écrire comme :

$$\begin{aligned} \text{Imagerie Incohérente :} & \quad F(I_i) = [H * H][V_g * V_g] \\ \text{Imagerie Cohérente :} & \quad F(I_i) = [HV_g] * [HV_g] \end{aligned} \quad \text{I-15}$$

où  $V_g$  est le spectre de  $U_g$  et  $H$  est la fonction de transfert en amplitude. La formule (I-15) montre que les spectres de fréquence dans les deux cas sont différents.

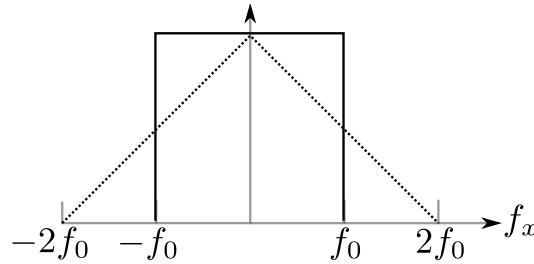


FIGURE 1.2 – Fonction de transfert optique d'un système d'imagerie cohérente (en solide) et incohérente (en pointillée) (dérivée de [Goodman (2005)]).

La Figure 1.2 décrit la fonction de transfert d'un système d'imagerie cohérente et d'un système d'imagerie incohérente.

Un autre critère pour comparer un système d'imagerie cohérente et incohérente est la résolution, autrement dit la capacité à distinguer deux points proches dans une image. Selon le critère de Rayleigh, deux points sources incohérents sont à peine résolus par un système limité par la diffraction avec une pupille circulaire lorsque le maximum d'une tâche de diffraction générée par une source ponctuelle correspond au premier minimum de la tâche de diffraction générée par une deuxième source ponctuelle.

La résolution  $d$  est donnée par la formule de Rayleigh trouvée à l'aide de l'intégrale de Bessel (tâche d'Airy) :

$$d = \frac{0.61\lambda}{n \sin \alpha} \quad \text{I-16}$$

où  $\lambda$  représente la longueur d'onde,  $n$  est l'indice de réfraction du milieu,  $n \sin \alpha$  définit l'**ouverture numérique** du système optique,  $\alpha$  étant l'angle de collection des rayons par le système.

La Figure 1.3(a) illustre la distribution de l'intensité dans l'image pour deux points sources incohérents identiques séparés par la distance de Rayleigh. On distingue bien les deux points, mais avec un contraste de 73% seulement pour le creux central.

La Figure 1.3(b) montre la distribution de l'intensité dans le cas de sources cohérentes, pour lequel on doit considérer la phase. On définit  $\phi$  la phase relative entre deux

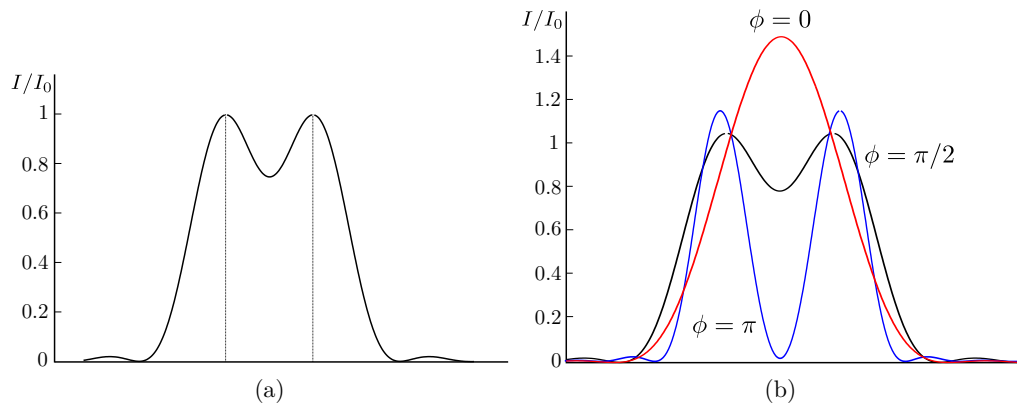


FIGURE 1.3 – Image de 2 points sources éloignés de la distance de Rayleigh (dérivée de [Goodman (2005)]), (a) : deux points sources incohérents, (b) : deux points sources cohérents avec une différence de phase  $\phi = 0$ (rouge),  $\pi/2$ (noir) et  $\pi$ (bleu). Les lignes verticales représentent la localisation des deux points sources.

points sources. Si les points sources sont en quadrature ( $\phi = \pi/2$ ), la distribution de l'intensité est identique à celle de sources incohérentes. Si les points sources sont en phase ( $\phi = 0$ ), les deux points sont moins résolus que dans le cas des sources incohérentes. Si les points sources sont en opposition de phase ( $\phi = \pi$ ), la partie centrale de l'image décroît complètement à l'intensité zéro, les deux points sont donc mieux résolus que pour des sources incohérentes.

Il existe également d'autres différences dans les images fournies par un système d'imagerie cohérent et un système d'imagerie incohérent. La Figure 1.4 montre par exemple le profil dans l'image d'un bord. Le système d'imagerie cohérente présente une fonction de transfert avec des oscillations, alors qu'un système d'imagerie incohérente montre une transition graduelle.

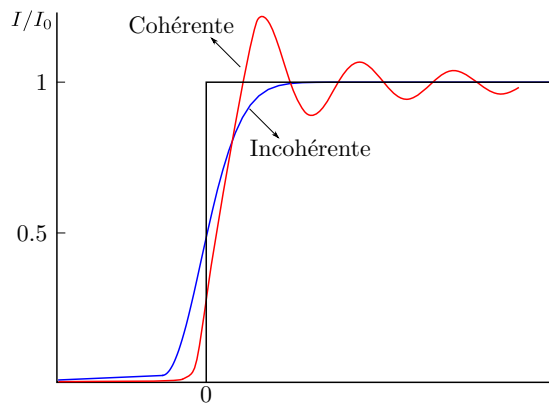


FIGURE 1.4 – Image d'un bord en illumination cohérente (rouge) et incohérente (bleu) [Considine (1966)].

## II Techniques de mesure de la phase optique

En optique conventionnelle, lors de l'enregistrement d'une onde avec un capteur électronique, seule l'intensité de l'onde est enregistrée, la phase de l'onde étant perdue. Cependant, il existe plusieurs méthodes pour mesurer cette phase, comme par exemple, l'holographie, l'interférométrie hétérodyne ou les analyseurs de front d'onde, que nous présentons brièvement.

### II.1 Holographie

L'holographie est historiquement la première technique qui a permis d'enregistrer une onde lumineuse à la fois en amplitude et en phase. Cette technique proposée par Gabor en 1948 [Gabor (1948)], consiste à utiliser une onde de référence qui est mélangée avec l'onde que l'on souhaite mesurer. Les deux ondes interfèrent sur la plaque photographique et forment ainsi un hologramme. Cet hologramme est en fait un enregistrement des franges d'interférences de ces deux ondes.

#### Principe de l'holographie

Un hologramme est obtenu en utilisant une onde de référence interférant avec l'onde diffractée par l'objet observé. L'ensemble est enregistré par une caméra électronique (CCD ou CMOS). On considère l'onde de référence  $R$  et l'onde diffractée par l'objet  $O$ . La superposition des deux fronts d'ondes donne naissance au champ final ( $R+O$ ). L'intensité  $I_H$  de l'hologramme enregistré vaut alors :

$$I_H(x, y) = (R + O)^* \cdot (R + O) = |R|^2 + |O|^2 + R^*O + O^*R \quad \text{I-17}$$

Les deux premiers termes sont appelés «ordre zéro». Ils sont constants ou varient très lentement dans l'espace, et sont indépendants de la phase relative de  $R$  et  $O$ . Les deux derniers termes correspondent au terme objet et terme objet conjugué, autrement dit «jumeau». Ils sont sensibles à la phase relative entre  $R$  et  $O$ .

La reconstruction d'un front d'onde objet est obtenue en multipliant  $I_H$  par  $R$  :

$$R \cdot I_H = R \cdot (R + O)^* \cdot (R + O) = R \cdot (|R|^2 + |O|^2) + |R|^2O + R^2 \cdot O^* \quad \text{I-18}$$

La première partie correspond à l'ordre zéro, et doit être éliminée complètement. La seconde partie correspond à l'image virtuelle avec laquelle on peut reconstruire exactement l'objet par la propagation de  $RI_H$  sur la distance  $d$  qui sépare l'hologramme de l'objet. Le dernier terme correspond à l'image réelle de l'objet, que l'on peut obtenir en propageant l'image dans la direction opposée avec une distance  $-d$ .

$O$  correspond à l'onde diffractée par l'objet, elle est normalement derrière le plan de l'hologramme par rapport à l'observateur. Par conséquent,  $O$  est considérée comme une



image virtuelle. En général,  $O$  est mélangée avec l'ordre zéro et l'image réelle de l'objet. Il est donc nécessaire d'éliminer ces deux parties. Après l'élimination de l'ordre zéro et de l'image réelle ( $I_{H\text{filtré}}$ ), l'onde diffractée par l'objet  $O$  peut être obtenue facilement comme un champ complexe dans le plan de l'hologramme.

$$O(x, y) = I_{H\text{filtré}}(x, y) \cdot R(x, y) / |(R \cdot R^*)| \quad \text{I-19}$$

Il existe plusieurs variantes de cette technique :

- holographie de Gabor,
- holographie en ligne,
- holographie hors axe.

### Holographie de Gabor

La Figure 1.5 présente le montage original de Gabor [Gabor (1948)]. Un objet placé derrière le point de focalisation est illuminé par un faisceau sphérique et monochromatique. L'onde diffractée par l'objet et le faisceau lui-même interfèrent. Une plaque photographique permet d'enregistrer cette interférence.

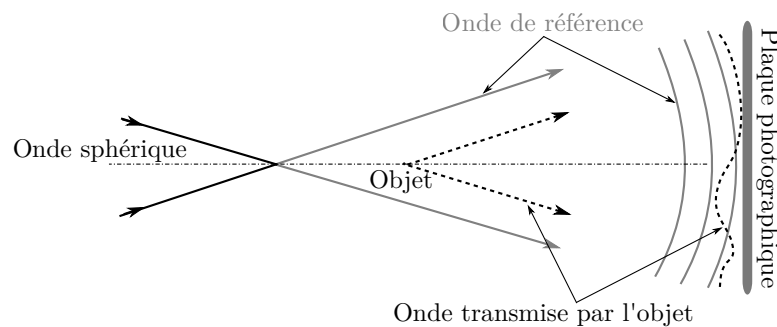


FIGURE 1.5 – Holographie de Gabor

Dans le montage original de Gabor, l'axe de l'onde diffractée par l'objet et l'onde de référence sont parallèles. L'holographie de Gabor permet d'imager des petits objets peu diffusants, ou des objets transparents introduisant une variation de phase. Cette technique est facile à mettre en œuvre, mais ses champs d'application sont limités par les conditions imposées sur la nature de l'objet. Mais le problème principal est qu'on ne peut pas faire varier la phase relative de l'onde de référence par rapport à l'onde objet pour démoduler l'hologramme. Pour cela, on peut utiliser une variante dite holographie en ligne.

## Holographie en ligne

La technique de l'holographie en ligne consiste à séparer le faisceau d'illumination en deux, et à fabriquer un faisceau de référence indépendant, que l'on pourra contrôler. Le faisceau objet et le faisceau de référence sont recombinaés sur le capteur et arrive parallèlement sur celui ci (Fig. 1.6).

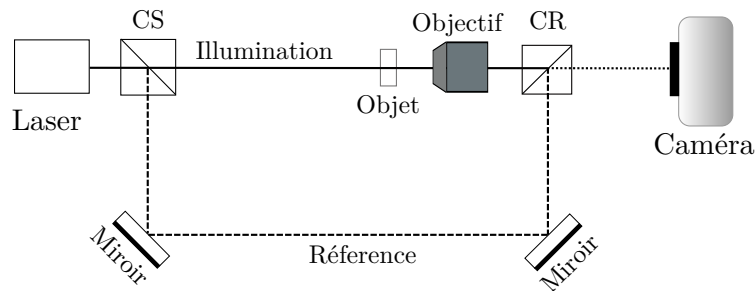


FIGURE 1.6 – Holographie en ligne

Lors de l'enregistrement d'un hologramme avec l'holographie en ligne, l'ordre zéro, l'image objet et l'image jumelle sont alors superposés, ce qui pose un problème : l'ordre zéro et l'image jumelle peuvent dégrader l'image que l'on cherche à obtenir.

Il existe cependant plusieurs méthodes pour résoudre ce problème. Par exemple, l'ordre zéro peut être complètement éliminé en utilisant deux expositions supplémentaires avec seulement l'onde diffractée par l'objet ou l'onde de référence. Une simple soustraction permet ensuite de les éliminer. Une autre technique appelée décalage de phase permet de supprimer l'ordre zéro et l'image jumelle [Yamaguchi and Zhang (1997)]. Elle consiste à enregistrer une série d'hologrammes en changeant la phase de l'onde de référence. Je détaillerai cette technique dans la section IV.2. On peut aussi utiliser une source fortement divergente comme dans le microscope holographique sans lentille. Dans ce cas la, l'image objet et l'image jumelle sont très séparées.

## L'holographie hors axe

Le problème de l'image jumelle a été résolu par Leith et Upatnieks [Leith and Upatnieks (1962)] d'une autre manière. Ils ont proposé un autre montage dit «hors axe» qui consiste à incliner l'onde de référence afin d'obtenir un léger angle entre l'onde de référence et l'onde diffractée par l'objet. Quand l'objet est illuminée par l'onde de référence, l'image jumelle et l'image objet ne sont plus superposées, mais largement séparées. L'holographie hors axe est souvent utilisée dans le cas où l'objet est épais. Cette technique permet d'enregistrer le front d'onde avec un seul hologramme, cependant le champ d'observation utile sera limité par l'opération de filtrage nécessaire dans cette technique.

Ces deux types d'holographie sont montrés dans la Figure 1.7.

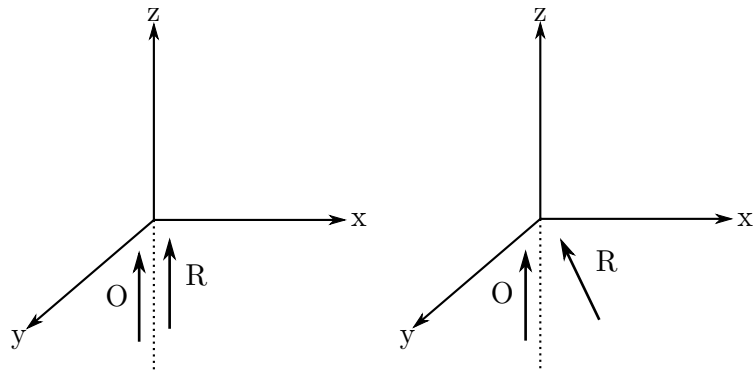


FIGURE 1.7 – À gauche : l’holographie en ligne, à droite : l’holographie hors axe

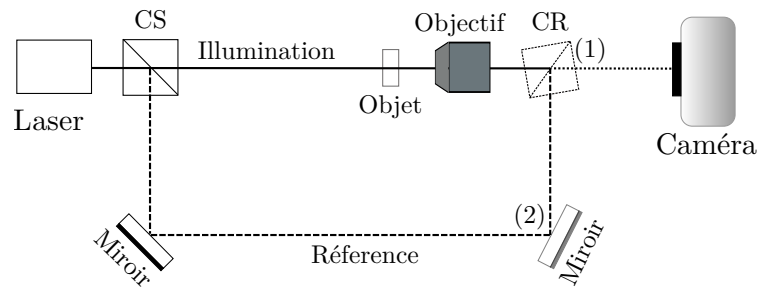


FIGURE 1.8 – Holographie hors axe

Le figure 1.8 montre le montage optique de l’holographie hors axe. Remarquons qu’il est facile de modifier un montage d’holographie en ligne pour faire de l’holographie hors axe, par exemple en inclinant légèrement le cube recombineur avant le capteur (1) ou le miroir avant celui-ci (2).

## II.2 L'interférométrie hétérodyne

Une autre solution pour acquérir la phase d'une onde optique est d'utiliser l'interférométrie hétérodyne.

### Principe

Son principe est le même que celui des autres interférométries, faire interférer l'onde d'objet avec une onde de référence. Mais au lieu de changer une différence de chemin optique, on change légèrement la fréquence d'une des deux ondes. La légère différence entre deux fréquences permet d'obtenir les battements hétérodynes. Si on mesure la phase relative entre ces battements en des points différents sur le front d'onde, on peut remonter à la déformation de ce front d'onde.

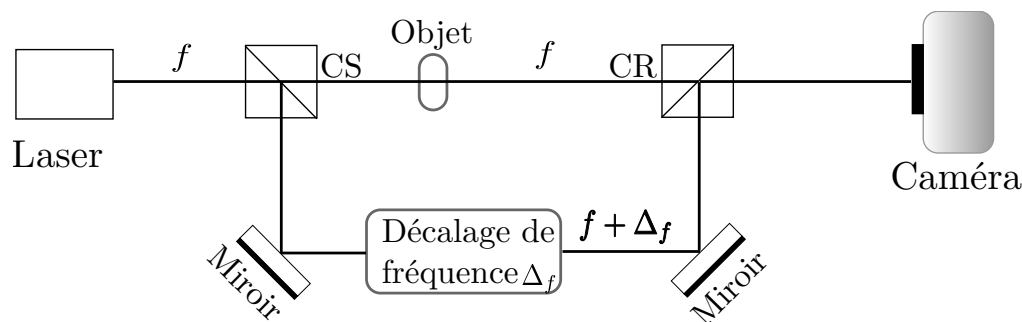


FIGURE 1.9 – Schéma simplifié d'une détection hétérodyne

La Figure 1.9 présente un schéma simplifié d'un interféromètre hétérodyne. Un laser monochromatique est séparé par un cube séparateur en deux parties : bras d'illumination et bras de référence. Sur le bras de référence, un décalage de fréquence de l'onde de référence ( $\Delta f$ ) est réalisé grâce à un modulateur acousto-optique. L'onde objet et l'onde de référence décalée sont recombinées par un cube et une figure d'interférences modulée au cours du temps est enregistrée sur un capteur. Après filtrage, le signal utile est modulé à la fréquence  $\Delta f$ , et les hautes fréquences sont modulées à  $2f_0 + \Delta f$ . On rappelle qu'en détection hétérodyne, le champ  $E(t)$  dans le plan du détecteur est la somme du champ objet  $E_{\text{sig}}$  et du champ référence  $E_{\text{ref}}$ . Le détecteur est sensible à l'intensité définie comme :

$$\begin{aligned}
 I &= E(t)^2 = \{E_{\text{sig}} \cos(\omega_{\text{sig}} t + \psi) + E_{\text{ref}} \cos(\omega_{\text{ref}} t)\}^2 \\
 &= \underbrace{E_{\text{sig}}^2 + E_{\text{ref}}^2}_{\text{homodyne}} + \underbrace{2E_{\text{sig}} E_{\text{ref}} \cos(\omega_{\text{sig}} t + \psi) \cos(\omega_{\text{ref}} t)}_{\text{hétérodyne}}
 \end{aligned}
 \tag{I-20}$$

le terme hétérodyne de l'intensité crée un signal de fréquence  $\omega_{\text{sig}} + \omega_{\text{ref}}$  (non détecté car de fréquence trop élevée) et un signal de fréquence  $\omega_{\text{sig}} - \omega_{\text{ref}}$  qui est détecté.

De manière générale, les méthodes hétérodyne présentent plusieurs avantages :

- Mesure de la phase optique. C'est ce qui nous intéresse ici. Le terme homodyne détecté par un capteur perd la phase, mais celle-ci est mesurable dans le terme hétérodyne. En mesurant la phase d'un signal électronique de fréquence  $\omega_{sig} - \omega_{ref}$  (ce qui est facile), on mesure en fait la phase de l'onde  $E_{sig}$ . On reconnaît ici la même technique que l'holographie qui est une technique d'hétérodyne spatial.
- Le deuxième avantage est la sensibilité. Le terme  $E_{sig}E_{ref}$  est plus grand que  $E_{sig}^2$ , la détection est donc plus facile.
- On montre qu'on peut réduire le bruit à celui du bruit de grenaille (shot noise). Cette propriété est très utile pour détecter des signaux très faibles en optique. Par exemple, elle a été utilisée pour détecter en holographie des billes d'or très petites [Atlan et al. \(2008\)](#).

### Application à l'imagerie de phase

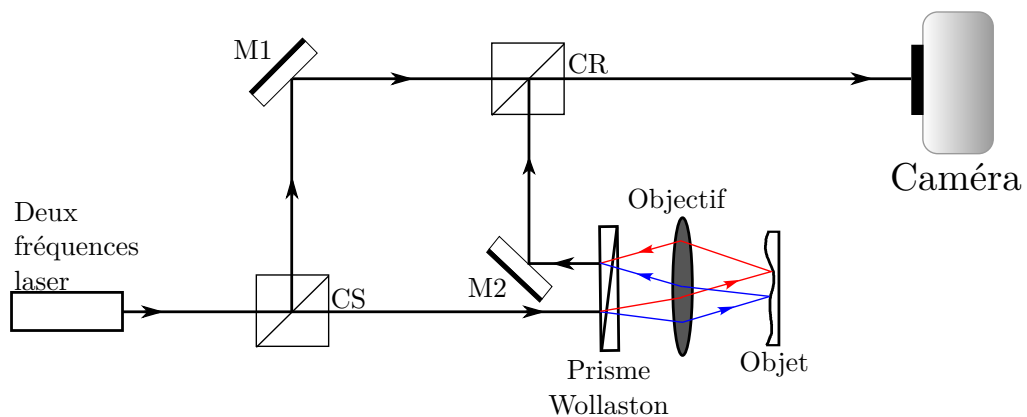


FIGURE 1.10 – Schéma simplifié d'une profilométrie avec détection hétérodyne

La Figure 1.10 montre un exemple de détection hétérodyne en profilométrie [[Som-margren \(1981\)](#)]. Un laser He-Ne génère deux faisceaux de polarisations linéaires et orthogonaux avec une différence de fréquence optique de 2 MHz. En traversant le cube séparateur polarisant CS, ces deux faisceaux sont séparés. L'un sert comme faisceau de référence, l'autre sert comme faisceau d'illumination. Le faisceau d'illumination passe d'abord par un prisme de Wollaston, qui produit deux faisceaux légèrement divergents. L'objectif les focalise en deux points distincts sur la surface de l'objet. Les faisceaux réfléchis sont recombinés par le prisme et sortent parallèlement au faisceau entrant. Le signal est collecté par un miroir M2, et interfère avec le faisceau de référence via CR. Les interférences enregistrées sur le détecteur permettent de retrouver la phase, qui est

liée à la différence de hauteur entre les deux points focalisés sur la surface. Dans cet exemple, la différence de phase n'est donc pas introduite par un modulateur contrôlé, mais directement par l'échantillon observé.

### II.3 Analyseur de front d'onde

Il existe une autre méthode pour obtenir la phase. Différent de l'interférométrie, elle consiste à obtenir directement une carte de phase sur un capteur électronique et sans mélange avec une autre onde. Mais un capteur n'est sensible qu'aux variations d'intensité de la lumière et ne détecte pas les variations de la phase.

En 1900, Hartmann [Hartmann (1904)] propose de placer un motif (un masque troué) sur le chemin de propagation de la lumière. Lorsqu'un front d'onde se propage, les déphasages locaux de ce front d'onde vont modifier l'image du motif. Le motif pour un front d'onde plan étant connu, il suffit de le comparer au motif obtenu après la propagation du front d'onde à analyser pour en déduire une carte de phase.

Cette technique appelée «analyseur de front d'onde» consiste à décomposer un front d'onde en plusieurs fronts d'ondes élémentaires et à déterminer leurs orientations respectives. Ces orientations, qui sont appelées pentes locales, correspondent à la mesure de la dérivée du front d'onde. L'intégration de cette mesure permet donc de reconstituer la forme du front d'onde. Une fois le front d'onde obtenu, il peut être décomposé en polynômes de Zernike, qui sont reliés aux aberrations. Il est aussi possible de calculer la fonction de transfert de modulation (FTM) et la fonction d'étalement du point (PSF en anglais : point spread function) du système optique considéré.

#### Analyseur de courbure

Ces systèmes [Roddier (1988)] sont plus spécifiquement adaptés à l'analyse de composante optiques. Lors de la propagation d'une onde depuis une optique imparfaite, les défauts optiques vont introduire un déphasage qui donne une variation d'intensité. Ils vont aussi modifier localement la focale de l'instrument. Si l'on observe un front d'onde dans un plan défocalisé (plan intra et extra focal) en déplaçant le capteur le long de l'axe optique, les déphasages vont modifier les taches d'Airy, qui auraient du être identiques si le front d'onde avait été parfait (illustré Fig. 1.11). Il est donc possible de comparer les images dans le plan intra et extra focal afin d'en déduire la carte de phase. Cette méthode est appelée analyseur de courbure. Un avantage est qu'on peut régler la sensibilité et la résolution spatiale par la position des plans défocalisés. Plus on est loin du point focal, plus la résolution est importante, mais cela se fait dépend de la sensibilité.

Pour simplifier la mise en œuvre de la méthode et obtenir simultanément l'intensité de deux images, certains fabricants ont eu l'idée d'utiliser une grille de diffraction spécifique (motifs paraboliques [Lyuboshenko (2009)]). Les images sont acquises sur une caméra située derrière la grille. On obtient donc deux images du faisceau incident sans qu'il soit

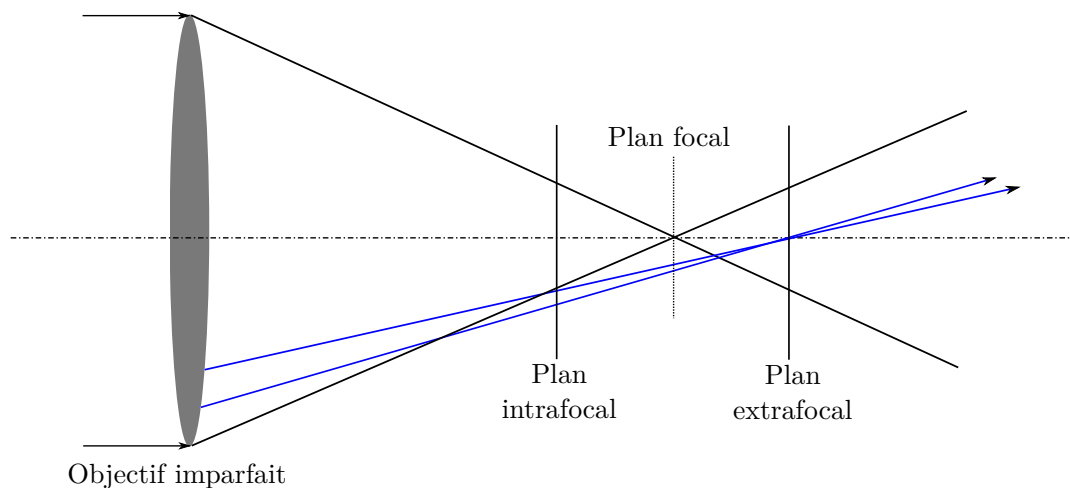


FIGURE 1.11 – Schéma de la mesure du front d'onde avec analyseur de courbure

nécessaire de déplacer la caméra. La résolution des analyseurs de courbure est plus élevée que celles des deux méthodes précédentes. Chaque pixel obtenu correspond en effet à un point de mesure et donc à une valeur de front d'onde.

Cependant la grille est conçue pour fonctionner à une longueur d'onde spécifique. D'autre part, il est nécessaire d'augmenter le flux lumineux incident afin de compenser la division du faisceau par la grille de diffraction. Cette méthode nécessite donc d'utiliser des éléments de diffraction complexes et très spécifiques.

L'utilisation d'un analyseur du front d'onde est plus adaptée au milieu industriel, par exemple, le contrôle des composants optiques (lentilles, objectifs), tête de lecture DVD, etc. Mais cette technique n'est pas ou très peu utilisée en imagerie.

### Analyseur de Shack-Hartmann

En 1970, Shack [[Shack and Platt \(1971\)](#)] a introduit une évolution du masque de Hartmann. Au lieu de placer un masque troué, il a utilisé une matrice de micro-lentilles. Cette matrice de micro-lentilles placée dans le plan d'analyse permet de décomposer le front d'onde en fronts d'ondes élémentaires. Chaque micro-lentille laisse passer une partie du faisceau en le concentrant sur le plan focal, où se trouve une caméra, et on analyse les taches lumineuses sur la caméra en repérant les positions. La position de chaque tache par rapport à l'origine de l'axe optique de chaque micro-lentille est proportionnelle à la pente locale du front d'onde incident. La détection des taches lumineuses et l'intégration de leurs déplacements dans le plan focal conduisent à une estimation instantanée du front d'onde, et on obtient donc la carte de phase recherchée.

La Figure 1.12 illustre le principe de la mesure du front d'onde avec l'analyseur de Shack-Hartmann. Un faisceau lumineux illumine la surface de l'objet observé. Les

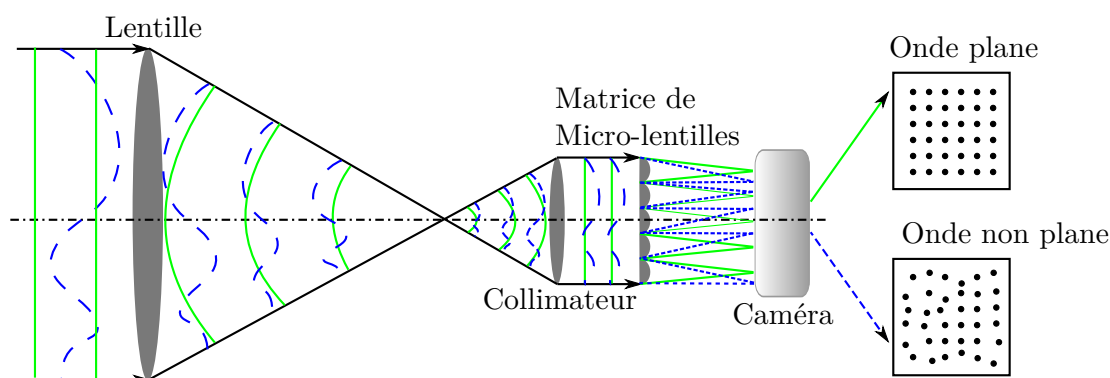


FIGURE 1.12 – Principe de la mesure du front d’onde avec l’analyseur de Shack-Hartmann

rayons réfléchis ou transmis par l’objet sont collimatés (par un collimateur). Ils sont décomposés ensuite en fronts d’ondes élémentaires par une matrice de micro-lentilles. Ces fronts d’ondes élémentaires sont focalisés sur la caméra CCD, on mesure leur position, et on analyse leur forme, ce qui fournit un grand nombre d’informations : le relief du composant, les aberrations éventuelles d’un faisceau laser etc.

L’analyseur de Shack-Hartmann se distingue notamment par sa sensibilité. Puisque les micro-lentilles concentrent le faisceau lumineux sur chaque tache du plan focal, il est possible de mesurer des fronts d’onde de faible intensité. Son analyse est très rapide, on peut arriver à plusieurs centaines de mesures par seconde en optique adaptative. Mais il souffre aussi d’un inconvénient, sa résolution spatiale est liée à la matrice de micro-lentilles. Le nombre de points d’analyse est relativement limité, et peu de systèmes dépassent  $128 \times 128$  points [Malacara (2007)], ce qui est limitant en imagerie.

### L’interférométrie à décalage multilatéral

L’interférométrie à décalage multilatéral est une autre méthode d’analyse de front d’onde. Le faisceau incident ne passe plus par un réseau de micro-lentilles, mais à travers un réseau de diffraction [Ronchi (1964)]. Ce réseau de diffraction génère des franges d’interférences sur le plan focal d’une caméra. Si le faisceau est parfaitement plan, l’image de diffraction enregistrée sur la caméra est un réseau de points réguliers, sinon ce réseau de points est déformé à cause des aberrations. En analysant ces déformations, on peut retrouver les dérivées de la phase spatiale. Après intégration de cette mesure, on obtient la carte de phase [Velghe et al. (2005)].

Dans une interférométrie à décalage multilatéral, le faisceau de référence est lui-même, ceci rend la mesure insensible aux vibrations. Pour une caméra de taille donnée, la résolution finale est supérieure à celle des analyseurs de Shack-Hartmann (on obtient typiquement  $250 \times 250$  (SID4 UV-HR) points de mesure, contre  $128 \times 128$  (HASO) pour le Shack-Hartmann), ce qui permet de l’utiliser dans les applications qui demandent une haute résolution, telle que l’imagerie.



Contrairement au Shack-Hartmann, l'interférométrie à décalage multilatéral autorise l'utilisateur à modifier la sensibilité et la dynamique de la mesure suivant ses besoins en variant la distance entre le plan du réseau et le plan du détecteur. Grâce à cette particularité, l'interférométrie à décalage multilatéral s'adapte à un grand nombre d'applications. En particulier, l'entreprise Phasics a développé un système appelé SID4bio [Bon et al. (2009)], qui permet d'observer des cellules vivantes sans marquage avec un échantillonnage de  $300 \times 400$  points de mesure.

### III Méthodes de reconstruction numérique

Le montage du MIPS sur lequel j'ai travaillé utilise l'holographie numérique. Cette section décrit les méthodes de reconstruction des hologrammes.

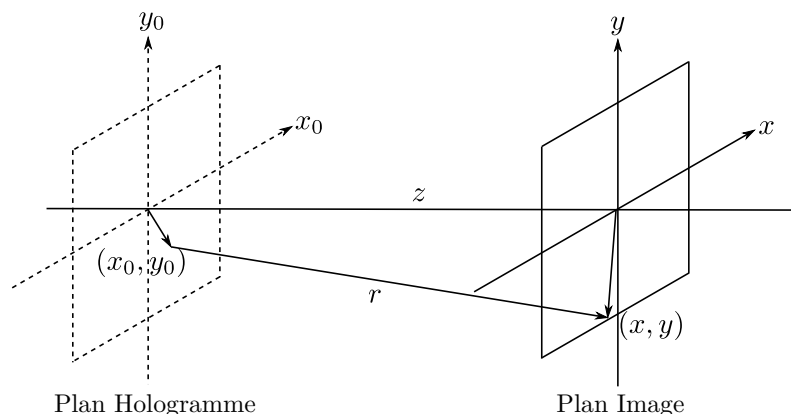


FIGURE 1.13 – Géométrie du plan hologramme et plan image

À l'aide d'un capteur CCD, nous pouvons enregistrer des hologrammes numériques que ce soit par holographie en ligne ou hors axe. Ces hologrammes sont reconstruits par des processus numériques basés sur la théorie de diffraction scalaire. Il existe plusieurs méthodes de reconstruction, parmi lesquelles la transformée de Fresnel [Kim (2010)], la convolution de Huygens [Kim (2010)] et le spectre angulaire [Goodman (2005)] sont les plus largement utilisés.

#### III.1 Convolution de Huygens

La Figure 1.13 représente la géométrie de la propagation d'une onde plane entre deux plans parallèles éloignés d'une distance  $z$ .

Le front d'onde dans le plan image  $U(x, y)$  s'écrit à l'aide du front d'onde dans le plan hologramme  $U(x_0, y_0)$  :

$$U(x, y) = \frac{1}{j\lambda} \iint U(x_0, y_0) \frac{e^{jkr}}{r} dx_0 dy_0 \quad \text{avec} \quad r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2} \quad \text{I-21}$$

Si nous faisons l'approximation de  $r \simeq z$  sur la partie dénominateur, l'équation (I-21) peut être réécrite sous la forme :

$$U(x, y) = \frac{1}{j\lambda z} \iint U(x_0, y_0) e^{jk\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+z^2}} dx_0 dy_0 \quad \text{I-22}$$

Cette équation est une convolution :

$$U(x, y) = U(x_0, y_0) \otimes H_{\text{Huygens}}(x_0, y_0)$$

dont le noyau de convolution est donné par :

$$H_{\text{Huygens}}(x, y) = \frac{1}{j\lambda z} e^{jk\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \quad \text{I-23}$$

D'un point de vue pratique, cette convolution peut aussi se calculer dans l'espace de Fourier :

$$U(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[U(x_0, y_0)]\mathcal{F}[H_{\text{Huygens}}(x_0, y_0)]\} \quad \text{I-24}$$

### III.2 Transformée de Fresnel

Avec l'approximation paraxiale, ou approximation de Fresnel, on pose  $r \simeq z + \frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2z}$ . L'équation. (I-21) peut être écrite sous la forme :

$$\begin{aligned} U(x, y) &= \frac{1}{j\lambda z} e^{jkz} \iint U(x_0, y_0) e^{j\frac{k}{2z}[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2]} dx_0 dy_0 \\ &= \frac{1}{j\lambda z} e^{jkz} e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \iint U(x_0, y_0) e^{j\frac{k}{2z}(x_0^2+y_0^2)} e^{j\frac{-k}{z}(x_0x+y_0y)} dx_0 dy_0 \\ &= 2\pi e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \mathcal{F}\{U(x_0, y_0) \frac{1}{j\lambda z} e^{j\frac{k}{2z}(x_0^2+y_0^2)}\} \end{aligned} \quad \text{I-25}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $z$  est la distance de reconstruction.  $U(x, y)$  peut être considéré comme une convolution de  $U(x_0, y_0)$

$$U(x, y) = 2\pi e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \mathcal{F}\{U(x_0, y_0) H_{\text{Fresnel}}(x - x_0, y - y_0)\} \quad \text{I-26}$$

avec le noyau de convolution  $H_{\text{Fresnel}}(x, y)$ , où :

$$H_{\text{Fresnel}}(x, y) = \frac{1}{j\lambda z} e^{jkz} e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \quad \text{I-27}$$

Par conséquent, la phase spatiale le long de la propagation est réduite à une phase quadratique dans l'approximation de Fresnel. Le terme  $e^{j\frac{2\pi z}{\lambda}}$  représente une phase constante correspondant à la propagation le long de l'axe  $z$ . Les composantes se propageant aussi dans les directions  $x$  et  $y$  sont affectées par un retard de phase  $e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)}$  qui est fonction de la direction de propagation.

### III.3 Spectre Angulaire

Une autre solution possible est l'utilisation du spectre angulaire. Le principe est de représenter la distribution du champ complexe d'une onde par une transformée de Fourier, les différentes composantes de cette transformée de Fourier pouvant être identifiées comme des ondes planes se propageant dans les différentes directions. L'amplitude complexe du champ en n'importe quel point peut alors être calculée en additionnant les contributions de ces ondes planes, en tenant compte des déphasages lors de leur propagation.

Considérant une onde plane se propageant dans la direction  $z$  et traversant un plan transversal  $(x, y)$ , l'amplitude du champ complexe de cette onde plane lors de la propagation est donnée par :

$$P(x, y, z) = e^{j\vec{k}\vec{r}} = e^{j(k_x x + k_y y)} e^{k_z z} \quad \text{avec} \quad k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad \text{I-28}$$

où  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde, avec  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\vec{k} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}$  (le  $\hat{\phantom{x}}$  signifie un vecteur unité).

Dans l'espace de Fourier, les fréquences  $(f_x, f_y)$  sont données par :

$$f_x = \frac{k_x}{2\pi}, f_y = \frac{k_y}{2\pi} \quad \text{I-29}$$

$U(x_0, y_0)$  représente le champ complexe au plan  $z = 0$ , la transformée de Fourier 2D de ce champ complexe est donnée par :

$$A(f_x, f_y; 0) = \mathcal{F}[U(x_0, y_0)] \quad \text{I-30}$$

Cette grandeur (I-30) est connue sous le nom de spectre angulaire de  $U(x_0, y_0)$ .

Considérant  $U(x, y; z)$  le champ complexe lors de sa propagation sur une distance  $z$ ,  $A(f_x, f_y; z)$  est le spectre angulaire de  $U(x, y; z)$ .

$U(x, y; z)$  peut être présenté par la formule suivante :

$$U(x, y; z) = \mathcal{F}^{-1}[A(f_x, f_y; z)] \quad \text{I-31}$$

Sachant que  $U$  satisfait l'équation de Helmholtz, soit :  $\nabla^2 U + k^2 U = 0$ ,  $A$  doit donc satisfaire l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2}{dz^2} A(f_x, f_y; z) + k_z^2 A(f_x, f_y; z) = 0 \quad \text{avec} \quad k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad \text{I-32}$$

Une solution de la formule (I-32) peut s'écrire comme :

$$A(f_x, f_y; z) = A(f_x, f_y; 0) e^{jk_z z} \quad \text{avec} \quad k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad \text{I-33}$$

Si  $k_x^2 + k_y^2 < k^2$ , la formule (I-33) montre que l'effet de la propagation est simplement un changement de phase relative des différentes composantes du spectre angulaire. Sachant que chaque composante se propage avec un angle différent, ceci introduit un déphasage relatif entre les composantes.

Si  $k_x^2 + k_y^2 > k^2$ , les composantes de l'onde sont atténuées exponentiellement durant la propagation. Ces composantes sont appelées ondes évanescentes.

Finalement, le champ complexe  $U(x, y; z)$  peut être trouvé à l'aide du spectre angulaire initial, grâce à une transformée de Fourier inverse de la formule (I-33), soit :

$$U(x, y; z) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[U(x_0, y_0)]H_{SA}(x, y)\} \quad \text{I-34}$$

avec :

$$H_{SA}(x, y) = e^{jk_z z} \text{circ}\left(\frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k}\right) \quad \text{avec} \quad k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad \text{I-35}$$

où la fonction circ limite la région d'intégration à l'intérieur de laquelle  $k_x^2 + k_y^2 < k^2$  est satisfait.

À noter que  $U(x, y, z)$  ne contient aucune composante du spectre angulaire au dessus de la fréquence de coupure de transmission. C'est la raison pour laquelle la résolution est toujours limitée pour un système d'imagerie conventionnel en champ lointain.

## IV Microscope tomographique diffractif

Certaines techniques de microscopie optique en transmission (contraste de phase [Zernike (1942), Burch and Stock (1942)], contraste interférentiel [Nomarski (1955)]) permettent d'observer des spécimens transparents en créant un contraste à partir des propriétés optiques du spécimen (variations de l'indice de réfraction). Cependant, le contraste étant relié de manière complexe à la distribution d'indice, ces techniques ne permettent pas une mesure directe et précise de cette grandeur [Haeberlé et al. (2010)].

Dans le cadre de la première approximation de Born, Wolf [Wolf (1969)] a établi un lien entre l'amplitude et la phase de l'onde diffractée par un objet semi-transparent et la distribution des indices optiques au sein de cet objet. Il a proposé une technique d'imagerie en deux étapes :

- Utiliser l'holographie pour enregistrer à la fois en amplitude et en phase l'onde diffractée par l'objet.
- Reconstruire numériquement la distribution des indices optiques dans l'objet en 3D.

À l'époque, l'absence des sources cohérentes (laser), de systèmes d'enregistrement simples et efficaces (CCD) et de moyen de calculs suffisants a limité l'intérêt de cette technique.

En raison du volume des données, cette technique a été jusqu'à présent peu explorée. Grâce à l'évolution de la puissance de calcul des ordinateurs (GPU), il est devenu récemment possible de calculer les reconstructions presque en temps réel [Bailleul et al. (2012)].

Depuis 2007, le laboratoire MIPS a travaillé sur le MTD. Basé sur le microscope holographique en lumière cohérente, combiné à une synthèse d'ouverture, le MTD est capable de fournir une résolution améliorée de l'objet observé en 3D par rapport à l'holographie classique.

### IV.1 Enregistrement de l'onde diffractée

La première étape de la méthode proposée par Wolf [Wolf (1969)] pour imager des objets semi-transparentes consiste donc à enregistrer le champ diffracté par l'objet à la fois en amplitude et en phase. L'holographie proposée par Gabor en 1949 [Gabor (1948)] répond à ce besoin. Son principe consiste à utiliser un faisceau de référence connu interférant avec le champ objet que l'on cherche à enregistrer.

Considérant que le faisceau de référence  $U_r$  est utilisé pour créer un motif d'interférence avec le champ résultant  $U$  ( $U = U_i + U_d$ , avec  $U_i$  : faisceau d'incidence,  $U_d$  : onde diffractée par l'objet), les motifs d'interférences peuvent alors être enregistrés en intensité sur un capteur CCD. L'intensité est exprimée par :

$$I_H(x, y) = \underbrace{|U_r(x, y)|^2 + |U(x, y)|^2}_{\text{Ordre 0}} + \underbrace{U_r(x, y)^* U(x, y)}_{\text{Ordre objet}} + \underbrace{U(x, y)^* U_r(x, y)}_{\text{Ordre objet conjugué}} \quad \text{I-36}$$

La formule (I-36) permet de différencier trois composantes : un ordre zéro, un ordre objet et un ordre objet conjugué. Dans cette équation, c'est le terme correspondant à l'onde objet qui permet de remonter à l'information souhaitée. Il existe plusieurs méthodes pour isoler ce terme dont l'holographie en ligne et l'holographie hors axe. Déjà présentée dans la section II.1, l'holographie en ligne est simple à mettre en œuvre mais les champs d'applications sont limités en raison des conditions imposées sur la nature de l'objet (épaisseur faible, objet fixe durant les différents enregistrements nécessaires à cette technique, voir IV.2). L'holographie hors-axe permet d'enregistrer le champ objet avec un seul hologramme mais l'opération de filtrage spatial nécessaire limite le champ d'observation. Puisque notre système est basé sur la première approximation de Born, on considère que l'objet est faiblement diffractant. L'holographie en ligne est alors bien adaptée à notre besoin. C'est la technique qui avait été utilisée sur le montage initial du MIPS.

L'onde de référence est séparée de l'onde d'illumination qui peut être considérée comme une porteuse modulant le signal transmis par l'onde diffractée. En démodulant le signal, l'amplitude complexe de l'onde objet peut être retrouvée. Nous utilisons l'interférométrie à décalage de phase pour faire la démodulation.

## IV.2 Interférométrie à décalage de phase

Le principe de l'interférométrie à décalage de phase consiste à enregistrer une série d'interférogrammes en introduisant un décalage connu sur la phase de l'onde de référence [Yamaguchi and Zhang (1997)].

Ces décalages impliquent une variation des figures d'intensité enregistrées pour chaque interférogramme. Par conséquent, pour chaque interférogramme de la série, ce décalage de phase permet de déduire la phase relative entre l'onde diffractée et l'onde de référence, et ceci en chaque point de mesure sur le capteur matriciel (CCD).

En général, dans un interférogramme, les expressions de l'onde de référence et de l'onde d'objet sont écrites respectivement :

$$\begin{aligned} W_r(x, y, t) &= a_r(x, y) e^{i[\phi_r(x, y) - \psi]} \\ W_o(x, y, t) &= a_o(x, y) e^{i\phi_o(x, y)} \end{aligned} \quad \text{I-37}$$

où  $a_r(x, y)$  et  $a_o(x, y)$  sont les amplitudes,  $\phi_r(x, y)$  et  $\phi_o(x, y)$  sont les phases, et  $\psi$  est le décalage de phase qui est introduit entre les deux ondes. L'intensité est donnée par :

$$I(x, y, t) = |(W_r(x, y, t) + W_o(x, y, t))|^2 \quad \text{I-38}$$

où

$$I(x, y, t) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi_o(x, y) - \phi_r(x, y) + \psi] \quad \text{I-39}$$

et  $I'(x, y) = a_r(x, y)^2 + a_o(x, y)^2$  est l'intensité moyenne, et  $I''(x, y) = 2a_r(x, y)a_o(x, y)$  est la modulation d'intensité. Si on définit  $\phi(x, y)$  comme la différence de phase entre  $\phi_o(x, y)$  et  $\phi_r(x, y)$ , on obtient :

$$I(x, y, t) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y) + \psi] \quad \text{I-40}$$

qui est l'équation fondamentale pour l'interférométrie à décalage de phase. L'intensité en chaque point varie comme une fonction sinusoidale du décalage de phase  $\psi$  avec une différence donnée par la phase recherchée  $\phi(x, y)$ .

Il existe plusieurs méthodes pour estimer le front d'onde à partir d'un système à décalage de phase [Malacara (2007)]. En théorie, trois hologrammes suffisent, mais la méthode la plus classique prend en compte une série de quatre hologrammes pour lesquelles la phase de l'onde de référence est décalée de  $\pi/2$  ( $\lambda/4$ ).

$$\psi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2; \quad \text{I-41}$$

L'intensité pour chaque hologramme est donc exprimée en utilisant la formule (I-40), qui donne :

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y)], \\ I_2(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y) + \pi/2], \\ I_3(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y) + \pi], \\ I_4(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y) + 3\pi/2]. \end{aligned} \quad \text{I-42}$$

Le terme d'intensité  $I'(x, y)$  est éliminé par combinaison linéaire :

$$\begin{aligned} I_4 - I_2 &= 2I''(x, y) \sin[\phi(x, y)] \\ I_1 - I_3 &= 2I''(x, y) \cos[\phi(x, y)] \end{aligned} \quad \text{I-43}$$

On peut alors écrire :

$$\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} = \frac{\sin[\phi(x, y)]}{\cos[\phi(x, y)]} = \tan[\phi(x, y)] \quad \text{I-44}$$

et la phase  $\phi(x, y)$  est calculée simplement par :

$$\phi(x, y) = \arctan\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right) \quad \text{I-45}$$

D'après la formule (I-43),

$$\begin{aligned} I''(x, y) &= \frac{(I_4 - I_2)}{2 \sin[\phi(x, y)]} \\ I''(x, y) &= \frac{(I_1 - I_3)}{2 \cos[\phi(x, y)]} \end{aligned} \quad \text{I-46}$$

On sait que  $I''(x, y) = 2a_r(x, y)a_o(x, y)$ , il vient alors :

$$\begin{aligned} 2a_r(x, y)a_o(x, y) &= \frac{(I_4 - I_2)}{2 \sin[\phi(x, y)]} \\ 2a_r(x, y)a_o(x, y) &= \frac{(I_1 - I_3)}{2 \cos[\phi(x, y)]} \end{aligned} \quad \text{I-47}$$

l'amplitude  $a_o(x, y)$  est donc donnée par :

$$a_o(x, y) = \frac{\sqrt{(I_4 - I_2)^2 + (I_1 - I_3)^2}}{4a_r(x, y)} \quad \text{I-48}$$

La qualité de la restitution de  $a_o(x, y)$  dépend donc de la connaissance de  $a_r(x, y)$ . Les conditions expérimentales entraînent souvent une erreur sur  $a_r(x, y)$ , ce qui produit donc des erreurs dans le calcul de  $a_o(x, y)$ . Il existe cependant des méthodes numériques qui permettent de corriger le front d'onde final en prenant en compte ces erreurs [Charrière et al. (2006)].

### IV.3 Reconstruction de l'objet

L'holographie à décalage de phase permet donc d'obtenir l'amplitude  $a_o(x, y)$  et la phase  $\phi(x, y)$  du champ diffracté par l'objet. L'étape suivante consiste donc à reconstruire numériquement la fonction objet.

La solution proposée pour une reconstruction tomographique est basée sur l'optique de Fourier [Wolf (1969), Born and Wolf (1999), Goodman (2005)] : le champ 2D enregistré contient des fréquences objet dans le domaine de Fourier. Cette théorie est valide si l'objet est faiblement diffractant.

Considérons  $\mathbf{U}_i$  une onde plane monochromatique qui se propage selon le vecteur  $\mathbf{k}_i$ . L'expression de  $\mathbf{U}_i$  à la position pointée par le vecteur  $\mathbf{r}$  est donnée par :

$$\mathbf{U}_i(\mathbf{r}) = e^{ik_s \mathbf{r}} \text{ avec } k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ et } s_0 = (m_0, p_0, q_0) \quad \text{I-49}$$

On considère que l'objet est transparent ou semi-transparent. Le champ résultant  $\mathbf{U}(\mathbf{r})$  est alors considérée comme la somme du champ incident  $\mathbf{U}_i(\mathbf{r})$  et du champ diffracté par l'objet  $\mathbf{U}_d(\mathbf{r})$ , soit :

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}) = \mathbf{U}_i(\mathbf{r}) + \mathbf{U}_d(\mathbf{r}) \quad \text{I-50}$$

D'autre part, ce champ  $\mathbf{U}(\mathbf{r})$  satisfait l'équation de Helmholtz, soit :

$$\nabla^2 \mathbf{U}(\mathbf{r}) + k^2 n^2(\mathbf{r}) \mathbf{U}(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{I-51}$$

où  $n(\mathbf{r})$  représente l'indice de réfraction complexe du milieu à l'intérieur duquel la lumière se propage. Pour simplifier, on considère que l'objet est placé au sein d'un milieu d'indice  $n = 1$ . Sachant que  $\mathbf{U}_i(\mathbf{r})$  satisfait aussi à l'équation de Helmholtz, soit :

$$\nabla^2 \mathbf{U}_i(\mathbf{r}) + k^2 \mathbf{U}_i(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{I-52}$$



d'après les formules (I-50), (I-51) et (I-52), on obtient :

$$\nabla^2 \mathbf{U}_d(\mathbf{r}) + k^2 n^2(\mathbf{r}) \mathbf{U}_d(\mathbf{r}) = -k^2 (n^2(\mathbf{r}) - 1) \mathbf{U}_i(\mathbf{r}) \quad \text{I-53}$$

soit :

$$\nabla^2 \mathbf{U}_d(\mathbf{r}) + k^2 \mathbf{U}_d(\mathbf{r}) = \underbrace{-k^2 (n^2(\mathbf{r}) - 1)}_{O(\mathbf{r})} \mathbf{U}(\mathbf{r}) \quad \text{I-54}$$

où  $-k^2(n^2(\mathbf{r}) - 1)$  représente la distribution d'indice au sein de l'objet  $O(\mathbf{r})$ . Il faut résoudre cette équation afin de retrouver l'objet  $O$ . Le terme de droite peut être identifié comme une source et le terme de gauche comme le champ résultant de la propagation de cette source. La fonction de Green [Morse and Feshbach (1953)] peut être utilisée pour résoudre cette équation.

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{e^{jkR}}{4\pi R} \text{ avec } R = \|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\| \quad \text{I-55}$$

Notons bien que  $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  est une solution particulière pour l'équation (I-54) dans le cas d'une inhomogénéité ponctuelle  $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ . Le terme de droite de cette équation peut s'écrire sous la forme d'une somme d'impulsions, autrement dit une somme d'inhomogénéités ponctuelles :

$$O(\mathbf{r})\mathbf{U}(\mathbf{r}) = \iiint O(\mathbf{r}')\mathbf{U}(\mathbf{r}')\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')d^3\mathbf{r}' \quad \text{I-56}$$

En remplaçant  $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  par  $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ , le champ résultant de cette somme de sources peut être vu comme une convolution de la source par la réponse impulsionnelle, soit :

$$\mathbf{U}_d(\mathbf{r}) = \iiint G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')O(\mathbf{r}')\mathbf{U}(\mathbf{r}')d^3\mathbf{r}' \quad \text{I-57}$$

De plus, on sait que  $\mathbf{U}(\mathbf{r}) = \mathbf{U}_i(\mathbf{r}) + \mathbf{U}_d(\mathbf{r})$ , donc :

$$\mathbf{U}_d(\mathbf{r}) = \iiint G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')O(\mathbf{r}')\mathbf{U}_i(\mathbf{r}')d^3\mathbf{r}' + \iiint G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')O(\mathbf{r}')\mathbf{U}_d(\mathbf{r}')d^3\mathbf{r}' \quad \text{I-58}$$

Dans le cadre de la première approximation de Born, pour les objets faiblement diffractants, l'amplitude de l'onde diffractée  $\mathbf{U}_d$  est beaucoup plus faible que l'amplitude de l'onde d'illumination  $\mathbf{U}_i$ , soit  $\|\mathbf{U}_d\| \ll \|\mathbf{U}_i\|$ . On néglige alors le deuxième terme de la formule (I-58) et la relation s'écrit alors :

$$\mathbf{U}_d(\mathbf{r}) = \iiint G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')O(\mathbf{r}')\mathbf{U}_i(\mathbf{r}')d^3\mathbf{r}' \quad \text{I-59}$$

En considérant que  $r(x, y, z)$  et  $r'(x', y', z')$  sont des vecteurs de position pointant respectivement hors et dans l'objet et que la fonction de Green  $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  peut être décomposée sur une base d'ondes planes 2D, il vient alors :

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{jk}{2\pi} \iint \frac{1}{m} e^{jk[p(x-x') + q(y-y') + m(z-z')]} dpdq \quad \text{I-60}$$

avec

$$m = \begin{cases} \sqrt{1 - (p^2 + q^2)} & \text{si } p^2 + q^2 \leq 1 \\ \sqrt{(p^2 + q^2) - 1} & \text{si } p^2 + q^2 > 1 \end{cases} \quad \text{I-61}$$

où  $(p, q, m)$  représentant les composantes unitaires du vecteur d'onde diffractée  $\mathbf{k}_d = (u, v, w) = \|\mathbf{k}_d\|(p, q, m)$ .

La formule (I-61) est liée à la condition d'élasticité :

$$|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_d| = k \quad \text{I-62}$$

Cette condition permet de retrouver les trois composantes du vecteur d'onde diffractée.

D'après Wolf (1969), pour le point  $r(x, y, z)$  hors de l'objet, on peut écrire :

$$\mathbf{U}_d(\mathbf{r}) = \iint A(p, q; p_0, q_0) e^{jk(px+qy+mz)} dpdq \quad \text{I-63}$$

où  $A(p, q; p_0, q_0)$  est l'amplitude du champ qui est produit aux coordonnées  $(p, q, m)$  par une source ponctuelle d'amplitude unité aux coordonnées objet  $(p_0, q_0, m_0)$ . D'après la formule (I-63),  $U_d$  dans le plan de détection P tel que  $z = z_c$  est donné par :

$$\mathbf{U}_d(x, y, z_c) = e^{jkmz_c} \iint A(p, q; p_0, q_0) e^{jk(px+qy)} dpdq \quad \text{I-64}$$

où l'on peut identifier la transformée de Fourier 2D inverse de  $A(p, q; p_0, q_0)$  selon les variables  $x$  et  $y$ . Cette identification permet d'écrire la relation entre les transformées de Fourier de  $O$  et  $\mathbf{U}_d$  pour le plan P :

$$\mathcal{F}\{O(\alpha, \beta, \gamma)\} = \frac{i\omega}{\pi} e^{i\omega z_c} \mathcal{F}\{\mathbf{U}_d(u, v, z_c)\} \quad \text{I-65}$$

avec :

$$\alpha = u - kp_0, \beta = v - kq_0, \gamma = \pm\omega - km_0 \text{ et } \omega = \sqrt{\pm(k^2 - (u^2 + v^2))} \quad \text{I-66}$$

conformément à la formule (I-61).

D'après la formule (I-66),  $k^2 = u^2 + v^2 + \omega^2$ . On en déduit que dans le domaine de Fourier, les composantes du vecteur de diffraction  $\mathbf{k}_d$  décrivent une sphère de rayon  $k$ , cette sphère est généralement connue sous le nom de sphère d'Ewald. Selon la position du plan du détecteur, il sera possible d'enregistrer soit la partie transmise, soit la partie réfléchie du champ diffracté.

La Figure 1.14 en présente le principe. Le vecteur  $\mathbf{k}_i$  de l'onde d'illumination oriente l'axe  $z$ . La zone côté droit de l'objet est la partie transmise où l'onde diffractée se propage dans le sens des  $z$  croissants. La zone côté gauche de l'objet est la partie réfléchie où l'onde diffractée se propage dans le sens des  $z$  décroissants. Si le plan de détection  $z_c$  se situe dans la zone côté droit de l'objet ( $z_c > 0$ ), les composantes seront la moitié droite de la sphère d'Ewald (composantes transmises). Si le plan de détection  $z_c$  se situe dans

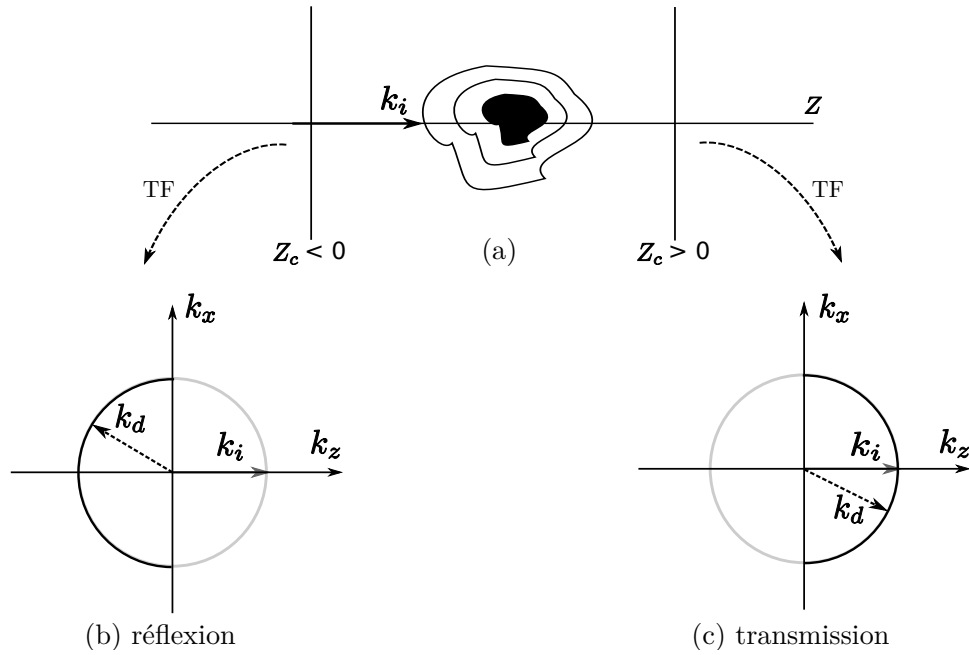


FIGURE 1.14 – Schéma présentant la détection de l’onde diffractée selon la position de plan P en coupe 2D. (a) : les composantes transmises ou réfléchies de l’onde diffractée. (b,c) : le support des composantes dans le domaine de Fourier, la moitié gauche de la sphère d’Ewald en réflexion, la moitié droite de la sphère d’Ewald en transmission.

la zone côté gauche de l’objet ( $z_c < 0$ ), les composantes seront donc la moitié gauche de la sphère d’Ewald (composantes réfléchies).

Dans le domaine de Fourier, la relation entre un vecteur objet  $\mathbf{k}_o$ , l’onde diffractée  $\mathbf{k}_d$  et l’onde incidente  $\mathbf{k}_i$  est donnée par :

$$\mathbf{k}_o = \mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i \quad \text{I-67}$$

La Figure 1.15 montre la reconstruction du support des composantes de l’objet selon la formule (I-66). Selon que l’on considère les composantes transmises ou réfléchies de l’onde diffractée, on ne reconstruit pas le même support.

En résumé, lorsqu’une onde plane cohérente incidente de vecteur  $\mathbf{k}_i$  illumine un objet  $O(x, y, z)$ , la transformée de Fourier 2D du champ diffracté par l’objet pris dans un plan  $Z_c$  donne les valeurs de la transformée de Fourier 3D de l’objet  $\mathcal{F}\{O(\alpha, \beta, \gamma)\}$  sur une surface décrivant une demi-sphère de rayon  $k$  et de centre  $-\mathbf{k}_i$ .

Les  $\mathbf{k}$  vecteurs sont liés aux fréquences spatiales par le rapport  $2\pi$ . D’après la formule (I-66), on obtient la relation suivante dans le domaine de Fourier :  $\mathbf{f}_o = \mathbf{f}_d - \mathbf{f}_i$ , où  $\mathbf{f}_o = \frac{\mathbf{k}_o}{2\pi}$  représente la fréquence spatiale de la permittivité de l’objet,  $\mathbf{f}_d = \frac{\mathbf{k}_d}{2\pi}$  représente

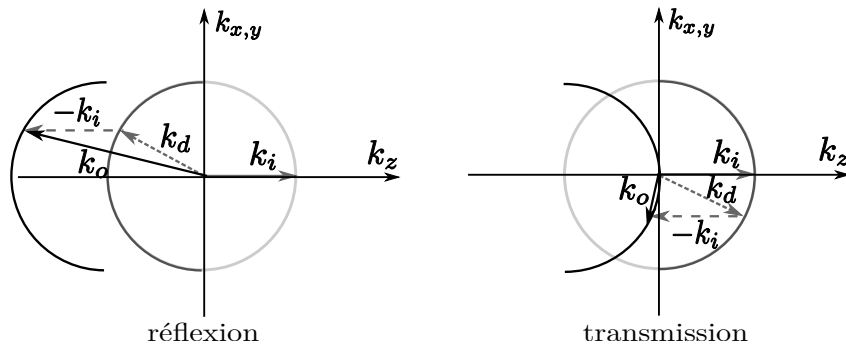


FIGURE 1.15 – Reconstruction du support des composantes de l’objet. À gauche : en réflexion, à droite : en transmission.

la fréquence spatiale de l’onde diffractée,  $\mathbf{f}_i = \frac{\mathbf{k}_i}{2\pi}$  représente la fréquence spatiale de l’onde d’illumination.

Il existe de plus un lien direct entre la dimension du support de fréquences et la résolution : plus le support de fréquences est étendu, meilleure est la résolution.

#### IV.4 Techniques d’amélioration de la résolution

Dans la section précédente, j’ai présenté le principe d’une méthode qui permet de reconstruire la distribution d’incidence optique au sein d’un objet. L’holographie classique est basée sur une seule incidence d’illumination fixée. En conséquence, les composantes mesurées ne permettent pas d’obtenir un support de fréquences suffisant et la résolution est limitée, en particulier en 3D [Lauer (2002), Debailleul et al. (2009)].

La Figure 1.16 présente une diatomée reconstruite en microscope holographique avec une seule incidence fixée. La résolution latérale est acceptable (on reconnaît la diatomée), mais la résolution longitudinale est très mauvaise.

Il existe plusieurs moyens pour élargir le support de fréquences afin d’augmenter la bande passante du système d’imagerie. On pourra trouver dans [Haeberlé et al. (2010)] un descriptif détaillé de ces différentes méthodes. Je décris simplement ici les plus classiques, qui sont la rotation de l’objet lui-même, le changement de la longueur d’onde d’illumination et la rotation d’illumination.

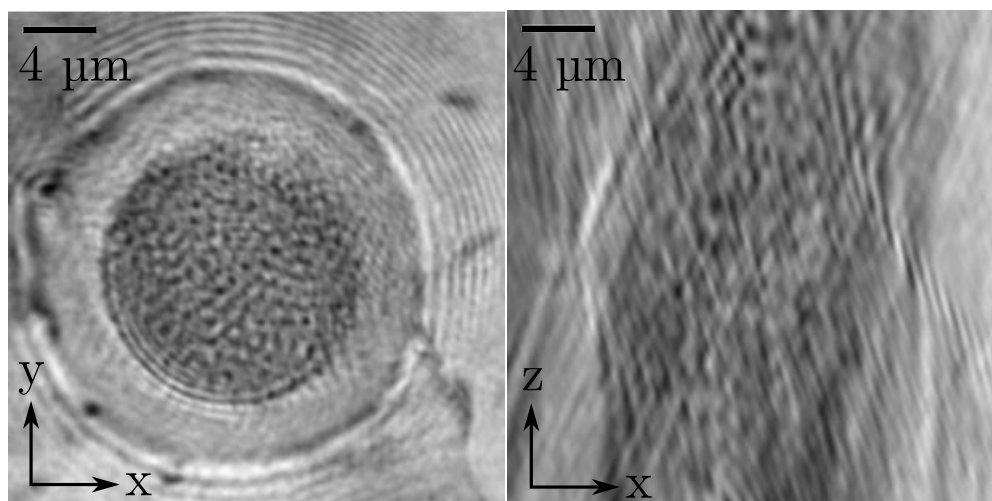


FIGURE 1.16 – Diatomée reconstruite en microscope holographique. Résolution limitée, à gauche : latérale, à droite : longitudinale.

### Rotation de l'objet

Une première possibilité pour élargir le support de fréquences consiste à faire tourner l'objet lui-même. En raison de la symétrie circulaire du support de fréquences selon l'axe  $z$  (Fig. 1.14), la rotation de l'objet selon cet axe ne présente aucun d'intérêt. Par contre, la rotation de l'objet selon l'axe  $x$  ou l'axe  $y$  permet d'obtenir d'autres fréquences tel qu'indiqué sur la Figure 1.17(a). Les figures 1.17(b) et 1.17(c) montrent un support de fréquences complet lors d'une rotation de l'objet selon l'axe  $y$ , il est évident que le support de fréquences est sensiblement élargi.

Vertu et al. (2009) ont montré que la rotation de l'objet permet d'obtenir un support de fréquences élargi par rapport à l'holographie classique, mais il subsiste un ensemble de fréquences manquantes sur l'OTF appelé "missing apple-core" par ces auteurs, selon l'axe de rotation  $y$  (Fig. 1.17(b)). Ceci a été confirmé récemment [Lin and Cheng (2014)], à l'aide d'une expérience équivalente, où l'échantillon est fixe et l'interféromètre est monté sur une platine de rotation. Une variante [Ding et al. (2014)] consiste à reconstruire certains paramètres du spécimen en faisant des hypothèses sur sa forme. On obtient alors une meilleure précision qu'avec une reconstruction directe.

Cette technique est maintenant étudiée au laboratoire MIPS dans le cadre de la thèse de Jonathan Bailleul (en préparation).

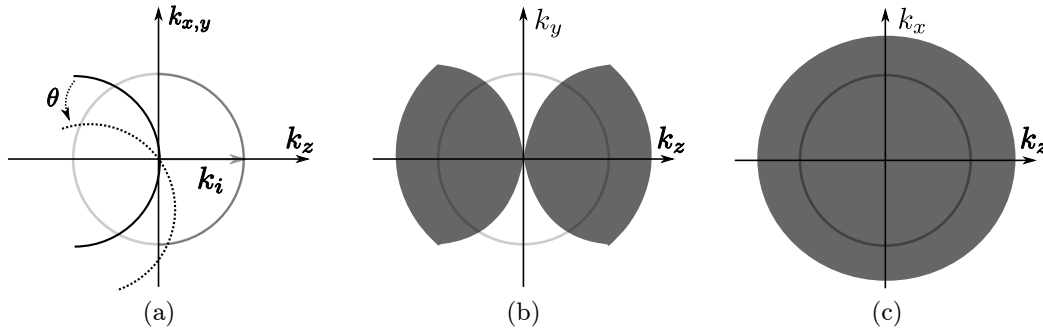


FIGURE 1.17 – (a) : schéma en coupe 2D illustrant que la rotation de l’objet d’un angle  $\theta$  selon un axe induit une rotation du support de fréquences du même angle en transmission. (b)(c) : support accessible lors d’une rotation complète de l’objet, en coupe 2D selon le plan  $k_y, k_z$  en (b) et le plan  $k_x, k_z$  en (c).

### Changement de la longueur d’onde d’illumination

Nous avons vu que le rayon du support de fréquences  $k$  est lié à la longueur d’onde d’illumination ( $k = 2\pi/\lambda$ ). En diminuant la longueur d’onde, nous pouvons donc obtenir un support de fréquences avec un rayon plus grand. Il est donc possible d’obtenir des nouvelles fréquences afin d’élargir le support.

La Figure 1.18(a) présente le support objet en transmission pour deux longueurs d’onde d’illumination. La Figure 1.18(b) montre la partie du support élargi en doublant le rayon et avec un changement continu de la longueur d’onde d’illumination, par exemple de 400 à 800 nm dans le visible. Cette méthode a été proposée par Dandliker et Weiss [Dändliker and Weiss (1970)].

Cette technique semble cependant peu adaptée au MTD en transmission car le support de fréquences est peu étendu, et il est difficile de disposer de sources cohérentes couvrant une gamme spectrale très large. Cette technique a été étudiée par Montfort [Montfort et al. (2006)] en réflexion. La Figure 1.18(c) montre le spectre de fréquences accessibles en réflexion. Récemment, une autre approche en lumière blanche a été étudiée par Kim [Kim et al. (2014)] en transmission. Cette méthode a l’avantage de ne pas nécessiter de source cohérente, mais repose sur une reconstruction numérique plus complexe.

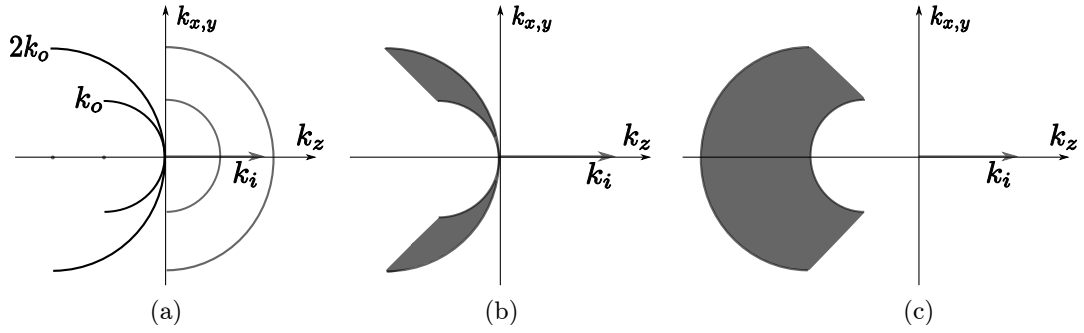


FIGURE 1.18 – Schéma en coupe 2D selon le plan  $k_{x,y}, k_z$  illustrant le changement de la longueur d’onde. (a) : différentes valeurs de  $k_i$ . (b) : support élargi avec une variation continue de la longueur d’onde en transmission. (c) : support élargi avec une variation continue de la longueur d’onde en réflexion.

### Rotation d’illumination

Une autre méthode consiste à faire varier l’angle du faisceau d’illumination en maintenant l’objet et le détecteur fixés [Choi et al. (2007), Lauer (2002), Debailleul et al. (2008), Simon (2007)]. Pour chaque faisceau d’illumination incident, nous pouvons enregistrer une demi-sphère d’Ewald. Si nous avons plusieurs faisceaux d’illumination selon différentes directions, nous pouvons obtenir un support de fréquences élargi.

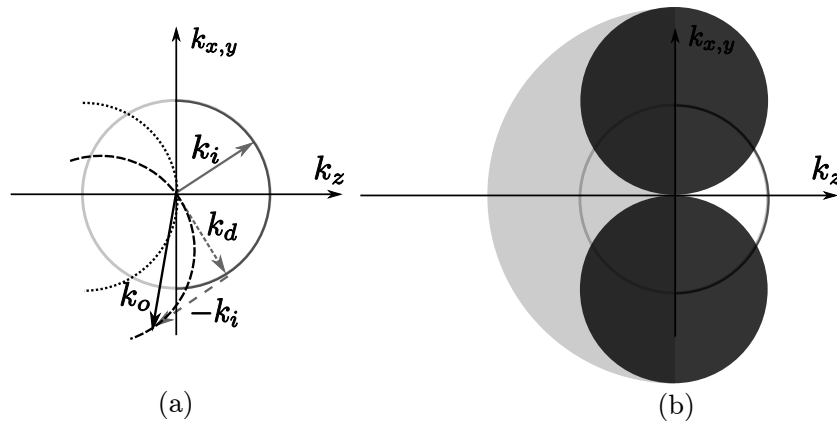


FIGURE 1.19 – Schéma en coupe 2D des composantes transmises ou réfléchies du champ diffusé selon le plan  $k_{x,y}, k_z$ . (a) : support objet en pointillé pour une incidence d’illumination normale, support objet en tiret pour une incidence d’illumination inclinée. (b) : support objet complet en variant le faisceau d’illumination entre  $-\pi/2$  et  $\pi/2$ , transmission (gris foncé), réflexion (gris clair).

La Figure 1.19(a) illustre l’effet du changement de l’incidence du faisceau d’illumination et l’obtention d’un nouveau support de fréquences. La Figure 1.19(b) montre l’ensemble du support obtenu en inclinant le faisceau d’illumination entre  $-\pi/2$  et  $\pi/2$ .

Le support en transmission est présenté en gris foncé et le support en réflexion est présenté en gris clair. Nous pouvons obtenir un support de fréquences élargi de façon significative en changeant la direction d'illumination. Nous pouvons aussi noter les fréquences manquantes selon l'axe longitudinal en transmission et les basses fréquences manquantes en réflexion.

Cette méthode de la rotation de l'illumination semble la plus efficace pour remplir l'espace de Fourier, tout en maintenant le spécimen microscopique fixe.

## IV.5 Influence de l'ouverture numérique

Jusqu'à présent, on a considéré une détection sur un angle solide de  $2\pi$  stéradian. Dans la pratique, l'angle de détection maximal apporte une contrainte angulaire sur les composantes du champ diffracté enregistrées. Pour l'objectif que nous utilisons en microscopie, cette contrainte angulaire est reliée à l'ouverture numérique de la détection ( $NA_{\text{obj}}$ ). Les composantes du champ diffracté détectées ne correspondent plus à une demi-sphère, mais à une calotte de sphère telle que présentée dans la Figure 1.20(a). Dans le cas où l'on considère une rotation d'illumination, à cause de l'utilisation d'un condenseur en microscopie, une contrainte angulaire d'illumination existe aussi, et elle est reliée à l'ouverture numérique du condenseur ( $NA_{\text{cond}}$ ). L'incidence d'illumination est limitée par un angle  $\theta$  illustré figure 1.20(b).

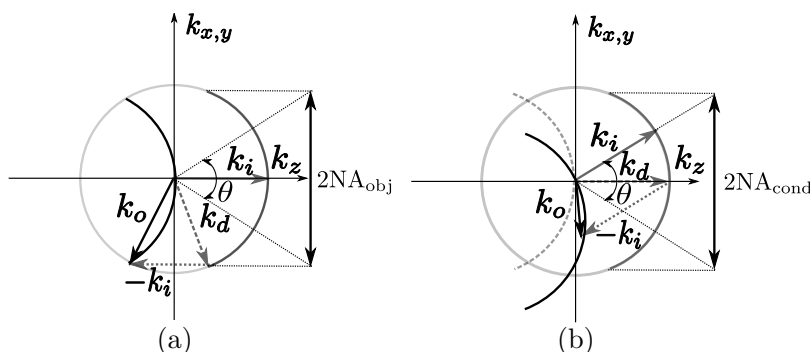


FIGURE 1.20 – Schéma en coupe 2D, selon le plan  $k_{x,y}, k_z$ . À gauche : le support objet obtenu en transmission par les composantes du champ diffracté est une calotte de sphère en raison de l'ouverture numérique de l'objectif. À droite : la direction d'illumination est limitée dans un angle  $\theta$  à cause d'ouverture numérique du condenseur.

L'ensemble des supports objets avec les contraintes d'ouverture numérique à l'illumination et à la détection, en transmission et en réflexion, est présenté sur figure 1.21. On considère une ouverture numérique d'illumination du condenseur ( $NA_{\text{cond}} = 1,4$ ), une ouverture numérique de détection de l'objectif ( $NA_{\text{obj}} = 1,4$ ), un indice de l'huile d'immersion de 1.515. L'angle d'incidence est alors limité par :  $\theta_{\text{illu}} \leq \arcsin \frac{NA}{n}$ , soit  $67,5^\circ$ , de même que l'angle de détection  $\theta_{\text{det}} = \theta_{\text{illu}}$ .



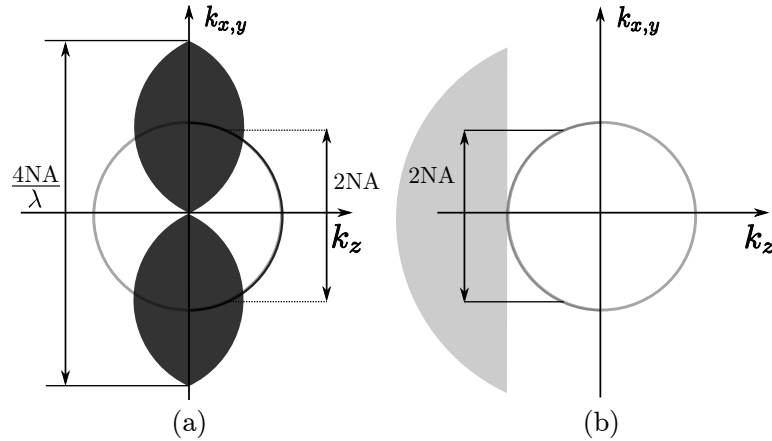


FIGURE 1.21 – Schéma en coupe 2D, selon le plan  $k_{x,y}, k_z$ , de l'ensemble du support objet avec les contraintes d'ouverture numérique d'illumination et de détection. À gauche : le support objet obtenu en transmission. À droite : le support objet obtenu en réflexion.

D'après la Figure 1.21, l'extension des supports de fréquences latérales et longitudinales est donnée par Lauer (2002) :

$$\begin{aligned} \Delta f_{x,y} &= \frac{4NA}{\lambda} \\ \Delta f_z &= \frac{2n}{\lambda} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{NA^2}{n^2}} \right) \end{aligned} \quad \text{I-68}$$

L'extension du support de fréquences permet au microscope tomographique d'avoir une résolution bien meilleure qu'en holographie. La Figure 1.22 montre la même diatomée que la Figure 1.16, observée en MTD. On note la meilleure résolution latérale (les alvéoles sont résolues) mais surtout on reconnaît maintenant la forme de la diatomée sur la vue longitudinale. Sur la Figure 1.21, on reconnaît les mêmes supports de fréquences que pour un microscope classique en transmission ou en réflexion. Or, il a été démontré [Debailleul et al. (2009), Sarmis et al. (2010)] que le MTD avait une meilleure résolution finale. Ceci s'explique par la transmission des fréquences, qui est meilleure, et non par la taille du support de fréquences, qui est la même.

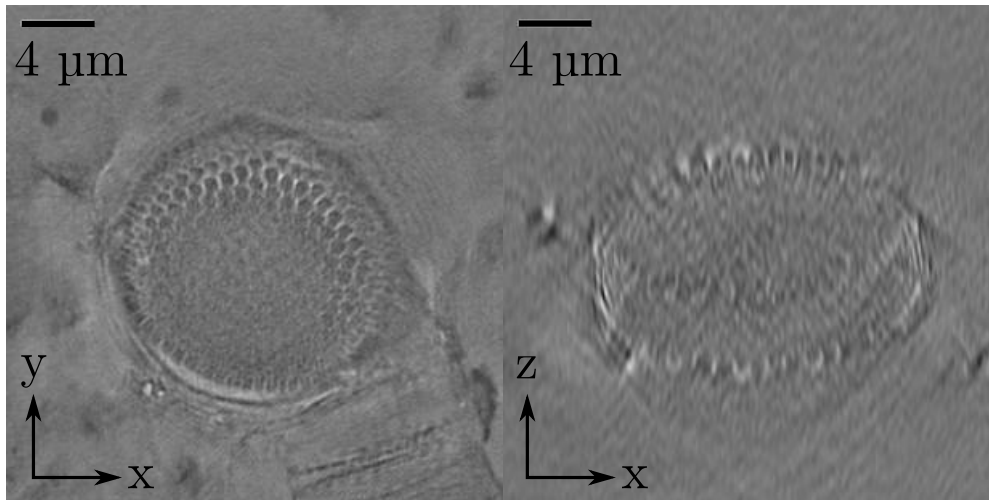


FIGURE 1.22 – Diatomée reconstruite en MTD. Résolution améliorée par rapport au microscope holographique (voir Fig. 1.16). À gauche : latérale, à droite : longitudinale.

La Figure 1.23 compare la fonction de transfert optique en transmission des microscopes holographiques, tomographiques et classiques (en une dimension pour plus de simplicité). Dans les mêmes conditions (condenseur, objectif et longueur d'onde), les hautes fréquences sont beaucoup atténuées pour un microscope conventionnel incohérent (pointillé). Elles sont non atténuées en microscopie holographique mais avec un support moins étendu (trait plein). L'OTF du microscope tomographique (tiret) est deux fois plus large que l'OTF du microscope holographique. Elle a donc la même extension que l'OTF du microscope classique, mais sans l'atténuation aux hautes fréquences. Ceci explique la meilleure résolution latérale de cet instrument.

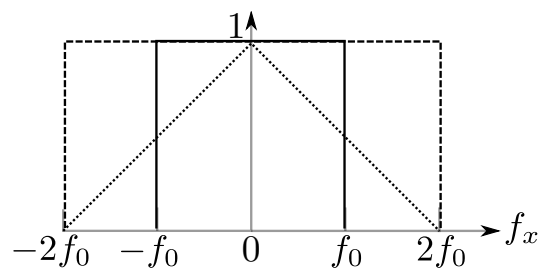


FIGURE 1.23 – Comparaison de la fonction de transfert optique entre microscope incohérent (en pointillé), microscope holographique (en trait plein) et microscope tomographique (en tiret), en une dimension.

## Résumé

Dans ce chapitre, j'ai rappelé les théories de base sur l'imagerie cohérente et l'imagerie incohérente dans la première section, et leurs différences, notamment leurs fonctions de transfert optique, la résolution au sens de Rayleigh et les effets de bord. J'ai présenté les différentes techniques de mesure de la phase, ainsi que leurs avantages et inconvénients, en insistant sur l'holographie, notre expérience étant basée sur cette technique. J'ai décrit ensuite les différentes techniques de reconstruction numérique des hologrammes enregistrés par un capteur électronique. Dans la dernière section, les principes de la microscopie tomographique diffractive ont été présentés. Lorsqu'on utilise la technique de la rotation de l'illumination, le MTD permet d'améliorer la résolution latérale d'un facteur 2 par rapport à l'holographie classique. Dans le chapitre II, la mise en œuvre expérimentale du MTD avec la rotation d'illumination en transmission et en réflexion sera présentée.

## Chapitre 2

# Construction d'un microscope tomographique diffractif

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les principes théoriques de la microscopie tomographique diffractive. Nous avons également présenté les différentes techniques de synthèse d'ouverture afin d'améliorer la résolution. Parmi les trois méthodes de synthèse d'ouverture : rotation de l'objet, changement de longueur d'onde et rotation d'illumination, la variation de l'angle d'illumination a été privilégiée en raison des possibles problèmes de précision liées à la rotation de l'objet observé, cette technique faisant l'objet de la thèse de J. Bailleul (en préparation).

Au MIPS, nous nous sommes basés sur le montage réalisé par [Lauer (2002)]. L'holographie à décalage de phase est utilisée pour enregistrer le champ diffracté transmis par l'objet. La synthèse d'ouverture est réalisée par un balayage angulaire sur l'incidence d'illumination.

Notre montage expérimental est donc aussi basé sur l'holographie à décalage de phase. La première étape de la réalisation d'un MTD consiste à réaliser un microscope holographique. L'enregistrement des hologrammes nécessite l'utilisation d'un montage interférométrique. La configuration de Mach-Zehnder a été choisie [Simon et al. (2008)]. La Figure 1.6 montre le schéma de principe d'un montage de microscope holographique avec l'interféromètre de Mach-Zehnder. Une source cohérente est séparée en deux par un cube séparateur pour former un bras d'illumination et un bras de référence. Le faisceau collimaté illumine l'objet. Le champ résultant est recombinaison avec le faisceau de référence par un autre cube, ces deux champs interfèrent sur le détecteur pour former l'hologramme.

# I Mise en œuvre expérimentale du MTD en transmission

D'après la Figure 1.14, si le plan de détection est situé à droite de l'objet ( $z_c > 0$ ), les composantes transmises de l'onde diffractée peuvent être collectées. Le principe du montage du MTD en transmission consiste donc à utiliser un condenseur à haute ouverture numérique pour balayer le spécimen avec un angle d'illumination très grand et un objectif à haute ouverture numérique pour détecter les composantes transmises de l'onde diffractée par l'objet.

## I.1 Montage réalisé par B. Simon

B. Simon [Simon et al. (2008)] a réalisé la première version du montage expérimental du MTD du MIPS (illustré Fig. 2.1).

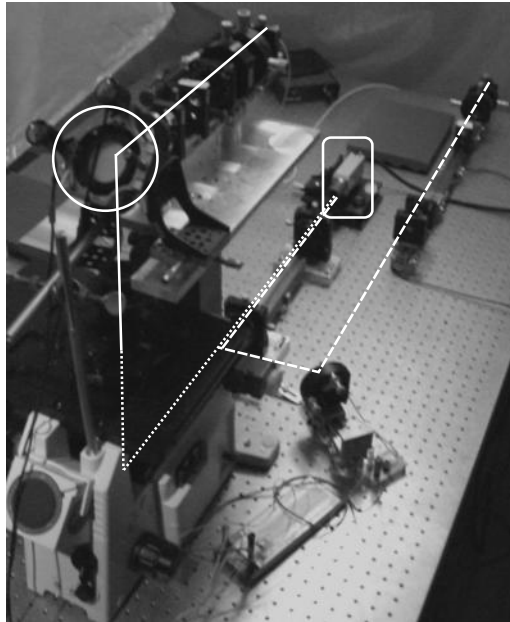


FIGURE 2.1 – Montage expérimental du MTD en transmission réalisé par B. Simon durant sa thèse [Simon (2007)].

Ce montage s'appuie sur un bâti de microscope Olympus IX71. Le MTD utilise le port arrière du bâti de microscope et une nouvelle colonne d'illumination a été conçue afin d'assurer une illumination avec la variation de l'angle d'incidence. Le montage interférométrique est donc disposé à l'arrière du bâti.

Un laser Hélium-Néon de 20 mW avec une longueur d'onde de 633 nm a été utilisé. Le faisceau est séparé en deux parties par un cube séparateur. Sur la bras d'illumination, le faisceau est collimaté par un système de filtrage spatial, puis un miroir rotatif monté

sur un support mécanique avec réglage X et Y permet de varier l'angle d'illumination. Sur le bras de référence, un miroir monté sur un élément piézo-électrique a été utilisé pour modifier la longueur du chemin optique afin de réaliser le décalage de phase. Le détecteur utilisé pour enregistrer les hologrammes est un capteur CCD 8 bits (taille de pixel :  $11,2 \mu\text{m}$ ). La taille du champ est de  $740 \times 574$  pixels.

Pour enregistrer les hologrammes, le détecteur peut être placé dans le plan de Fourier [Lauer (2002)] ou dans le plan image [Debailleul et al. (2008)]. Cependant, dans le cas de l'enregistrement des hologrammes dans le domaine de Fourier, la présence d'un spéculaire à très haute dynamique (partie non diffractée du faisceau d'illumination) fait que les composantes diffractées par l'objet se trouvent alors en deçà du seuil de détection du capteur. Si on le place dans le plan image, la partie non diffractée du faisceau d'illumination génère un fond uniforme qui ne sature pas le détecteur. Un autre avantage de cette option est qu'on facilite les opérations de mise au point et on limite le nombre d'hologrammes à enregistrer : V. Lauer [Lauer (2002)], qui avait fait un montage dans le plan de Fourier, devait enregistrer deux acquisitions séparément, en utilisant un atténuateur commandable, à cause de ce problème de dynamique. Le nombre d'hologrammes à enregistrer est donc doublé, ce qui limite la vitesse d'acquisition, et complique le montage.

Une contrainte forte liée à l'utilisation de ce bâti de microscope concerne la position et la focale de la lentille de Telan. En effet le plan focal de cette lentille se situe à 102 mm du bâti. Pour des raisons d'encombrement du montage, il n'est pas possible de placer le capteur CCD à cette position. Pour résoudre ce problème, un doublet de lentilles en configuration afocale a été utilisé pour gagner l'espace nécessaire.

Le montage a bien fonctionné, plusieurs types d'objets ont été étudiés (pollens, diatomées, cristaux, membrane de carbone et globules rouges), le résultat a été très encourageant [Simon et al. (2008), Debailleul et al. (2008), Debailleul et al. (2009)]. Cependant, le temps d'acquisition des hologrammes, ainsi que le temps nécessaire à la reconstruction sont relativement longs. D'autre part, en raison de la précision du miroir monté sur le support piézo-électrique sur le bras de référence, le décalage de phase ne fonctionne pas parfaitement, l'image jumelle n'est donc pas complètement éliminée, et ceci se traduit par un bruit dans l'image reconstruite.

Mon premier travail durant cette thèse a donc porté sur l'amélioration de ce système.

## I.2 Montage actuel

La Figure 2.2 présente le montage actuel du MTD en transmission.

- Tout d'abord, le laser Hélium-Néon avec une longueur d'onde de 633 nm a été remplacé par une diode laser (B&W Tek, 20 mW max) avec une longueur d'onde de 475 nm. Le changement de longueur d'onde doit donc permettre d'améliorer la résolution avec un facteur de 1,33.

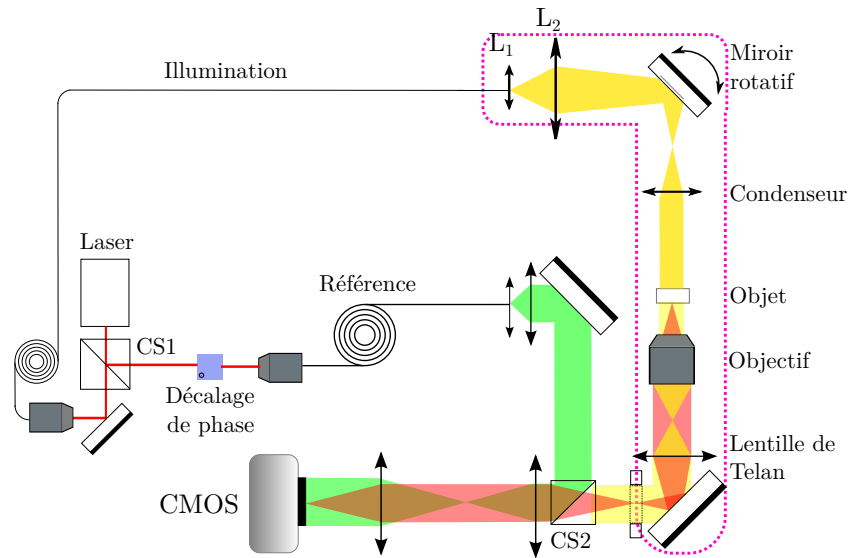


FIGURE 2.2 – Montage optique d'un MTD en transmission.

- Sur le bras de référence, le miroir monté sur un élément piezo-électrique a été remplacé par un modulateur de phase électro-optique (Newport, modèle 4002). Une tension est appliquée sur le modulateur de phase qui induit une variation de l'indice de réfraction du cristal afin de réaliser un décalage de phase sur le faisceau de référence. Ce système est plus rapide, plus précis, et plus stable.
- Une caméra CMOS 12 bits (Photonfocus MV1-D1312(I/IE)-100-GB, taille de pixel :  $8 \mu\text{m}$ ) est utilisée pour enregistrer les franges d'interférences. Elle propose une gamme dynamique élevée ainsi qu'un rapport signal sur bruit élevé (120 dB) par rapport à l'ancien capteur CCD. Elle fournit une résolution de  $1312 \times 1082$  pixels sur une large gamme de sensibilité spectrale. De plus, ce type de caméra est équipé d'un capteur CMOS sans vitre de protection, ce qui évite de générer des franges parasites. Par contre, il faut faire très attention aux poussières.

Le doublet de lentilles derrière le cube recombineur permet de reformer l'image dans le plan du détecteur. Le rapport de focales du doublet permet de jouer sur l'agrandissement de l'image formée, et donc d'ajuster l'échantillonnage de l'image.

En raison de la disposition du bras d'illumination sur le bâti, le trajet de l'interféromètre est de l'ordre du mètre (2 mètres environ). Ceci induit une haute sensibilité aux vibrations et aux turbulences. Pour résoudre le problème des vibrations, la table optique a été isolée par un système sur chambres à air au début, puis ce système a été changé par un système dédié composé de quatre supports de table à amortisseurs pneumatiques. D'autre part, afin d'éviter les flux d'air et les dépôts de poussières, des supports pour capoter les éléments optiques ont été fabriqués, et une bâche a été placée au-dessus du montage expérimental.

Afin d'assurer le respect des longueurs de cohérence au niveau de l'interféromètre et de faciliter la disposition des différents éléments, les bras de référence et d'illumination utilisent des fibres optiques, dont la longueur a été ajustée.

### I.3 Calibration du décalage de phase

L'holographie à décalage de phase nous permet d'enregistrer l'onde diffractée par l'objet. Dans notre montage, l'enregistrement d'une série de quatre hologrammes successifs a été réalisé pour obtenir un décalage de phase de  $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$  sur l'onde de référence entre ces hologrammes.

D'après l'équation (I-41), l'égalité suivante peut être trouvée :

$$I_1 + I_3 = I_2 + I_4 \quad \text{II-1}$$

Un critère d'erreur  $\epsilon$  sur le déphasage a été proposé :

$$\epsilon = \sum [(I_1 + I_3) - (I_2 + I_4)]^2 \quad \text{II-2}$$

Il faut d'abord calculer ce critère pour une série de quatre hologrammes successifs avec un saut de tension prédéfinie de  $\Delta V$  sur le modulateur de phase entre chaque hologramme. On cherche donc à minimiser le critère  $\epsilon$  avec les différents sauts de tension. Dans notre montage, en raison des variations environnementales, le saut de tension  $\Delta V$  varie entre  $0,7 V$  et  $0,8 V$ , et il est ajusté avant les acquisitions, à l'aide du programme que j'ai écrit.

### I.4 Échantillonnage numérique et critère de Nyquist

Lors de la reconstruction numérique des hologrammes, le critère de Nyquist doit être satisfait afin d'avoir un échantillonnage correct. De plus, l'échantillonnage du signal dans toutes les directions doit être considéré, et non seulement en  $x$  ou en  $y$ . D'après [Pawley (2010)], la distance entre deux pixels consécutifs en diagonale est  $\frac{1}{\sqrt{2}}T_p$  ( $T_p$  : taille des pixels de la caméra), donc la plus grande distance est  $T_p$ .

Dans notre système, le doublet de la lentille devant la caméra permet d'ajuster le grandissement du système. Ainsi le rapport de focales entre ces deux lentilles permet d'assurer un échantillonnage correct. Pour assurer un bon échantillonnage, le rapport de focales  $\frac{f_1}{f_2}$  doit donc satisfaire à la condition suivante [Simon (2007)] :

$$\frac{f_1}{f_2} \leq \frac{\lambda G}{2NA d} \quad \text{II-3}$$

$d$  est la plus grande distance entre deux pixels consécutifs, soit  $T_p$  (une taille de pixel de  $8 \mu\text{m}$ ). Pour une longueur d'onde de  $475 \text{ nm}$ , un objectif d'ouverture numérique  $1,4$  et un grandissement de  $100$ , la condition sur le rapport de focales sera donc :  $\frac{f_1}{f_2} \leq 2,1$ .



## I.5 Acquisition des images

Afin de couvrir la totalité de l'ouverture numérique du condenseur, un balayage angulaire de l'illumination est utilisé. Le grandissement du condenseur utilisé est  $10X$ , avec une ouverture numérique 1,4. Ce grandissement permet de convertir la petite variation de l'inclinaison du miroir en une grande variation de l'illumination au niveau de l'objet. L'angle d'illumination est limité à  $\arcsin\left(\frac{NA}{n}\right)$  soit  $67,5^\circ$  pour une immersion à l'huile ( $n = 1,515$ ). Le miroir rotatif devra donc avoir un débattement de  $6,75^\circ$ . Une bonne reconstruction du spécimen nécessite une acquisition avec un grand nombre d'angles d'illumination. Ceci rend donc indispensable l'automatisation du dispositif d'acquisition. Dans notre système, il existe trois parties à automatiser :

- L'inclinaison du miroir de rotation monté sur un support mécanique avec réglage  $X$  et  $Y$ . Ces réglages  $X$  et  $Y$  sont contrôlés par deux moteurs pas à pas commandés par deux contrôleurs (Newport, NSC200), eux-même reliés à un PC par une liaison RS232.
- La tension appliquée au modulateur de phase électro-optique. La liaison entre le modulateur de phase électro-optique et le PC a été effectuée par une carte de contrôle LabJack U3 (LabJack Corporation). Ceci nous permet de générer facilement une tension qui est amplifiée avant d'être appliquée au modulateur électro-optique.
- L'acquisition des images par la caméra CMOS. Cette caméra est reliée directement au PC par une interface GigEthernet.

Une interface de commande graphique par le logiciel Labview a été créée (avec laquelle on peut commander et programmer une séquence d'acquisition répondant à nos besoins).

La Figure 2.3 montre la structure du système d'automatisation, ainsi que les protocoles utilisés. Une telle configuration permet de réaliser une acquisition avec 400 angles d'incidence (soit 1600 hologrammes) en 10 min. Le temps d'acquisition pour un angle d'incidence est inférieur à 500 ms. L'étape la plus longue est le déplacement des moteurs pas à pas en raison du temps nécessaire à leur stabilisation (1 s environ pour deux positions voisines). C'est actuellement l'élément limitant en vitesse de notre système en transmission. La Figure 2.4 montre l'interface de commande d'acquisition du MTD en transmission réalisée avec Labview.

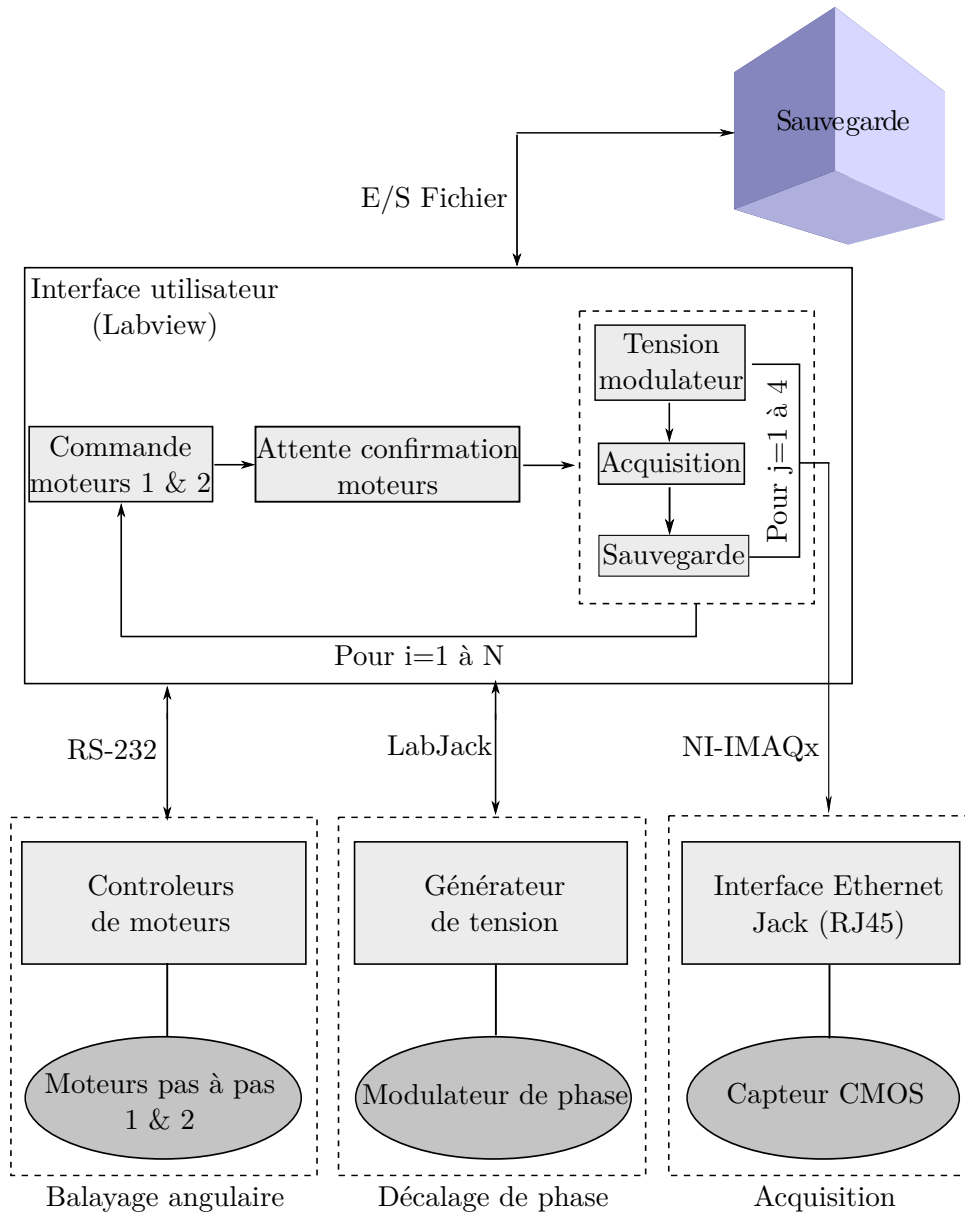


FIGURE 2.3 – Schéma illustrant l'automatisation du montage expérimental de MTD en transmission.

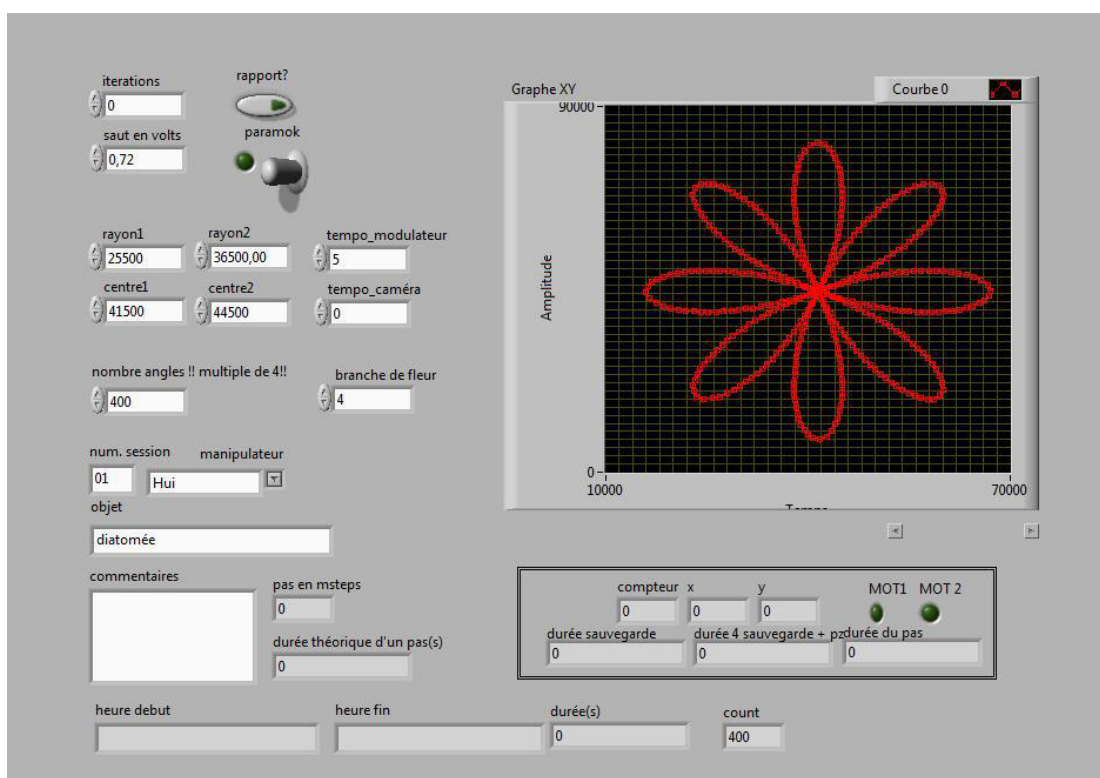


FIGURE 2.4 – Interface de commande d’acquisition du montage expérimental du MTD en transmission.

## I.6 Reconstruction numérique

Une fois que les séries d'hologrammes sont enregistrées avec un grand nombre d'angles d'illumination, l'étape suivante est de reconstruire numériquement le spécimen. Dans le premier chapitre, nous avons présenté les éléments théoriques pour réaliser un algorithme qui permet de reconstruire la distribution d'indice tridimensionnelle de l'objet observé.

Dans le domaine de Fourier, pour chaque angle d'illumination, des fréquences objets peuvent être collectées. Ces fréquences sont localisées sur la sphère Ewald. En raison de l'ouverture numérique d'illumination et de détection, le support de fréquence est une calotte de sphère et peut être interprété comme la transformée de Fourier de la permittivité de l'objet. Un balayage angulaire permet de synthétiser un support de fréquence tridimensionnel étendu. En faisant une transformée de Fourier 3D inverse, l'image de l'objet en 3D peut être obtenue.

La Figure 2.5 décrit l'algorithme de reconstruction :

- (a) : pour une incidence, une série de quatre hologrammes est enregistrée. Le front d'onde du champ résultant (une partie réelle et une partie imaginaire) est reconstruit avec la méthode du décalage de phase en 4 sauts de phase ;
- (b) : en faisant une transformée de Fourier 2D, les composantes 2D du champ résultant sont obtenues ;
- (c) : la partie non diffractée de l'onde d'illumination (spéculaire) fait apparaître un maximum dans le module de l'image complexe. Les coordonnées 2D de ce maximum permettent de retrouver la direction du vecteur d'illumination  $\mathbf{k}_i$ . Grâce à la condition d'élasticité, l'ensemble des vecteurs d'objet  $\mathbf{k}_o$  est obtenu en soustrayant le vecteur d'onde d'illumination aux vecteurs du champ résultant mesuré  $\mathbf{k}_d$  ( $\mathbf{k}_o = \mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i$ ). Les composantes 2D du champ résultant sont alors numériquement disposées sur une calotte de sphère centrée grâce à la connaissance de  $\mathbf{k}_i$  ;
- (d) : on répète le processus. Le balayage angulaire permet de remplir le support. Une image 3D complexe de l'objet peut finalement être obtenue en faisant une transformée de Fourier 3D inverse.

Il faut noter l'importance de la normalisation dans l'étape (c). Pendant l'acquisition, le support du miroir de rotation produit des micro mouvements mécaniques incontrôlés en plus de la rotation demandée. Pour un seul angle d'illumination, ceci ne pose pas de problème, mais entre chaque angle d'illumination, ces mouvements mécaniques vont provoquer un déphasage parasite. Le chemin optique à travers les lentilles change aussi. Il est donc très important de corriger ces déphasages parasites pour éviter les erreurs de reconstruction. En transmission, cette normalisation est simple, il suffit de normaliser l'amplitude du champ résultant par le spéculaire mesuré et qui est déjà utilisé pour replacer les calottes de sphère dans l'espace de Fourier.

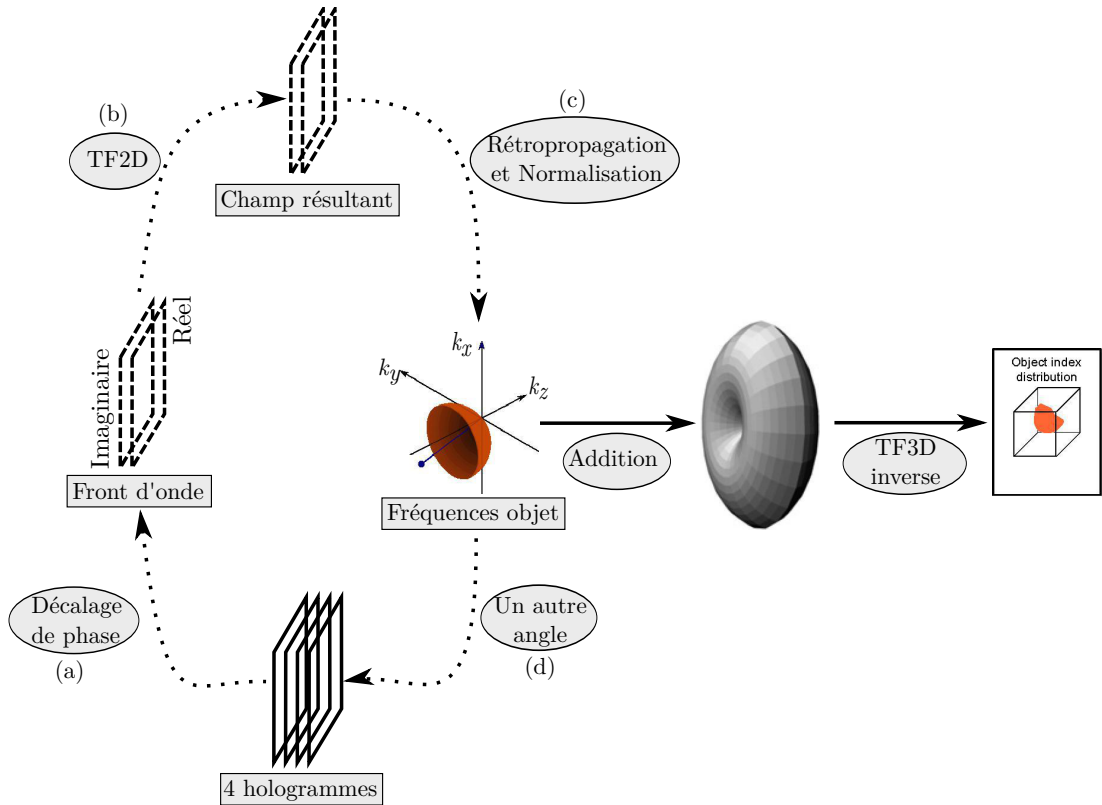


FIGURE 2.5 – Schéma illustrant les différentes étapes de l'algorithme de reconstruction des données en MTD.

Une autre remarque concerne l'addition des fréquences objets dans le support 3D. Lorsque deux calottes de sphère se recoupent, des zones se chevauchent, donc certaines fréquences sont obtenues de façon redondante. Il faut donc dénombrer ces fréquences redondantes et les moyenner. Ceci est intéressant, car ce moyennage permet de diminuer le bruit de speckle.

Le temps de reconstruction CPU est inférieur à une minute pour 1600 hologrammes, sur un PC équipé d'un processeur Intel *i7* Hexa-core (2,93 GHz), avec 16 GBytes de RAM, et programmé en C++.

## I.7 Exemples de reconstruction

Dans le premier chapitre, la résolution latérale théorique au sens de Nyquist du MTD en transmission a été introduite ( $r_{\text{theo}} = \lambda / (4 \times \text{NA})$ ), soit deux fois mieux qu'un microscope holographique classique. [Debailleul et al. (2009)] ont obtenu une résolution latérale expérimentale du MTD en transmission  $r_{\text{exp}} = \lambda / (3,5 \times \text{NA})$ . En utilisant un objectif à haute ouverture numérique ( $\text{NA}=1,4$ ) et une longueur d'onde de 475 nm, une

résolution latérale expérimentale de  $475/(3,5 \times 1,4)$ , soit 97 nm, est donc envisageable. Ceci indique que le MTD ouvre la voie à l'imagerie sous 100 nm en champ lointain pour un microscope en transmission (non-fluorescent). Récemment en utilisant un laser à 405 nm [Cotte et al. (2013)], une résolution expérimentale d'environ 90 nm a été obtenue.

La Figure 2.6 montre les images reconstruites d'une diatomée en transmission. La diatomée a une largeur de  $22 \mu\text{m}$  et une longueur de  $40 \mu\text{m}$ . Les hologrammes sont enregistrés avec un objectif à haute ouverture numérique ( $\text{NA}=1,4$ ) et une longueur d'onde 475 nm. Les 6 images sont les plans ( $x, y$ ) à différentes profondeurs (le long de l'axe  $z$ ) dans le volume des données (partie imaginaire).

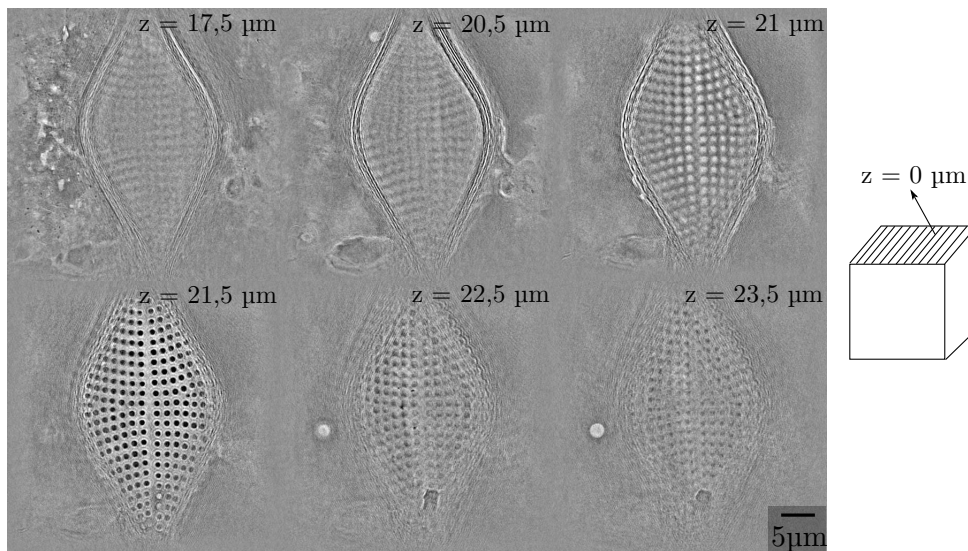


FIGURE 2.6 – Images à différentes profondeurs d'une diatomée reconstruite avec le MTD en transmission (partie imaginaire).

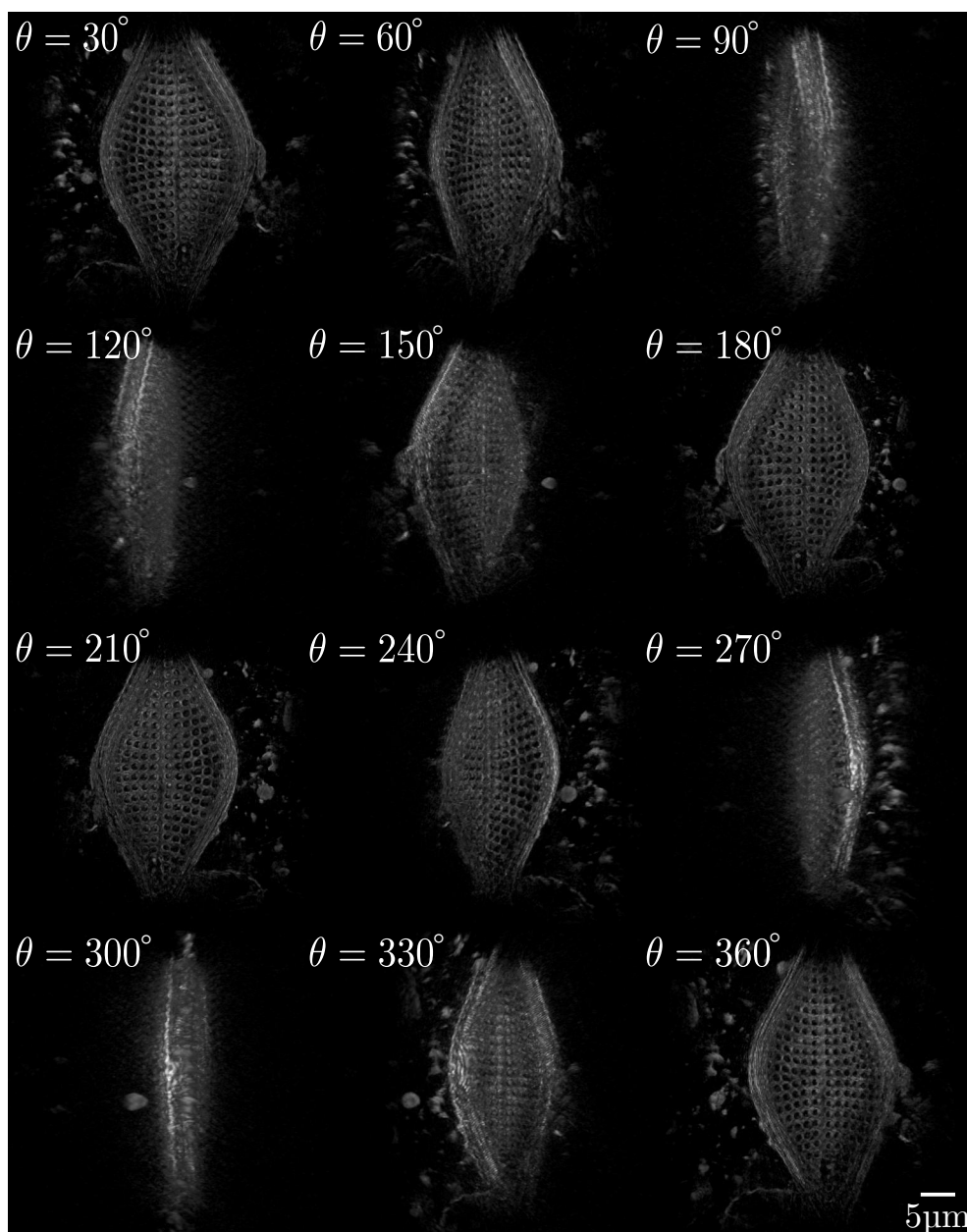


FIGURE 2.7 – Image 3D de la diatomée précédente pour différentes orientations du volume de donnée ( $30^\circ$  entre chaque coupe)(partie réelle).

La Figure 2.7 montre une image 3D de la diatomée précédente pour différentes orientations du volume de donnée. L'angle entre chaque projection est de  $30^\circ$ .

## I.8 Cône manquant

Le fait d'effectuer une synthèse d'ouverture en variant l'angle d'illumination induit un cône manquant sur la fonction de transfert optique le long de l'axe  $z$  en transmission, ce qui est illustré par la Figure 1.19(b). La résolution longitudinale est donc limitée. La Figure 2.8 montre une diatomée reconstruite avec le MTD en transmission. La Figure 2.8(a) montre la haute résolution latérale de notre MTD, mais la résolution longitudinale reste limitée comme on le voit sur la Figure 2.8(b).

[Lauer (2002)] a aussi proposé de réaliser un MTD en réflexion. L'avantage avec une telle configuration est que nous pouvons collecter les fréquences manquantes le long de l'axe  $z$  (Fig. 1.19(c)) afin d'améliorer la résolution longitudinale.

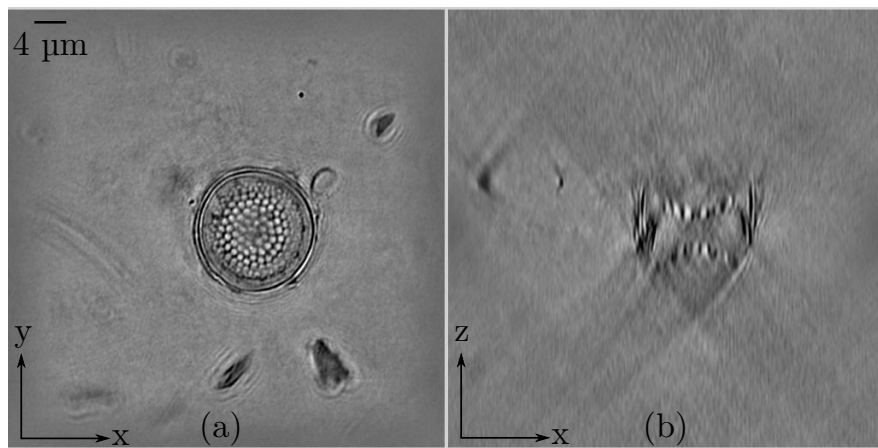


FIGURE 2.8 – Images d'une diatomée reconstruite en transmission, qui présentent une haute résolution latérale (a), mais la résolution longitudinale est limitée en raison des fréquences manquantes le long de l'axe  $z$  (b).

## I.9 Conclusion

L'optimisation du montage expérimental du MTD en transmission est la première contribution durant ma thèse. Ces travaux m'ont apporté les connaissances générales en holographie ainsi qu'en tomographie, en instrumentation optique, en programmation avancée en Labview et C/C++, et en traitement d'images avec différents logiciels. En particulier, ces travaux m'ont permis d'acquérir la capacité à réaliser le montage du MTD en réflexion, ce que je vais présenter dans la section suivante.



## II Mise en œuvre expérimentale du MTD en réflexion

D'après la Figure 1.14, si le plan de détection est situé à gauche de l'objet ( $z_c < 0$ ), les composantes réfléchies de l'onde diffractée peuvent être collectées. Le principe du montage du MTD en réflexion est donc globalement le même que pour le montage en transmission à la différence qu'ici l'illumination se fait au travers de l'objectif, qui permet à la fois d'illuminer l'objet et de détecter la lumière rétro-diffractée par l'objet.

### II.1 Montage expérimental

La Figure 2.9 montre le schéma du montage du MTD en réflexion. Le faisceau laser est divisé en deux parties par le cube séparateur  $CS1$ , puis ces deux parties sont injectées dans les fibres optiques monomodes. En sortie de fibre, le faisceau d'illumination collimaté atteint le miroir rotatif, puis est mis en forme par un doublet afocal. Le cube séparateur  $CS2$  renvoie le faisceau d'illumination dans le bâti du microscope, l'ensemble lentille de Telen - objectif permet de collimater le faisceau d'illumination au niveau de l'objet. Le faisceau rétro-diffracté est collecté par l'objectif. Le faisceau ressort du bâti et interfère avec le faisceau de référence sur le capteur CMOS via le même cube  $CS2$ . Le diaphragme de champ  $DC1$  contrôle la zone illuminée sur l'objet et le diaphragme de champ  $DC2$  contrôle l'image de l'objet sur le capteur CMOS.

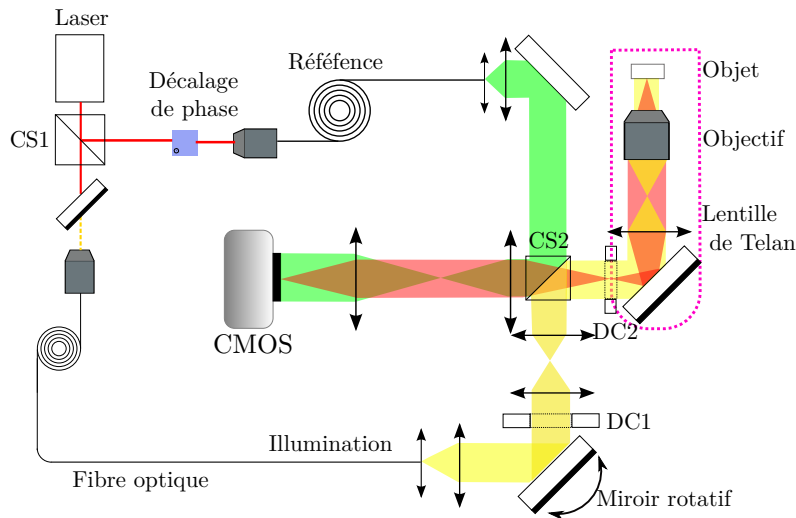


FIGURE 2.9 – Montage optique d'un MTD en réflexion.

Le condenseur utilisé en transmission a un grossissement de 10X. En réflexion, il est remplacé par un objectif avec un grossissement de 100X. Ainsi, l'angle de rotation du miroir peut être beaucoup plus petit ( $0,675^\circ$ ) grâce à l'effet d'amplification de l'objectif. Par conséquent, un miroir rotatif plus petit et plus rapide peut être utilisé. Une

contrainte est la détection du spéculaire (la partie non diffractée du faisceau d'illumination). Puisque l'illumination et la détection sont du même côté de l'objet, le spéculaire n'est plus automatiquement enregistré. Ceci pose deux problèmes : l'un est la connaissance de l'angle d'illumination, puisque dans le domaine de Fourier, les coordonnées du spéculaire permettent d'identifier l'angle d'illumination ; l'autre est la normalisation par le spéculaire, qui permet d'éliminer les déphasages parasites pour différentes illuminations.

## II.2 Automatisation de l'acquisition

La seule différence de l'automatisation d'acquisition en réflexion par rapport à la transmission est le miroir rotatif. Ici, le miroir rotatif a été remplacé par un miroir rapide (FSM300, Newport). D'après la documentation Newport, le miroir FSM300 utilise une suspension flexible pour limiter le mouvement du miroir. Il en résulte un mouvement ultra lisse sur les deux axes  $(X,Y)$  se croisant à un point de pivotement commun avec une très grande précision et une durée de vie pratiquement infinie.

Le miroir est piloté par un contrôleur. Un avantage est le temps d'acquisition des hologrammes qui permet une augmentation significative de la vitesse d'acquisition par rapport au miroir monté avec moteur pas à pas utilisé en transmission. Le temps d'acquisition avec 400 angles d'illumination (soit 1600 hologrammes) est inférieur à 2 mins, soit 5 fois plus rapide que celui en transmission.

Un autre avantage est la simplification de la commande. L'ancien miroir du MTD en transmission est contrôlé par un système de moteurs pas à pas (NSC200) qui fonctionne uniquement sous Labview. En raison de la simplicité de la commande, Labview a été remplacé par un programme en  $C++$  pour le montage en réflexion.

La Figure 2.10 décrit les étapes d'enregistrement ainsi que l'automatisation du montage expérimental du MTD en réflexion. Il y a deux différences par rapport au montage en transmission. La première est l'interface utilisateur. En réflexion, les commandes d'acquisition sont réalisées sur Linux en langage  $C++$  (Fig. 2.11), différant de celles en Windows avec Labview. La deuxième est la commande de tension du miroir rotatif. Un LabJack commandé par port USB génère aussi les tensions de commande pour le contrôleur de miroir FSM300. Le rôle du shutter contrôlé par LabJack sera expliqué dans la partie II.4.

Le système final est plus simple, et l'expérience acquise servira à améliorer le futur montage rapide en transmission.

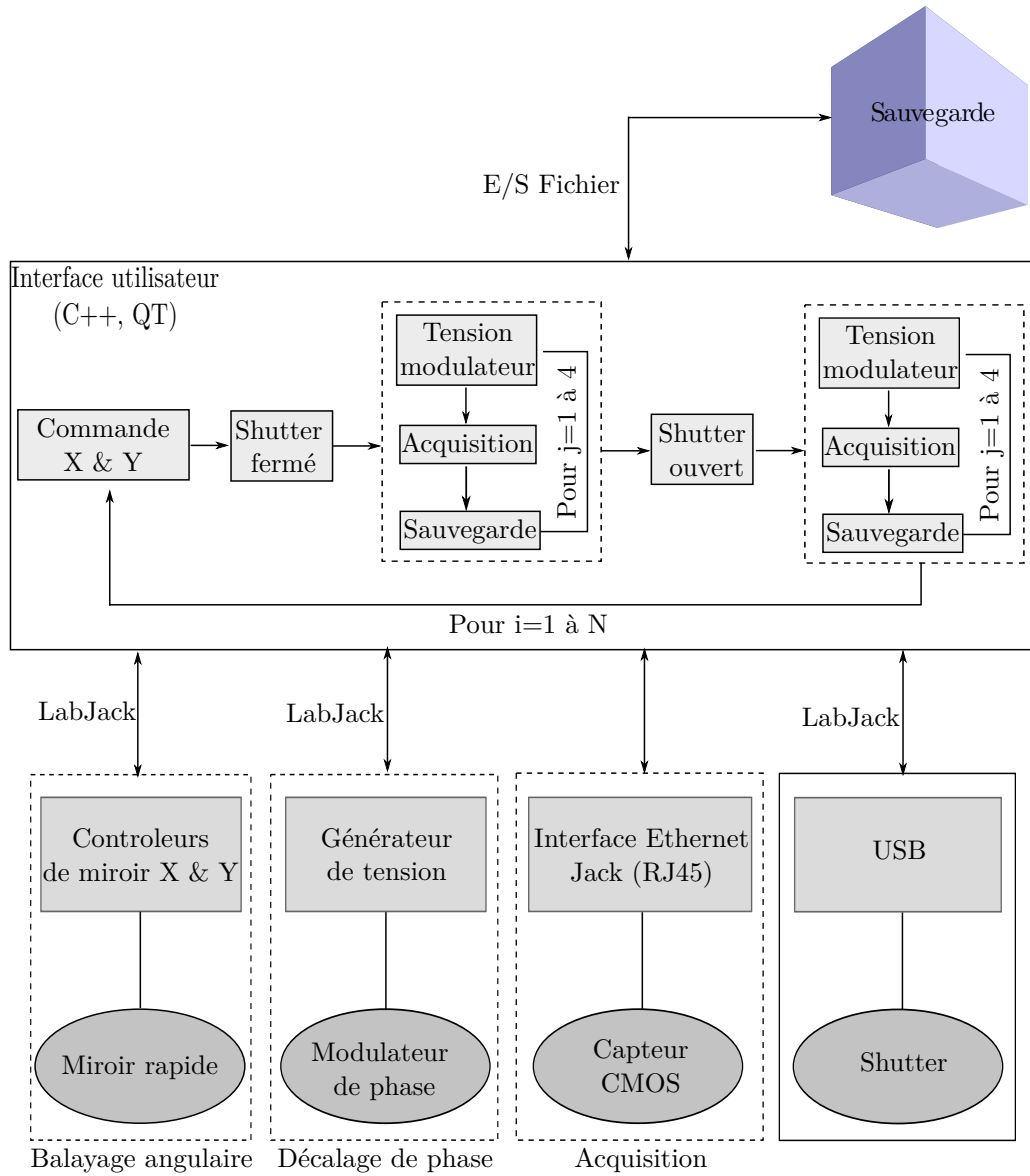


FIGURE 2.10 – Schéma illustrant l’automatisation du montage expérimental de MTD en réflexion.

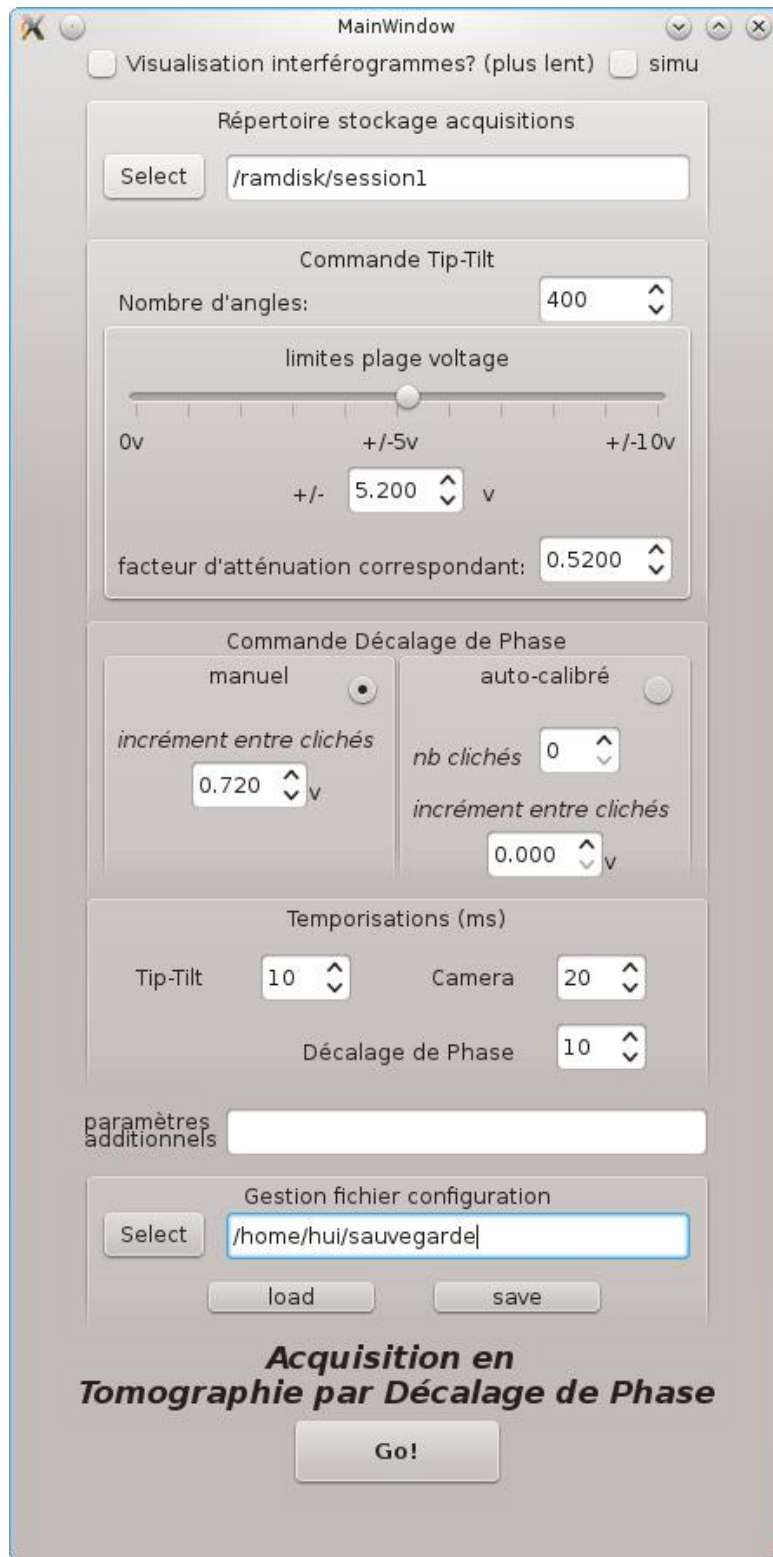


FIGURE 2.11 – Interface de commande d’acquisition du montage expérimental du MTD en réflexion.

### II.3 Résultats sur des objets réfléchissants

Pour des objets majoritairement réfléchissants, on peut capter le spéculaire (Fig. 2.12). Dans ce cas, on peut faire une reconstruction directement.

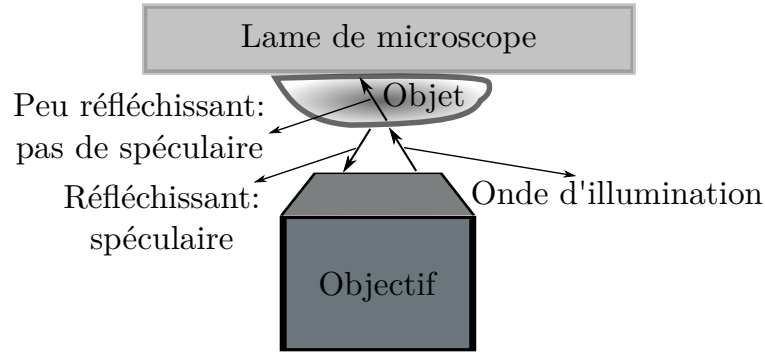


FIGURE 2.12 – Image illustrant la collecte du spéculaire pour un objet réfléchissant et la perte du spéculaire pour un objet peu réfléchissant.

Dans la catégorie des objets réfléchissants, des substrats de CD, DVD et Blu-ray ont été étudiés ainsi que des frottements sur des revêtements de surface et des indentations de Vicker et de Berkovich (collaboration avec le laboratoire LPMT (Laboratoire de Physique et Mécanique Textiles) - Équipe PPMR (Propriétés Physiques et Mécaniques des Revêtements)).

#### Surfaces de CD, DVD et Blu-ray

La Figure 2.13 donne les caractéristiques des substrats de CD, DVD et Blu-ray.

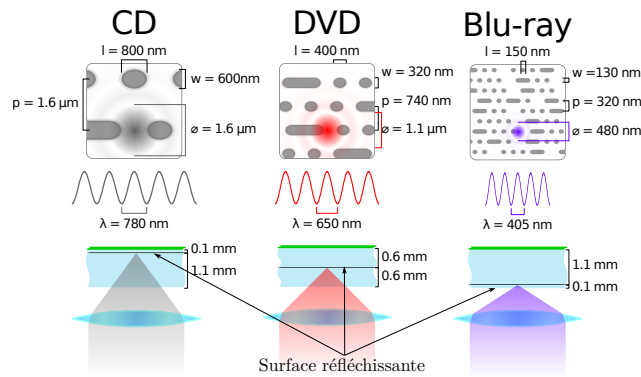


FIGURE 2.13 – Schéma montrant la comparaison des gravures entre CD, DVD et Blu-ray (modifié à partir de : <https://wiki.metropolia.fi/display/Physics/CD,+DVD+and+Blu-ray+Disc>).

- la lecture d'un CD est effectuée à une longueur d'onde de 780 nm. L'écart entre deux pistes est de  $1,6 \mu\text{m}$ , la taille d'un trou est  $800 \text{ nm} \times 600 \text{ nm}$ .
- la lecture d'un DVD est effectuée à une longueur d'onde de 650 nm. L'écart entre deux pistes est de 740 nm, la taille d'un trou est  $400 \text{ nm} \times 320 \text{ nm}$ .
- la lecture d'un Blu-ray est effectuée à une longueur d'onde de 405 nm. L'écart entre deux pistes est de 320 nm, la taille d'un trou est  $150 \text{ nm} \times 130 \text{ nm}$ .

Les substrats de CD, DVD et Blu-ray sont réfléchissants, permettant une mesure du spéculaire à partir de l'image du front d'onde, la fusion des fréquences objets dans l'espace de Fourier peut donc être normalisée par ce spéculaire.

La préparation d'échantillons de CD, DVD et Blu-ray n'est pas identique. La plus compliquée est celle de surface de CD, puisque la couche réfléchissante d'aluminium est protégée par une couche de protection en polycarbonate (Fig. 2.13). De l'acétone a été utilisée pour dissoudre cette couche en polycarbonate afin d'isoler la couche réfléchissante. La même procédure a été appliquée pour le DVD. La surface de Blu-ray est simplement clivée, car la couche de protection en polycarbonate est très fine (0,1 mm).

La Figure 2.14 montre les images reconstruites de CD et de DVD avec le MTD en réflexion. Ces images ont été reconstruites en utilisant une longueur d'onde de 475 nm et un objectif immersion à l'huile ( $\text{NA} = 1,4, n = 1,515$ ). Les gravures peuvent être clairement distinguées avec la résolution latérale de notre MTD en réflexion. On constate aussi que les rayures de la surface sont bien visibles sur la partie réelle, mais sont peu visibles sur la partie imaginaire.

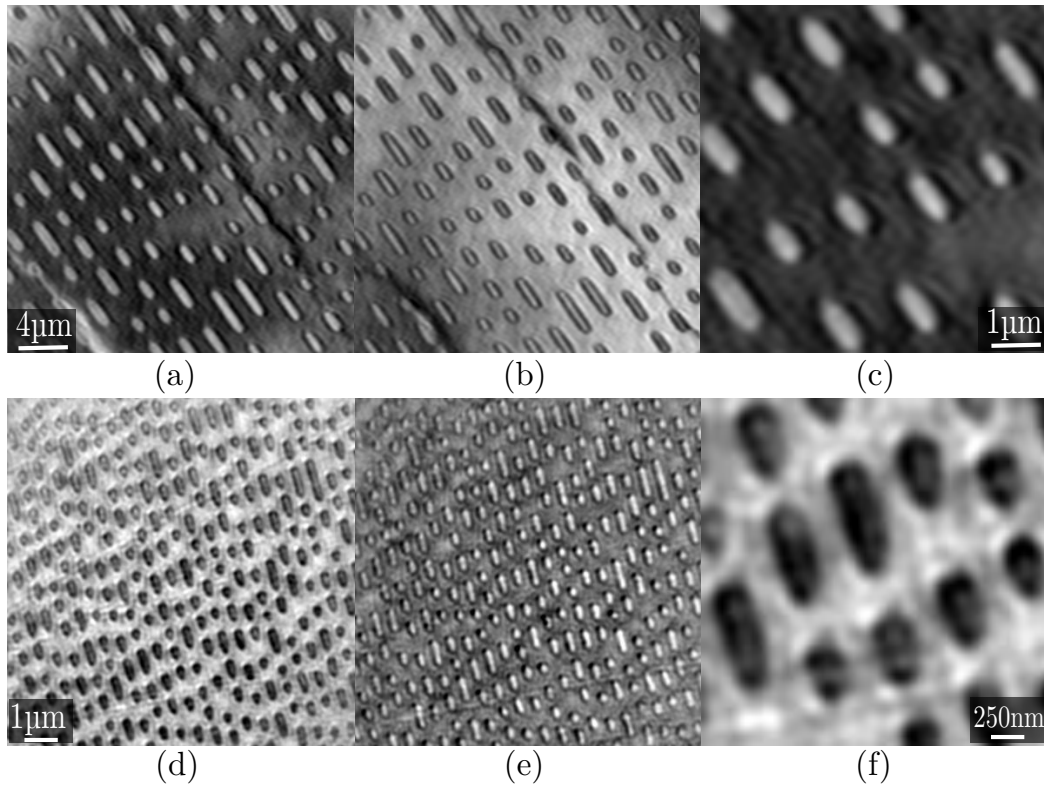


FIGURE 2.14 – Images d’une surface de CD et de DVD reconstruites avec le MTD en réflexion. En haut : CD, en bas : DVD. (a)(d) : partie réelle, (b)(e) : partie imaginaire, (c)(f) : zoom 400% de la partie réelle. Noter le changement de l’échelle.

La Figure 2.15 montre les images obtenues pour un Blu-ray avec le MTD en réflexion (Fig. 2.15(b)) ainsi qu’en AFM (Fig. 2.15(c)). Les trous sont visibles, les pistes de gravures sont bien séparées. La comparaison avec l’AFM montre que le MTD est effectivement capable de fournir une résolution latérale de l’ordre de 100 nm (la résolution latérale théorique du MTD en réflexion est  $\lambda/4NA$ , soit 85 nm). On notera qu’on atteint ici les limites de notre système. La Figure 2.16 présente les profils d’intensité des trous pour un CD, un DVD et un Blu-ray. La profondeur n’est pas reliée à l’intensité, ces profils permettent juste d’estimer la largeur des trous. En particulier, pour le Blu-ray, on mesure une largeur d’environ 200 nm, ce qui est supérieur à la valeur théorique.

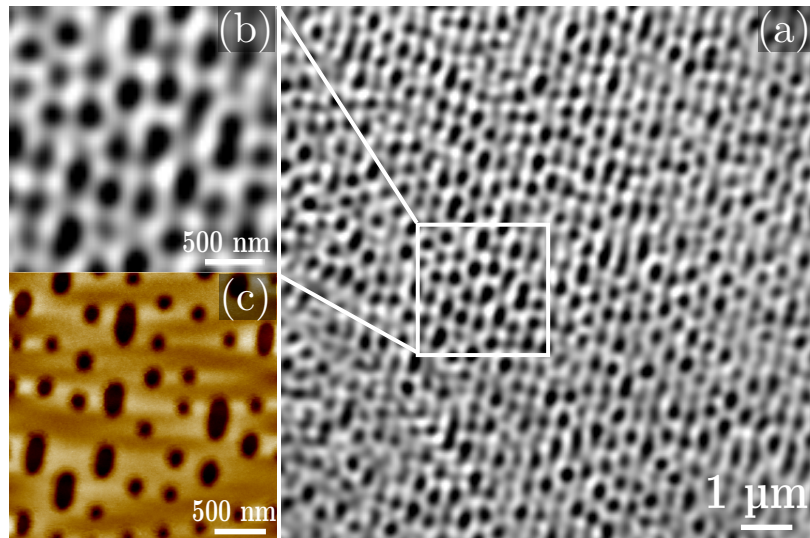


FIGURE 2.15 – Comparaison du MTD en réflexion et AFM sur la surface de Blu-ray. (a) : MTD en réflexion, (b) : une partie zoomée de (a), (c) : AFM.

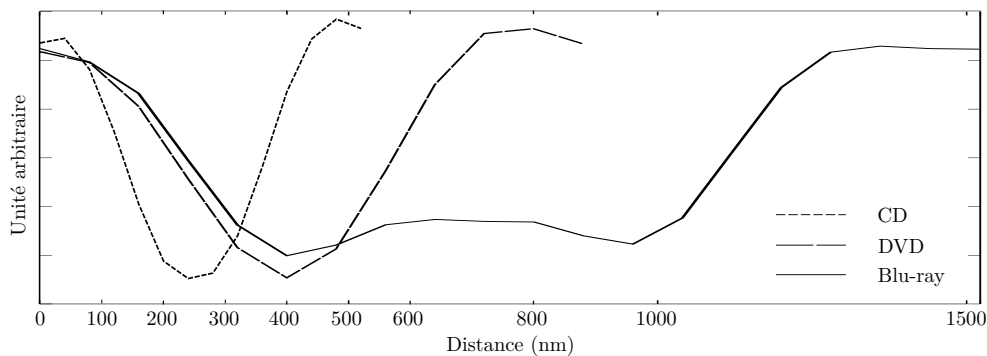


FIGURE 2.16 – Comparaison du profil entre CD, DVD et Blu-ray.

## Science des matériaux

Dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire LPMT, nous avons pu tester notre MTD sur des échantillons de science des matériaux. Plusieurs échantillons ont été étudiés : indentation Vickers et Berkovich sur des surfaces d'acier ou des revêtements de surface ( $\text{Ti}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$  ( $0 \leq x \leq 1$ )) (Titanium Aluminium Nitride)), tests de frottements des revêtements de surface ( $\text{Ti}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$  ( $0 \leq x \leq 1$ )).

Le résultat pour l'indentation Berkovich sur surface d'acier est présenté Figure 2.17. Les informations sur la partie réelle (a) et la partie imaginaire (b) sont différentes. Certains défauts qu'on voit dans la partie réelle ne sont pas visibles dans la partie imaginaire. On remarque la forme en triangle de l'indentation de Berkovich, et aussi la déformation de la surface due à la pression. On peut noter que des franges sont apparues



à l'intérieur de l'indentation de Berkovich. Les changements de phase apparents sont liés à la profondeur de l'indentation. En raison de la profondeur du champ limitée du MTD, on ne peut pas facilement reconstruire les variations de profondeur quand elles sont grandes.

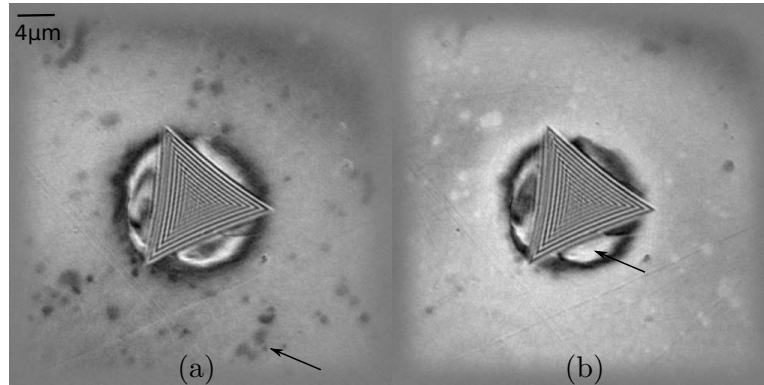


FIGURE 2.17 – Indentation Berkovich sur surface d'acier, reconstruite avec le MTD en réflexion. (a) : partie réelle, (b) : partie imaginaire.

Le résultat pour l'indentation Vickers sur des revêtements de surface (AlN) est présenté Figure 2.18. On retrouve les mêmes informations que l'indentation Berkovich : la forme en carrée de l'indentation de Vickers, les défauts de surface et les rayures. On remarque le même problème de phase lié à la profondeur.

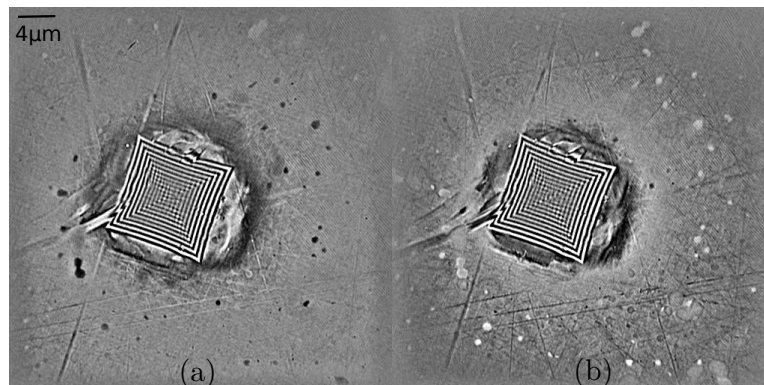


FIGURE 2.18 – Indentation Vickers sur revêtements de surface (AlN), reconstruite avec le MTD en réflexion. (a) : partie réelle, (b) : partie imaginaire.

Le résultat pour le frottement sur revêtements de surface (TiN) est présenté Figure 2.19. On voit la piste de frottement et les défauts de surface, mais on ne peut pas mesurer correctement la profondeur de frottement en raison de la résolution longitudinale limitée du MTD.

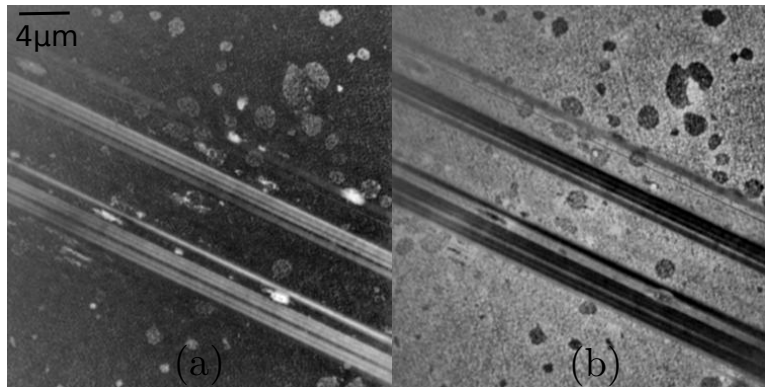


FIGURE 2.19 – Frottement sur revêtements de surface (TiN), reconstruite avec le MTD en réflexion. (a) : partie réelle, (b) : partie imaginaire.

Afin de résoudre ce problème de saut de phase et de mesurer correctement les profils d'indentation et de frottement, nous avons proposé une technique appelée «profilométrie multi-angles», qui permet de reconstruire le profil à partir de l'information de phase récupérée avec le MTD. On détaillera cette technique dans le chapitre suivant.

#### II.4 Cas des objets peu réfléchissants

Pour les objets purement réfléchissants, le spéculaire peut toujours être enregistré sur le capteur. Cependant, pour les objets peu réfléchissants, cette partie non diffractée du faisceau d'illumination n'est plus enregistrée (Fig. 2.12), et on ne peut pas procéder à la reconstruction.

Dans le but de mesurer la partie non diffractée du faisceau d'illumination pour les objets peu réfléchissants, deux méthodes ont été proposées.

##### Récupération de l'illumination via le bras de référence

La première méthode consiste à modifier le bras de référence afin de récupérer la partie du faisceau d'illumination non envoyée dans le bâti par le cube CS2.

La Figure 2.20 montre le bras de référence modifié sur le montage du MTD en réflexion. Lorsque le faisceau d'illumination arrive sur le cube séparateur CS2, une partie traverse le cube. L'idée est donc d'enregistrer cette partie du faisceau d'illumination.

Le bras modifié contient : un cube séparateur CS3, une lentille convergente, un miroir réfléchissant et un shutter. Le miroir réfléchissant permet de renvoyer le faisceau d'illumination vers la caméra CMOS. La lentille convergente focalise le faisceau sur le miroir, l'onde réfléchi est collimatée en onde plane, et interfère avec le faisceau de référence. Sur la caméra, on enregistre deux types de figures d'interférences. L'une est

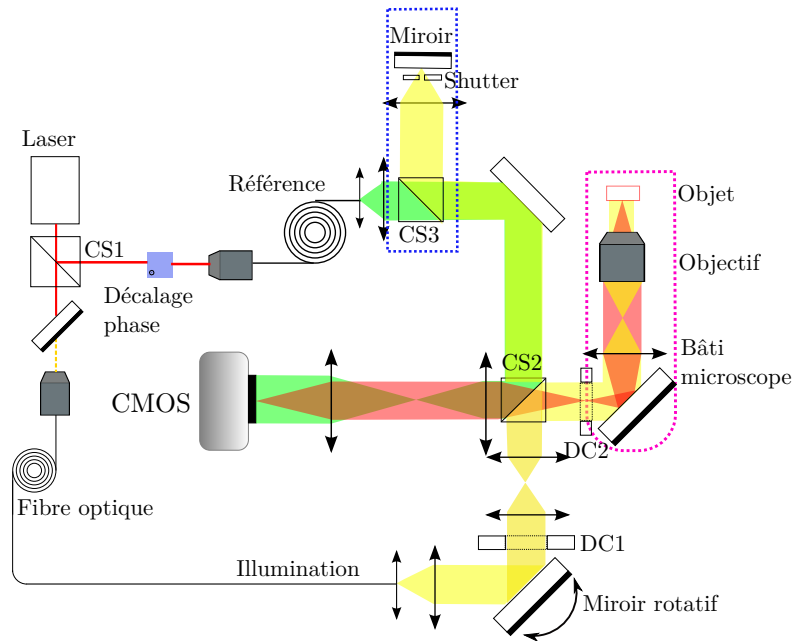


FIGURE 2.20 – Montage optique du MTD en réflexion avec le bras de référence modifié.

l'interférence entre l'onde rétro-diffractée par l'objet et le faisceau de référence. L'autre est l'interférence entre le faisceau d'illumination et le faisceau de référence. Le shutter nous permet d'enregistrer ces deux interférences séparément.

Pour chaque angle d'illumination, le shutter est tout d'abord fermé (voir aussi Fig. 2.10). Une série de 4 hologrammes est enregistrée avec seulement l'interférence entre l'onde rétro-diffractée par l'objet et le faisceau de référence sur le capteur CMOS. Ensuite le shutter est ouvert, une autre série de 4 hologrammes est enregistrée. Les informations enregistrées sur la caméra contiennent deux types de franges d'interférences. Le processus est répété pour les autres angles d'illumination.

Au niveau de la reconstruction des images, à partir des 4 hologrammes enregistrés avec le shutter ouvert, le spéculaire peut être obtenu en calculant le maximum dans le module du champ résultant. Puis à partir des 4 hologrammes enregistrés avec le shutter fermé, le champ résultant (l'onde rétro-diffractée par l'objet) est obtenu. Il est ensuite normalisé par le spéculaire pour enlever les déphasages parasites comme pour le MTD en transmission. Un support objet étendu est obtenu finalement en cumulant tous les supports objet des différents angles d'illumination.

La Figure 2.21 montre les images reconstruites d'une dentelle de carbone avec et sans le bras de référence modifié. La dentelle de carbone se situe dans la zone fermée pointillée. Elle est peu réfléchissante, elle est donc très difficile à imager avec le MTD en réflexion. Sans le bras de référence modifié (Fig. 2.21(a) et 2.21(b)), la dentelle de carbone est invisible. Avec le bras de référence modifié (Fig. 2.21(c) et 2.21(d)), il est maintenant

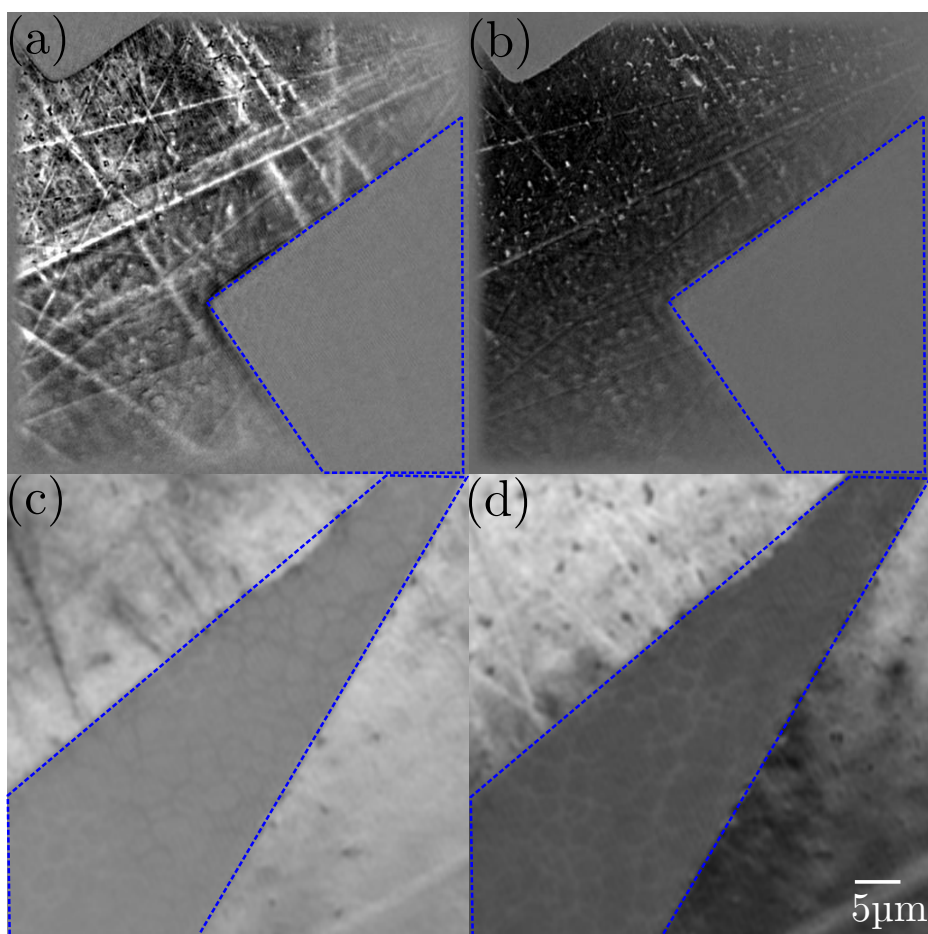


FIGURE 2.21 – Images reconstruites d’une dentelle de carbone avec et sans le bras de référence modifié. En haut : sans bras de référence modifié, en bas : avec bras de référence modifié. (a)(c) : partie réelle, (b)(d) : partie imaginaire. Noter que les zones étudiées sont différentes.

possible de distinguer les structures de la dentelle de carbone. Ces expériences se sont révélées délicates, car le contraste reste très faible. Nous avons donc aussi étudié une autre approche.

### Lame de microscope ITO

Un autre moyen pour récupérer la partie non diffractée du faisceau d’illumination consiste à utiliser une lame de microscope ITO (Oxyde d’Indium dopé à l’Étain). Le principe de la lame ITO est illustré Figure 2.22. Il s’agit d’une lame de microscope classique (verre ou quartz), recouverte par une couche ITO. Cette couche ITO est semi-réfléchissante, avec une transmittance élevée (supérieure à 88%).

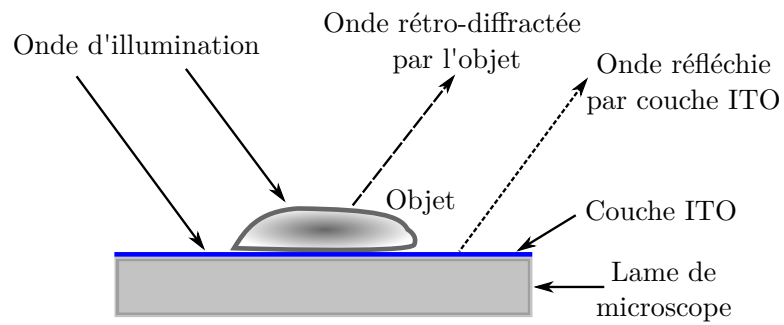


FIGURE 2.22 – Lame de microscope ITO.

Il est possible d'utiliser cette lame pour enregistrer la partie réfléchie du faisceau d'illumination. Au niveau du capteur CMOS, l'onde réfléchie par l'objet et l'onde réfléchie par la lame ITO (spéculaire) peuvent être enregistrées simultanément. On pourra alors retrouver le spéculaire.

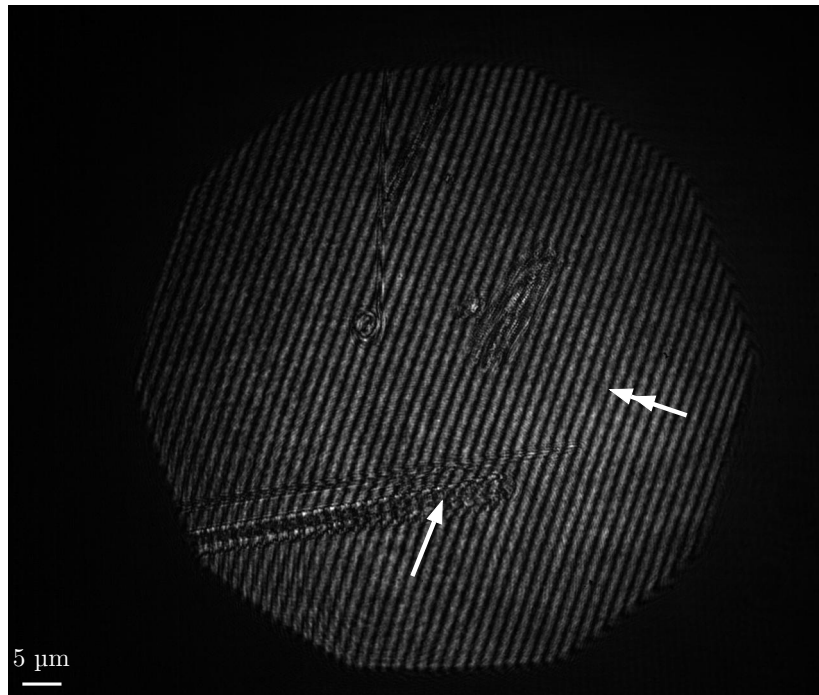


FIGURE 2.23 – Un interférogramme enregistré utilisant une lame de microscope ITO. Flèche simple : interférences dues à un objet. Flèche double : interférences dues à la lame ITO.

La Figure 2.23 montre un hologramme d'un échantillon enregistré (diatomées déposées sur une lame ITO). Les franges d'interférences (double flèche) visibles en dehors des objets prouvent que la partie réfléchie du faisceau d'illumination par la couche ITO a bien été récupérée.

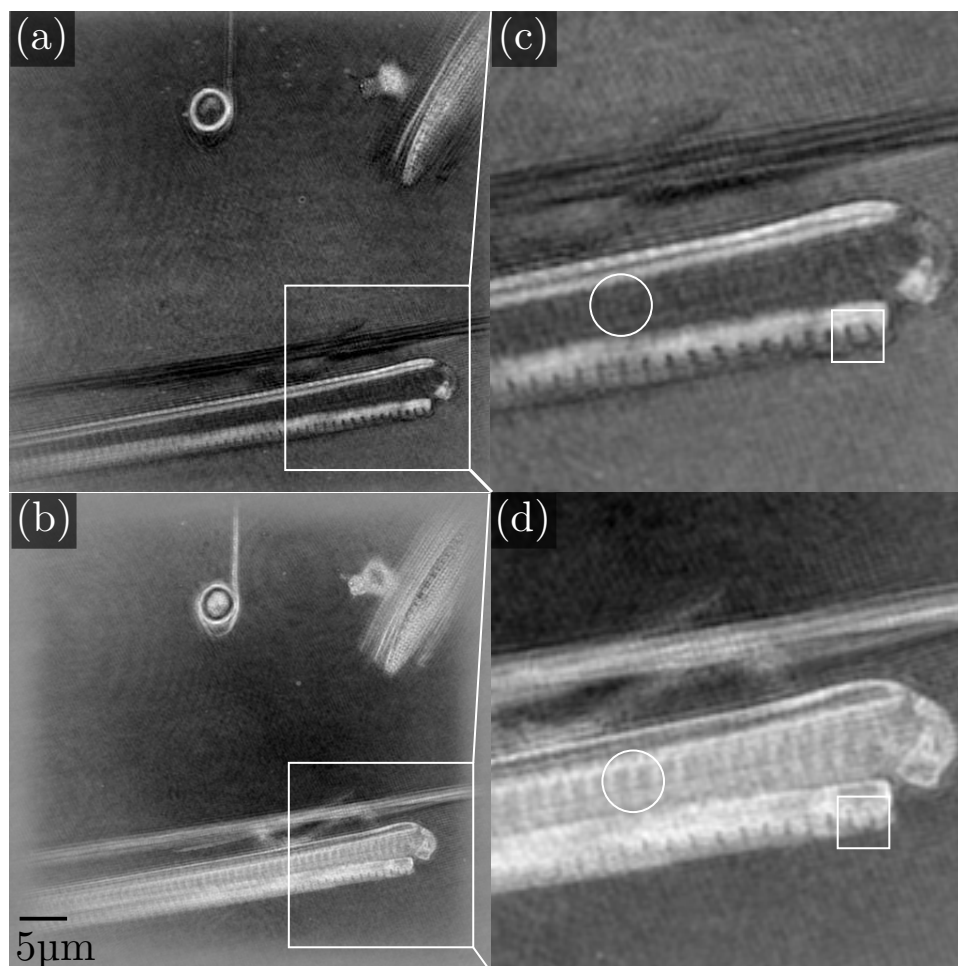


FIGURE 2.24 – Image reconstruite de diatomées déposées sur une lame ITO. (a) : partie réelle, (b) : partie imaginaire, (c) : image zoomée de (a), (d) : image zoomée de (b).

La Figure 2.24 montre une reconstruction de diatomées déposées sur la lame ITO en MTD. La lame ITO renvoie 12% du faisceau d'illumination, ce qui permet de normaliser les différents hologrammes et éliminer les déphasages parasites. L'image reconstruite démontre la validité du concept, puisqu'on ne peut pas reconstruire les diatomées correctement avec une lame classique avec le MTD en réflexion. Les images de la partie réelle (Fig. 2.24(a)) et de la partie imaginaire (Fig. 2.24(b)) sont différentes, ce qui permet de compléter les informations. Par exemple, la structure dans le cercle n'est pas visible sur la partie réelle (Fig. 2.24(c)), mais elle est visible sur la partie imaginaire (Fig. 2.24(d)).

Au contraire, la structure dans le carré bien visible sur la partie imaginaire est moins évidente sur la partie réelle.

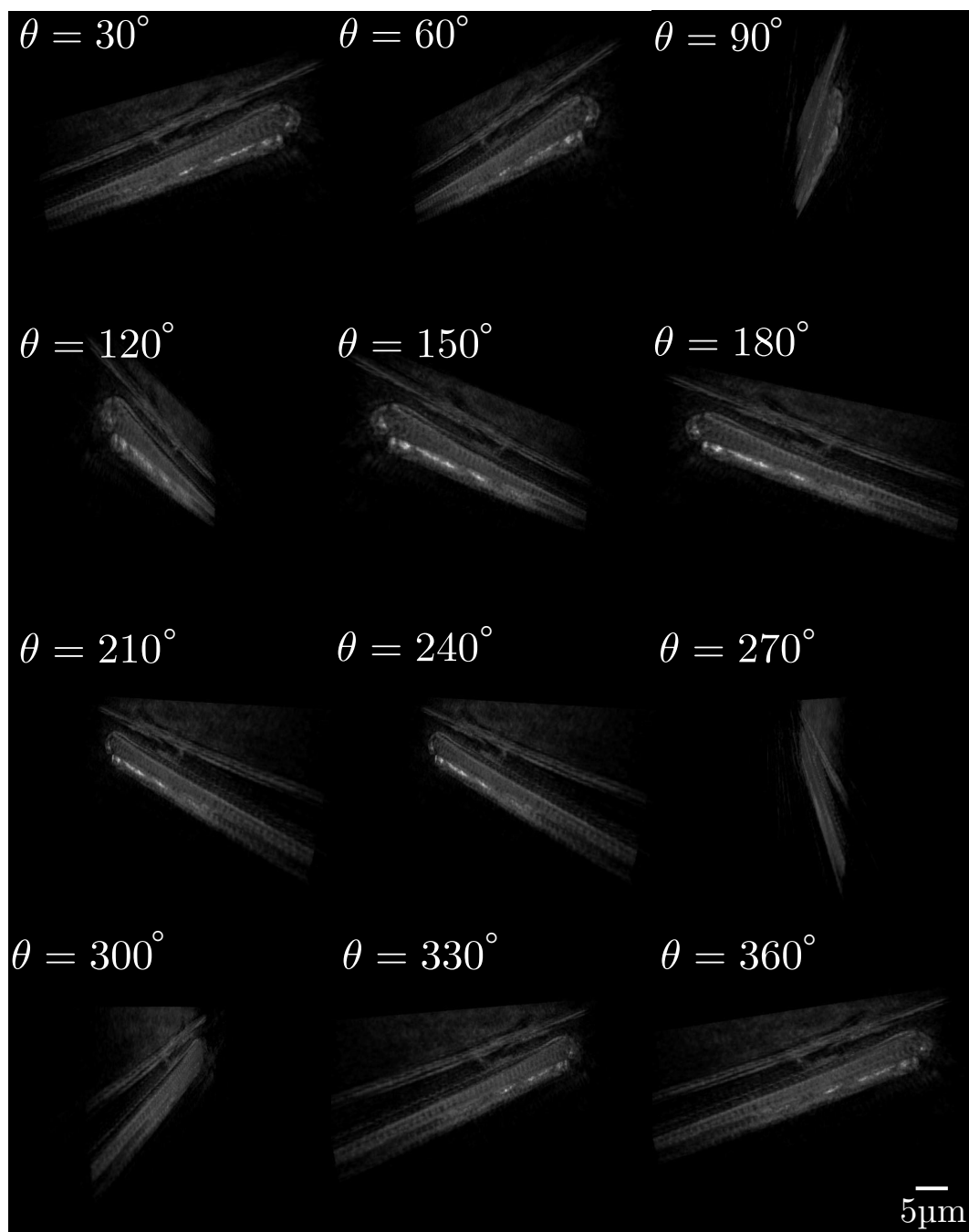


FIGURE 2.25 – Image 3D de la diatomée reconstruite avec la lame ITO (zoom de la Figure précédente) (partie réelle).

La Figure 2.25 montre les images des diatomées en vue 3D. Lors de la rotation des objets, on peut voir les structures tridimensionnelles des diatomées, malgré son épaisseur très fine.

## II.5 Conclusion

Partant de l'expérience du MTD en transmission, nous avons construit un MTD en réflexion, qui doit permettre d'améliorer la résolution longitudinale, tout en gardant la haute résolution latérale. Pour les objets réfléchissants, on peut procéder à la même reconstruction par le spéculaire qu'en transmission. Cependant pour les objets peu réfléchissants, le spéculaire n'est plus enregistré. Nous avons donc étudié deux méthodes pour récupérer ce spéculaire : bras de référence modifié et lame de microscope d'ITO. Les deux méthodes fonctionnent, mais la technique de la lame ITO est plus facile à mettre en œuvre.

Grâce à la lame ITO, nous pouvons maintenant imager des spécimens comme des diatomées en réflexion. L'idée est de combiner la reconstruction en transmission et en réflexion, pour obtenir une résolution isotrope.

D'autre part, l'accélération significative du temps d'acquisition avec le miroir rapide (FSM300) en réflexion nous pousse à changer le miroir utilisé en transmission. Nous avons donc décidé de construire un montage rapide du MTD en transmission.

Ces deux approches sont présentées dans les sections suivantes.



### III Couplage de la transmission et la réflexion sur un même bâti

Pour combiner le MTD en transmission et en réflexion, la première chose à faire est de mettre ces deux montages sur un même bâti. La Figure 2.26 présente le montage actuel du MTD au MIPS avec la transmission et la réflexion sur le même bâti (Olympus IX71).

Un faisceau laser est séparé en deux parties : faisceau d'illumination et faisceau de référence. Le miroir derrière le cube séparateur permet de changer l'illumination entre la transmission et la réflexion. Le faisceau d'illumination en transmission arrive en haut du bâti (en bleu), le faisceau d'illumination en réflexion rentre en bas du bâti (en vert) et le faisceau de référence est présenté en rouge.

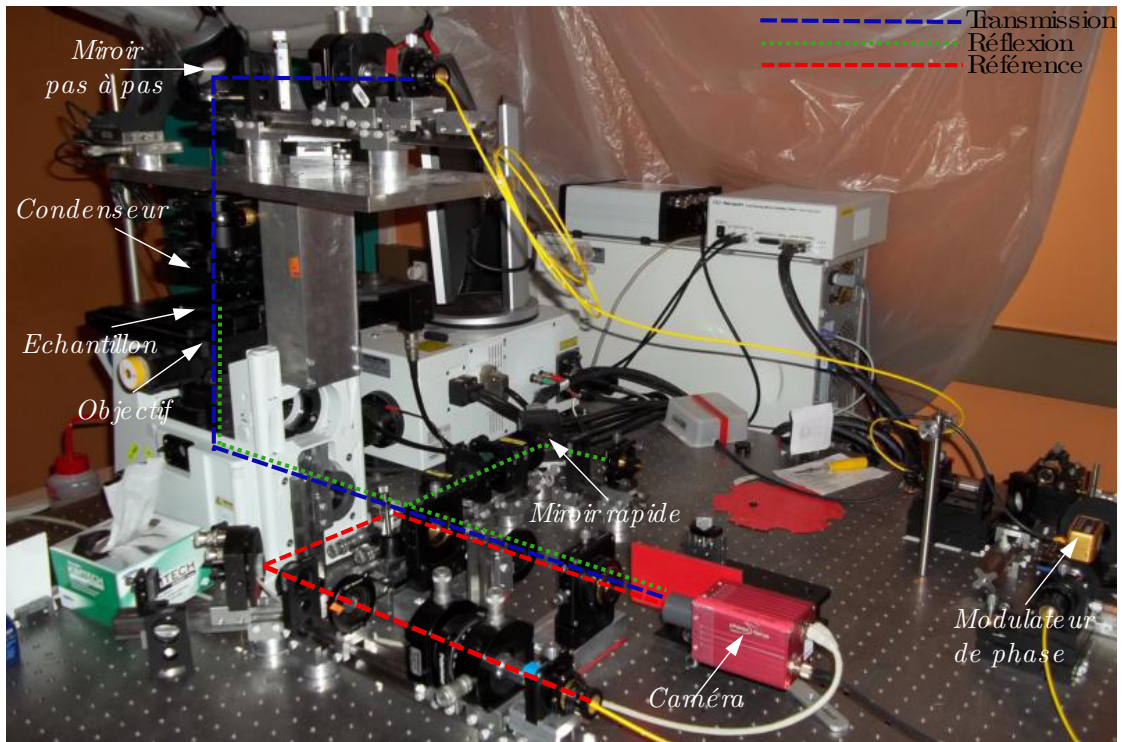


FIGURE 2.26 – Montage complet de MTD avec la transmission et la réflexion sur un même bâti.

## IV Montage rapide du MTD en transmission

Pour réaliser un montage rapide du MTD en transmission, on doit tout d'abord changer l'ancien miroir rotatif par le miroir rapide. Ceci nous permet d'accélérer le temps d'acquisition.

La Figure 2.27 montre la version rapide du MTD en transmission. Le montage est monté sur une table optique (50 cm × 60 cm) avec un système de cages (Thorlabs), ce qui rend le MTD compact, et facilite le transport et l'alignement optique.

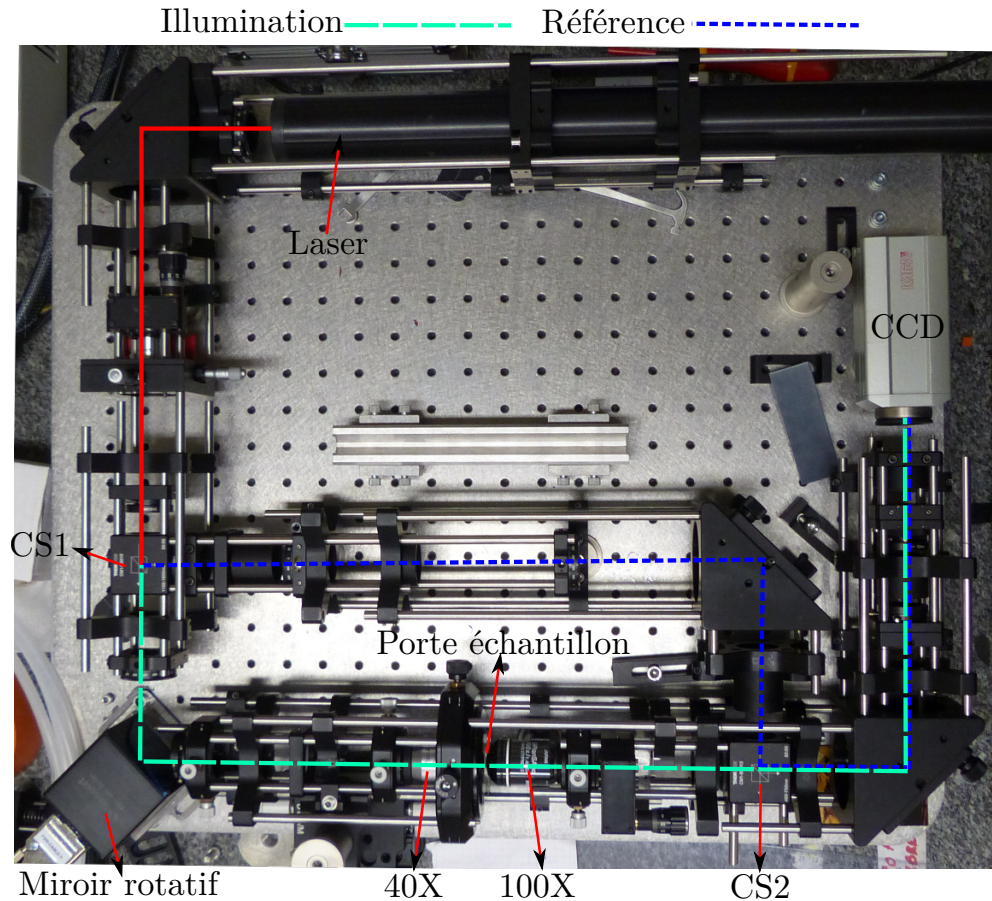


FIGURE 2.27 – Montage rapide du MTD en transmission.

Le faisceau laser collimaté par un système de filtrage spatial ressort plan, puis il est séparé par le cube séparateur (CS1) en deux parties : bras de référence présenté en rouge, bras d'illumination présenté en bleu. Sur le bras d'illumination, il contient un miroir rotatif rapide (FSM300), un condenseur d'illumination (objectif à 40X), un objectif de détection (100X). Le champ résultant et le faisceau de référence sont recombinaés sur le cube (CS2), puis une caméra CCD enregistre la figure d'interférences. Actuellement, l'échantillon entre lame et lamelle est placé verticalement, ce qui n'est pas idéal.

Au lieu d'utiliser le décalage de phase présenté avant, on a utilisé la configuration hors axe. Un avantage par rapport au décalage de phase est la quantité des hologrammes enregistrés. Un seul hologramme permet de reconstruire correctement l'image de l'objet, ceci réduit significativement le temps d'acquisition. Par exemple, pour enregistrer 400 angles d'illumination, le temps d'acquisition est 48 s. Sachant qu'en MTD classique, il est d'environ 10 mins pour 400 angles d'illumination. En plus, par rapport au décalage de phase, les fluctuations d'environnements ne perturbent pas le montage, les franges d'interférences sont donc très contrastées et stables.

Au niveau de la reconstruction de l'objet, le petit angle du faisceau de référence par rapport à l'axe optique permet de séparer largement l'image objet et l'image jumelle dans le domaine de Fourier (Fig. 2.28). Un filtrage est ensuite utilisé pour sélectionner uniquement les fréquences objet. Les fréquences jumelles seront éliminées, et l'image de l'objet reconstruit devrait donc être de haute qualité. Actuellement, nous sommes en train de reconstruire cette expérience, pour pouvoir placer l'échantillon horizontalement, ce qui facilitera les acquisitions.

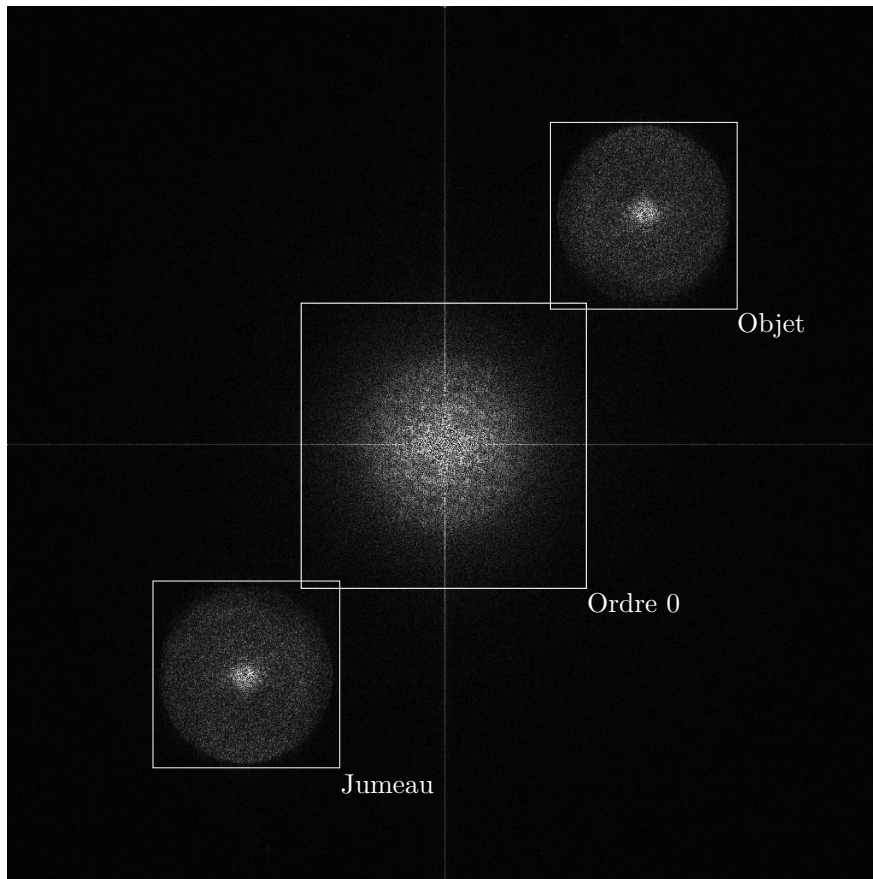


FIGURE 2.28 – Séparation de spectre objet et jumeau en Fourier avec l'holographie hors axe.

## Résumé

Un microscope tomographique diffractif en transmission pour étudier les objets semi-transparents et faiblement diffractants a été construit au laboratoire MIPS. La synthèse d'ouverture est réalisée avec un balayage angulaire sur l'incidence d'illumination. L'optimisation du montage expérimental ainsi que le programme de la reconstruction numérique nous permet d'accélérer significativement le temps d'acquisition des hologrammes ainsi que le temps nécessaire à la reconstruction. En raison de la résolution longitudinale limitée du MTD en transmission (fréquences objet manquantes le long de l'axe longitudinal), un montage du MTD en réflexion sur le même bâti a été également construit. Puisque l'illumination et la détection sont du même côté de l'objectif, le spéculaire (la partie non diffractée de l'onde d'illumination) est perdu. Cependant, la normalisation entre différents angles d'illumination par le spéculaire nous permet de reconstruire correctement l'objet observé. Deux méthodes sont donc présentées pour récupérer ce spéculaire. Un montage rapide du MTD en transmission est présenté dans la dernière section. En utilisant une configuration hors-axe et une reconstruction à l'aide des calculs GPU, nous pouvons obtenir une imagerie avec l'acquisition et la reconstruction presque en temps réel.



## Chapitre 3

# Profilométrie Multi-angles

Le MTD en réflexion peut être utilisé pour imager les objets minces et faiblement structurés en profondeur. Cependant son intérêt est limité puisque sa résolution longitudinale reste limitée. En revanche, la profilométrie interférométrique permet d'étudier le relief d'une surface et ses propriétés, notamment la rugosité ou la forme avec une grande précision. L'information de phase enregistrée en MTD pour des objets minces et réfléchissants devrait permettre d'obtenir la topologie du spécimen à l'instar des techniques de profilométrie.

L'idée est donc ici d'utiliser les jeux d'hologrammes enregistrés avec le MTD en réflexion afin de réaliser une profilométrie multi-angles. Ceci doit donner accès à la fois à une résolution latérale et à une précision longitudinale améliorées.

Avant de détailler les avantages de la profilométrie multi-angles, il convient de présenter les techniques classiques de profilométrie.

## I Techniques classiques

Les techniques classiques de profilométrie peuvent être classées en deux catégories : techniques mécaniques ou techniques optiques.

### I.1 Techniques mécaniques

La profilométrie à contact est souvent mécanique, la variation de la rugosité d'une surface étant déterminée à l'aide d'un palpeur mécanique qui balaye la surface. Les profilomètres mécaniques sont les instruments les plus répandus dans l'industrie (métrologie générale), par exemple dans celle des semi-conducteurs [Malacara (2007)].

Le profilomètre à stylet [Whitehouse (1997)] est le plus utilisé. Son principe consiste à balayer la surface à vitesse constante pour obtenir la variation de hauteur. La pointe

du stylet est maintenue avec une force minimale assurant qu'elle n'endommage pas la surface. Un inconvénient est la résolution latérale. Elle dépend de la taille de la pointe du stylet, de la forme de la surface étudiée et du pas d'échantillonnage. En analysant une surface avec une variation de hauteur de 1 nm et en utilisant un stylet d'une taille de 10  $\mu\text{m}$ , la résolution latérale est d'environ 0,6  $\mu\text{m}$  [Malacara (2007)].

La profilométrie à contact est indépendante des propriétés optiques de la surface [Malacara (2007)], elle est donc très adaptée à la mesure des surfaces présentant différents matériaux. Cependant, elle a aussi des inconvénients. D'une part, la vitesse de balayage d'une pointe est en générale de l'ordre du millimètre par seconde. D'autre part, en utilisant une pointe en diamant, des rayures sur la surface sont inévitables.

Le microscope à effet tunnel (STM) [Binnig et al. (1982), Binnig and Rohrer (2000)] et le microscope à force atomique (AFM) [Binnig et al. (1986)] sont les techniques les plus avancées. Ils disposent d'une pointe très fine permettant de mesurer les détails à l'échelle atomique. Dans le cas du STM, cette pointe métallique est maintenue à très courte distance de la surface (typiquement de l'ordre du nanomètre [Poon and Bhushan (1995)]). Une tension est appliquée entre l'échantillon et cette pointe. La pointe balaye la surface en maintenant constant le courant de tunnel et le mouvement de la pointe fournit le profil de hauteur. Cependant, le STM nécessite des surfaces conductrices. Il n'est pas possible de mesurer les surfaces non conductrices (verres).

Cette restriction est levée par l'AFM qui est une extension du STM. La mesure du courant de tunnel est remplacée par la mesure de la force atomique à l'aide d'une pointe de 20 à 50 nm. La force est maintenue constante grâce à une boucle de contre-réaction lors du balayage (déplacement de l'échantillon). En fonction de la force atomique utilisée, l'AFM peut être séparé en trois modes : contact, non-contact et intermittent (tapping). Le mode tapping [Zhong et al. (1993), Radmacher et al. (1996)] est le plus utilisé. Il résout le problème d'endommagement de la surface en mode contact [Elings and Gurley (2000)].

## I.2 Techniques optiques

Le profilomètre optique permet une profilométrie sans contact. Au lieu d'une sonde mécanique, il utilise une sonde optique. Cette sonde optique détermine la forme en détectant la meilleure mise au point sur un objet de test. Le profilomètre optique génère des mesures en détectant la mise au point d'un point quelconque de la surface et ajuste la hauteur de la lentille de focalisation jusqu'à ce que cette mise au point soit obtenue. Le déplacement de la lentille permet de calculer la hauteur de ce point.

En 1987, Brodmann et Smilga [Brodmann and Smilga (1987)] d'une part et Breitmeier et Ahlers [Breitmeier and Ahlers (1987)] d'autre part ont inventé une technique appelée capteur de focalisation optique. Un faisceau laser est focalisé sur la surface observée à l'aide d'une lentille. Le faisceau réfléchi par la surface est séparé en deux parties

par un prisme. Ces deux faisceaux sont ensuite enregistrés séparément par deux capteurs dits interne et externe. Lorsque la lentille de focalisation est trop haute, le faisceau retourné provoque un signal plus important sur le capteur interne. Lorsque la lentille est trop basse, le signal est plus important sur le capteur externe. Quand la lentille de focalisation est en position correcte, les capteurs interne et externe ont un signal identique et la différence de signal est nulle.

Pour générer un profil de la surface en 3D, le capteur de focalisation optique peut prendre plusieurs minutes, car on doit répéter le processus pour tous les points de la surface observée. La résolution latérale est aussi limitée à cause de la taille du point focalisé (1 à 1,5  $\mu\text{m}$ ) [Malacara (2007)]. Une autre contrainte est la détection des faisceaux réfléchis. S'il y a des pentes raides sur la surface, le faisceau peut se disperser et le signal sera perdu.

### I.3 Conclusion

De façon générale, on retiendra que la résolution d'un système de profilométrie dépend de la taille du stylet (profilométrie à stylet), de la pointe (STM ou AFM) ou de la taille du point focalisé (profilométrie optique). Le tableau 3.1 présente la résolution latérale et la précision longitudinale pour les différents profilomètres.

Type	Contact ou non	Résolution latérale	Résolution longitudinale
Stylet	Contact	50 nm <sup>1</sup>	0.25 nm
STM	Non	0.1 nm	0.01 nm
AFM	Non	2-10 nm	0.1 nm
Optique	Non	1 $\mu\text{m}$	0.5-1 nm

TABLE 3.1 – Résolution de différentes techniques profilométriques [Malacara (2007)].

Nous allons maintenant présenter les techniques de profilométrie sur des microscopies interférométriques.

---

1. dépendant du stylet



## II Microscopie interférométrique

Le principe de la microscopie interférométrique nous intéresse particulièrement dans la mesure où il se rapproche de la technique développée au laboratoire. En effet, tout comme en MTD, les différents montages sont basés sur l'utilisation d'un interféromètre. On distingue ces différents montages selon le type d'interféromètre qu'ils utilisent.

Les différentes configurations de microscopie interférométrique sont schématisées sur la Figure 3.1. Chaque configuration possède des avantages et des inconvénients.

- L'interféromètre de Michelson contient un objectif, une séparatrice et un miroir de référence. La séparatrice insérée entre échantillon et objectif impose des objectifs à longue distance de travail. C'est pour la raison l'interféromètre de Michelson est uniquement utilisé avec l'objectif à basse ouverture numérique et longue distance de travail.
- L'interféromètre de Mirau contient deux miroirs semi-transparent, l'un sert comme miroir de référence, l'autre comme séparateur. Le miroir central crée une zone obscurcie si l'agrandissement est inférieure à 10X.
- L'interféromètre de Linnik contient deux objectifs identiques, ce qui le rend plus sensible aux vibrations et plus difficile à régler, mais autorise de fortes ouvertures numériques.
- L'interféromètre de Fizeau travaille lui en plein champ et présente des chemins optiques non égaux sur les différents bras de l'interféromètre. Ceci nécessite donc une source à grande longueur de cohérence.

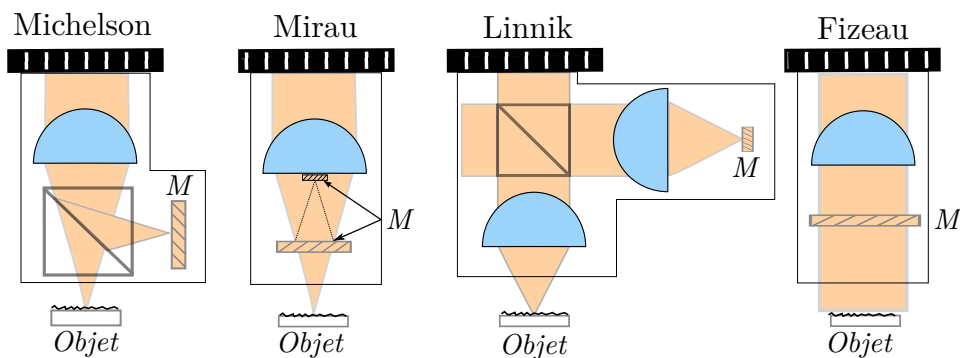


FIGURE 3.1 – Configuration d'illumination des différents interféromètres. M : miroir. Dérivée de [Malacara (2007)]

L'interféromètre de Michelson, l'interféromètre de Mirau et l'interféromètre de Linnik sont très stables, car les chemins optiques sont communs, mais le séparateur induit

des aberrations sphériques et augmente la distance de travail. Alors que l'interféromètre de Fizeau travaille en onde plane, un point image dans les autres configurations voit arriver un ensemble d'ondes obliques. Ceci oblige à un calibrage de l'appareil pour les fortes ouvertures numériques. En effet, la phase mesurée est modifiée par le «facteur d'obliquité» fixé par l'ensemble des angles d'illumination, depuis la normale jusqu'à la valeur maximum. Le problème est que l'illumination ne peut être caractérisée par un angle unique. Pour trouver précisément le facteur d'obliquité, il faut évaluer la contribution de chaque angle, la pondérer et sommer l'ensemble des contributions sur le cône de convergence en un point (représentation dans l'espace image). Les erreurs commises deviennent importantes à forte ouverture numérique, sauf pour l'interféromètre de Fizeau (Fig. 3.2).

Plusieurs théories ont été publiées, qui donnent des facteurs de correction légèrement différents [Biegen (1989)]. Dépendant de l'image, le facteur d'obliquité est donc lié à l'ouverture numérique du microscope, ainsi qu'à la distribution d'intensité le long de la pupille. On peut remarquer qu'une modification du diaphragme d'ouverture va modifier la valeur mesurée, ce qui nécessite un autre calibrage de l'appareil. Dans le cas de l'interféromètre de Mirau, la fonction pupille est modifiée par l'obscurcissement lié au miroir de référence, ce qui modifie le facteur de correction et le rend en général différent de l'interféromètre de Linnik et plus difficile à calculer.

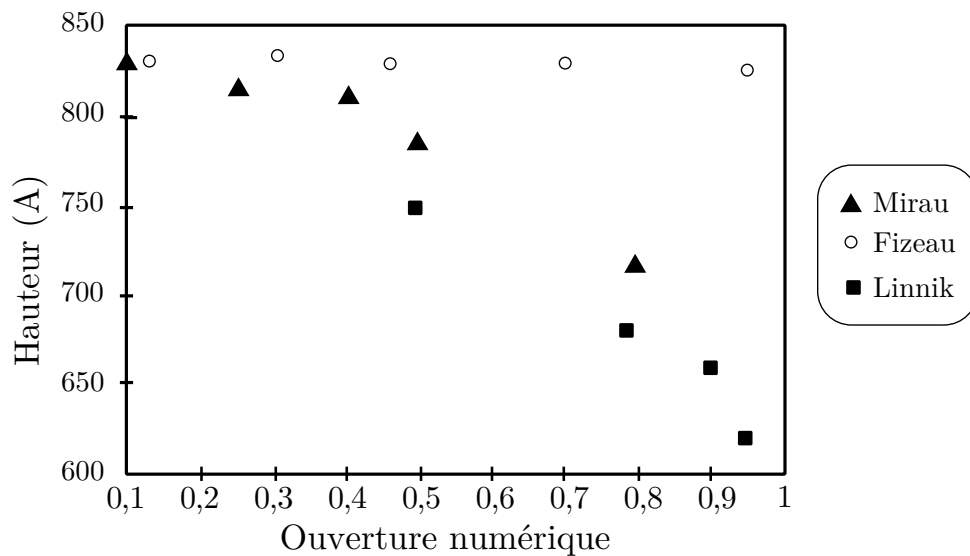


FIGURE 3.2 – Saut de hauteur (standard) en chrome ( $832 \pm 23 \text{ \AA}$ ), mesuré avec différentes configurations. Lorsque NA augmente, la hauteur ne reste correcte qu'avec l'interféromètre de Fizeau. D'après [Biegen (1989)].

D'une façon générale, le principe du calcul est d'intégrer l'ensemble des portions d'angle solide  $d\Omega = \sin \theta d\varphi d\theta$  sur le cône d'illumination, lui même délimité par l'angle

maximum  $\theta_{max}$ , fixé par l'ouverture numérique [Schulz and Elssner (1991)] :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{max}} R(\theta)P(\theta) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}z \cos \theta\right) \sin \theta \, d\varphi \, d\theta \quad \text{III-1}$$

où  $P(\theta)$  est la fonction pupille et  $R(\theta)$  la réflectivité du matériau (souvent considérée constante). Même pour une transmission pupillaire constante, un phénomène plus compliqué apparaît après intégration de l'équation III-1 : la phase résultante ne varie plus linéairement avec la hauteur, le facteur de correction n'est alors plus constant et on ne peut corriger l'ensemble du profil  $h(x, y)$  par une seule valeur.

### III Profilométrie en holographie

Notre montage du MTD fournit un jeu de données correspondant à l'amplitude complexe de l'onde en provenance de l'objet. Cette amplitude complexe contient une information de phase, qui, dans le cas d'objets réfléchissants et minces peut être reliée à la hauteur du spécimen.

Nous allons donc montrer dans cette partie les différentes techniques permettant de retrouver la topologie du spécimen à partir du jeu de données fournis par notre montage.

#### III.1 Mesure en incidence normale

L'approche géométrique est l'approche classique en holographie. On considère une illumination en incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ) sur un matériaux homogène.

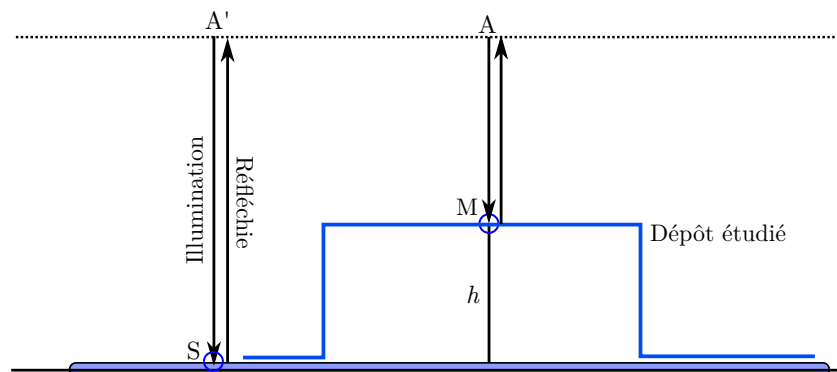


FIGURE 3.3 – Configuration dans le cas d'une illumination en incidence normale, sur un échantillon de type saut de hauteur.

La Figure 3.3 illustre la relation entre la phase et le profil du saut de hauteur en optique géométrique. La phase mesurée pour un point objet  $M$  est en effet l'écart entre la phase  $\phi_0$  de la référence et la phase  $\phi_M$  de l'objet, soit :

$$\phi_M = k_0 A'S = \frac{2\pi}{\lambda_n} A'S \text{ avec } \lambda_n = \frac{\lambda}{n} \quad \text{III-2}$$

où  $\lambda_n$  est la longueur d'onde dans un milieu  $n$ .

Et de même pour le substrat

$$\phi_S = \frac{2\pi}{\lambda_n} AM \quad \text{III-3}$$

Après avoir choisi arbitrairement le niveau zéro, on obtient le profil du saut de hauteur :

$$\phi(x, y) = \phi_S - \phi_M = \frac{2\pi}{\lambda_n} (A'S - AM) \quad \text{III-4}$$

En réflexion, ce profil du saut de hauteur vaut alors :

$$h(x, y) = \frac{\lambda_n}{4\pi} \phi(x, y) \quad \text{III-5}$$

La formule (III-5) montre que le saut de hauteur est directement lié à la phase mesurée. Si on connaît cette phase mesurée, on peut calculer le saut de hauteur. La phase peut être obtenue par une technique hors axe (optimisation de la vitesse) ou par décalage de phase (optimisation du champ). L'hypothèse limitative reste que le matériaux lui même n'induit pas de saut de phase ou un saut de phase constant.

## Mesure de la phase

Dans notre cas, l'interféromètre à décalage de phase a été choisi en raison du champ observé que nous voulons le plus large possible. L'algorithme le plus utilisé en décalage de phase est celui qui utilise une série de quatre hologrammes. Un décalage de phase de  $\pi/2$  est introduit dans l'onde de référence entre ces quatre hologrammes. D'après l'équation (I-44), la phase calculée est donnée par :

$$\phi(x, y) = \arctan\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right)$$

La fonction arctan contenant les informations à la fois sur le sinus et le cosinus, est ambiguë : le rapport des deux rend impossible la détermination du quadrant pour des points diamétralement opposés. On utilise les valeurs du sinus et du cosinus plutôt que directement arctan, ce qui permet de conserver les informations utiles. La paire  $(\sin \phi, \cos \phi)$  permet le calcul de l'angle sur l'intervalle  $[0, 2\pi]$  ou  $[-\pi, \pi]$ . On parle parfois de fonction arctan2 qui est une variation de la fonction arctan. Cette fonction permet de lever l'indétermination de signe sur le rapport  $\frac{\sin \phi}{\cos \phi}$ , autrement dit, *elle permet de savoir dans quel cadran du cercle trigonométrique se situe l'angle*. La phase finale est obtenue en suivant le tableau 3.2.

$\sin \phi$	$\cos \phi$	$\phi(\arctan)$
>0	>0	$\phi$
>0	<0	$\phi + \pi$
<0	<0	$\phi - \pi$
<0	>0	$\phi$
>0	=0	$\pi/2$
=0	<0	$\pi$
<0	=0	$3\pi/2$
=0	>0	0

TABLE 3.2 – Valeur de la phase depuis le calcul de arctan ou arcsin en fonction des signes de  $\sin \phi$  et  $\cos \phi$  entre  $-\pi$  et  $\pi$

### Critère expérimental de qualité

La qualité des hologrammes influe directement sur la validité de la phase calculée. Aussi, il est nécessaire de pouvoir estimer la qualité des hologrammes enregistrés. Pour ce faire, Malacara [Malacara (2007)] a proposé le critère du taux de modulation. Dans le cadre de notre montage avec le décalage de phase, ce critère s'écrit :

$$\gamma(x, y) = \frac{2\sqrt{(I_4 - I_2)^2 + (I_1 - I_3)^2}}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad \text{III-6}$$

Un seuil de qualité ( $\gamma_s$ ) est alors fixé : tous les points de contraste inférieur à ce seuil sont rejetés. Par principe, les données du MTD présentent une certaine redondance, et le rejet de certains points n'a pas de conséquences sur l'image, car on les retrouvera sur un autre hologramme.

### Problème du déroulement de phase

À cause de la fonction arctan, la phase est calculée modulo  $2\pi$ , ce qui signifie que la distribution de phase contient une discontinuité. En effet lorsque la valeur de la phase cumulée dépasse  $2\pi$ , cette valeur revient à 'zéro'. À titre d'illustration, la Figure 3.4 montre un exemple d'une carte de phase modulo  $2\pi$  mesurée avec le décalage de phase en quatre sauts de  $\pi/2$ . L'objet est un frottement sur revêtements de surface ( $Ti_{0,5}Al_{0,5}N$ ). Le substrat situé dans les zones fermées ne doit pas contenir de discontinuité.

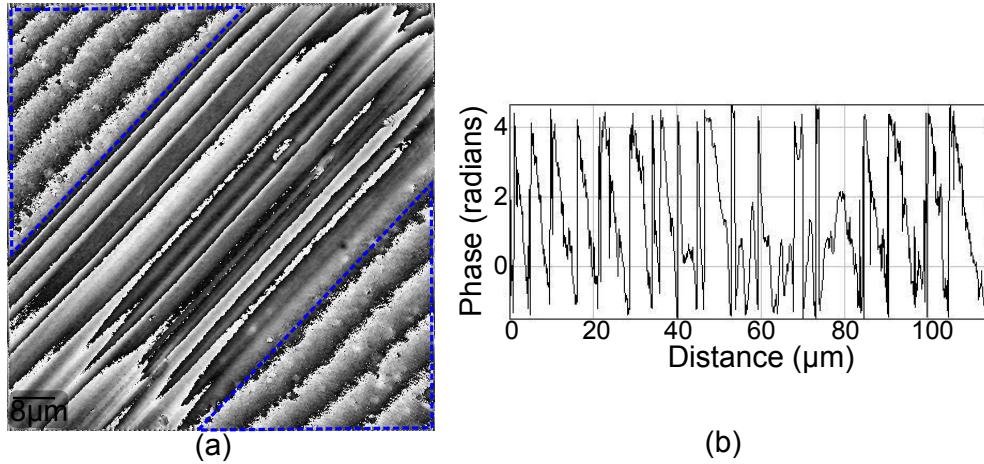


FIGURE 3.4 – Phase reconstruite d'un frottement sur revêtements de surface ( $Ti_{0,5}Al_{0,5}N$ ). À gauche : image de phase modulo  $2\pi$  calculée avec  $\arctan 2$ , à droite : profil correspondant à l'image de phase.

### III.2 Déroulement de phase

Comme la phase est calculée modulo  $2\pi$ , il est nécessaire d'enlever cette discontinuité sur la carte de phase par une procédure appelée déroulement de phase, qui consiste donc à ajouter ou soustraire  $2\pi$  à l'endroit où existe une discontinuité entre deux pixels adjacents. La formule (III-7) montre la relation simple entre la phase calculée modulo  $2\pi$   $\phi_W(x, y)$  et la phase après le déroulement de phase  $\phi(x, y)$ .

$$\phi(x, y) = \phi_W(x, y) + 2\pi m \quad \text{III-7}$$

où  $m$  est un entier. La procédure de déroulement de phase consiste donc à chercher le bon  $m$  pour chaque mesure de phase.

Différents algorithmes ont été proposés par de nombreux chercheurs. On peut les classer en deux catégories : par suivi de chemin et indépendant du chemin.

Dans la catégorie "suivi de chemin", s'il y a des pixels invalides ou un bas RSB dans le trajet, la propagation du bruit peut fausser l'algorithme. Différentes techniques ont été proposées pour éliminer le problème.

Goldstein et al., 1988 [Goldstein et al. (1988)] et Huntley, 1989 [Huntley (1989)] ont proposé d'utiliser l'information de résidus corrélés pour générer un chemin propre. L'idée est que la phase déroulée doit être indépendante du chemin suivi. Quiroga et al., 1995 [Quiroga and Gonzalez-Cano (1997)] et Herráez et al., 2002 [Herráez et al. (2002)] ont introduit un critère de qualité guidant le chemin de déroulement. La fonction de qualité peut être par exemple la fonction de contraste  $\gamma$ . Les pixels de haute qualité sont d'abord traités, puis les pixels de basse qualité pour éviter l'erreur de propagation. Le chemin de déroulement est déterminé en utilisant la fiabilité des pixels.

Au contraire des algorithmes par suivi de chemin, les algorithmes indépendant du chemin déroulent les données globalement. Gierloff, 1987 [Gierloff (1987)] déroule les données par régions, en partitionnant la carte de phase selon les sauts de phase. L'algorithme cherche alors à déterminer le décalage entre ces régions (entières). Il conserve le meilleur compromis permettant d'éliminer des sauts entre partitions. Une autre approche (Towers et al., 1989 [Towers et al. (1989)] et Baldi, 2001 [Baldi (2001)]) est de séparer la carte de phase en petites zones, chaque zone est déroulée individuellement, puis ces petites zones sont alors combinées et déroulées les unes par rapport aux autres.

La Figure 3.5 montre un exemple de déroulement de phase avec l'algorithme proposé par Herràez et al., (2002) : les discontinuités de phase ont été correctement éliminées après le déroulement.

Le domaine du déroulement de phase est un domaine d'actualité, avec plus d'une centaine d'articles sur le sujet uniquement sur le site de l'Optical Society of America pour la période 2010 - 2014. Cette thèse ne portant pas spécifiquement sur ce sujet, et l'algorithme de Herràez et al., (2002) étant satisfaisant pour nos travaux, nous l'utiliserons donc .

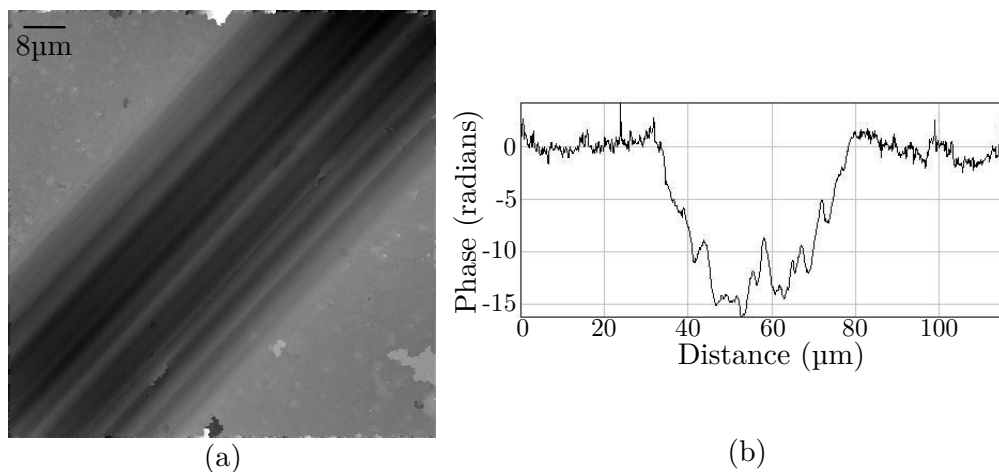


FIGURE 3.5 – Phase reconstruite d'un frottement sur revêtement de surface ( $Ti_{0,5}Al_{0,5}N$ ). À gauche : image de phase après le déroulement, à droite : profil de phase après le déroulement.

### III.3 Mesure en incidence inclinée

Le déroulement de phase suppose qu'entre deux pixels adjacents, le changement de phase ne dépasse pas  $\pi$ . En terme de hauteur, si un objet a un saut de hauteur supérieur à  $\lambda/4$ , la hauteur ne peut pas être reconstruite correctement, à cause de ce problème d'ambigüité de la phase.

Dans le but d'améliorer la résolution latérale, des objectifs à grande ouverture numérique ont été utilisés. Ce sont des objectifs à immersion à huile ou à eau, et donc la longueur d'onde dans le milieu est diminuée d'un facteur qui est l'indice du milieu  $n$  (1,515 pour l'huile, 1,332 pour l'eau). Par conséquent, ceci limite la hauteur mesurée à  $\lambda/4n$ . Une illumination incidente inclinée peut être utilisée pour enlever le problème d'ambigüité  $2\pi$  et augmenter le saut de hauteur mesurée.

Lorsque l'onde d'illumination est inclinée, la phase collectée varie par rapport à l'incidence normale, et la hauteur apparente est modifiée d'un facteur  $\cos \theta$  (Fig. 3.6).

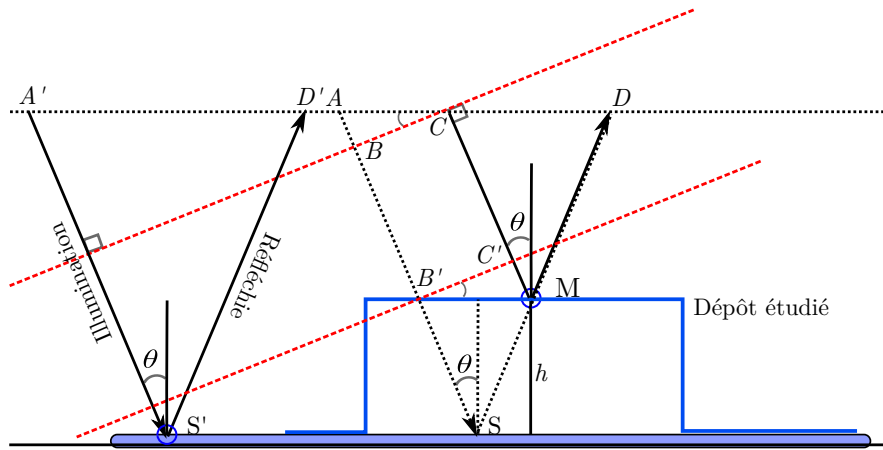


FIGURE 3.6 – Profilométrie à inclinaison variable. Entre la phase du substrat et la phase de référence sur le plan de détection, un facteur  $\cos \theta$  est ajouté. Contrairement à l'interféromètre de Michelson, le front d'onde de la référence n'est jamais incliné. Ceci introduit une rampe de phase à la fois sur la phase objet et la phase du substrat (spéculaire).

La différence de phase entre le substrat et le point objet se calcule simplement à partir des points  $B$  et  $C$  du même front d'onde incident. La différence de chemin optique vaut :

$$\begin{aligned}
 BS + SM + MD - CM - MD &= 2 \times SM - C'M \\
 &= \frac{2h(x, y)}{\cos \theta} - 2h(x, y) \tan \theta \sin \theta \\
 &= 2h(x, y) \cos \theta
 \end{aligned}
 \tag{III-8}$$



La différence de phase entre substrat et point objet  $\phi(x, y)$  est égale à  $2kh(x, y) \cos \theta$  : elle est maximale en incidence normale et décroît avec l'angle d'incidence.

Le profil de saut de hauteur est calculé par :

$$h(x, y) = \frac{\lambda_n}{4\pi \cos \theta} \phi(x, y) \quad \text{III-9}$$

Sans correction angulaire, on mesure donc une hauteur apparente dépendant de l'angle d'incidence  $\theta$ . En changeant  $\theta$ , nous pouvons obtenir différentes mesures du même saut de hauteur, la division par  $\cos \theta$  pouvant être considérée comme une longueur d'onde équivalente à  $\lambda_n / \cos \theta$  ( $\cos \theta$  : modulation par  $k_z$ . Cf IV.2). Cette notion de longueur d'onde équivalente est à la base de la technique bi-longueurs d'onde présentée dans la section III.4.

Sachant que  $\cos \theta < 1$ ,  $h(x, y)$  apparent est donc supérieure à  $\lambda_n/4$ . Avec une incidence inclinée adaptée, nous pouvons donc calculer le saut de hauteur correct entre deux pixels adjacents, même s'il est supérieur à  $\lambda_n/4$ .

Afin de valider la méthode proposée, deux mires de calibration VLSI ont été étudiées : STR10-1000P (saut de hauteur 100 nm) et STR10-1800S (saut de hauteur 180 nm).

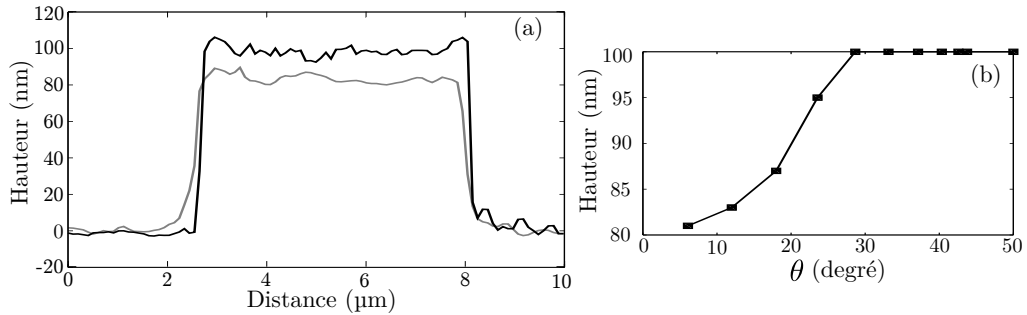


FIGURE 3.7 – Mire de calibration STR10-1000P. À gauche : saut de hauteur mesuré en incidence normale (gris) et en incidence inclinée (noir). À droite : saut de hauteur mesuré en fonction de l'angle d'incidence.

La Figure 3.7 montre le profil reconstruit de STR10-1000P. Les acquisitions sont faites en utilisant une longueur d'onde de 475 nm avec un objectif immersion à eau ( $n = 1,332$ ), l'ouverture numérique de détection vaut 1,2. La limite des sauts de hauteur ( $\lambda_n/4$ ) est égale à  $475 \text{ nm} / (4 \times 1,332)$ , soit 89 nm.

La Figure 3.7(a) illustre le saut de hauteur mesuré apparent en incidence normale en gris ( $\theta = 0^\circ$ ) et en incidence inclinée en noir ( $\theta = 40^\circ$ ). La hauteur mesurée n'est pas de 100 nm en incidence normale, mais en inclinant l'incidence à  $40^\circ$ , on peut retrouver 100 nm. La Figure 3.7(b) montre le saut de hauteur mesuré en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ . On s'aperçoit que la hauteur mesurée avec  $\theta$  inférieur à  $30^\circ$  est incorrecte.

Il existe donc un angle d'incidence minimal pour obtenir la bonne hauteur, qui s'écrit :

$$\cos \theta \leq \frac{\lambda_n}{4h(x, y)}$$

$$\text{Soit } \theta \geq \arccos \left( \frac{\lambda_n}{4h(x, y)} \right) \quad \text{III-10}$$

Dans l'exemple précédent, l'angle d'incidence minimal vaut  $27^\circ$ .

Cependant, cette méthode impose une contrainte sur le saut de hauteur maximal. Sachant que l'angle incidence est limité par l'ouverture numérique d'illumination (NA), soit  $\arcsin(\text{NA}/n)$ , le saut de hauteur est donc limité par :

$$h(x, y) \leq \frac{\lambda_n}{4 \cos(\arcsin \frac{\text{NA}}{n})} \quad \text{III-11}$$

Dans le cas d'un objectif immersion à eau et une longueur d'onde à 475 nm, le saut de hauteur reste limité à 207 nm. En outre, le travail à fort angle d'incidence impose une contrainte expérimentale : l'ombrage (détaillé dans la section V.5).

### III.4 Mesure par la méthode à deux longueurs d'onde synthétique

Une méthode plus générale a été proposée par Cheng et Wyant en 1984 [Cheng and Wyant (1984)], pour des objets présentant une discontinuité de hauteur supérieure à  $\lambda_n/4$ , en utilisant l'information apportée par une mesure avec une seconde longueur d'onde. L'intervalle de hauteurs mesurables peut ainsi être augmenté significativement.

Avec une première longueur d'onde, une première phase modulo  $2\pi$  est obtenue. De la même façon, une deuxième phase modulo  $2\pi$  est obtenue avec une deuxième longueur d'onde. En soustrayant ces deux phases modulo  $2\pi$ , nous pouvons obtenir un intervalle plus large :

$$\phi_s(x, y) = \phi_a(x, y) - \phi_b(x, y) = \frac{4\pi h(x, y)}{\lambda_s} \quad \text{III-12}$$

où  $\phi_a(x, y)$  et  $\phi_b(x, y)$  sont les phases aux longueurs d'onde  $\lambda_a$  et  $\lambda_b$ . La longueur d'onde synthétique  $\lambda_s$  s'écrit :

$$\lambda_s = \frac{\lambda_a \lambda_b}{|\lambda_a - \lambda_b|} \quad \text{III-13}$$

Dans la section précédente, nous avons vu que nous pouvions obtenir une longueur d'onde équivalente en changeant l'angle d'incidence. Il est donc possible d'utiliser une méthode similaire à la mesure de phase avec deux longueurs d'onde équivalentes, sans avoir besoin de deux sources laser, ce qui permet aussi d'éviter les problèmes de dispersion.

Considérant  $\lambda_a = \lambda_n / \cos \theta_a$  et  $\lambda_b = \lambda_n / \cos \theta_b$ , l'équation (III-13) peut être réécrite :

$$\lambda_s = \frac{\lambda_n}{|\cos \theta_b - \cos \theta_a|} \quad \text{III-14}$$

Le saut de hauteur est finalement donné par :

$$h(x, y) = \frac{\lambda_n \phi_s(x, y)}{4\pi |\cos \theta_b - \cos \theta_a|} \quad \text{III-15}$$

Avec deux angles d'incidences différents, nous sommes donc capables de mesurer des objets avec une discontinuité de hauteur supérieure à  $\lambda_n/4$ . Cette méthode permet d'éviter le déroulement de phase numérique détaillé dans la section III.2.

Pour vérifier cette approche bi-longueurs d'onde équivalentes, la mire de calibration STR10-1800S a été utilisée. La mesure est effectuée en utilisant une longueur d'onde de 475 nm et un objectif immersion à l'huile ( $n = 1,515$ ) et  $\text{NA} = 1,4$ . La limite de la hauteur mesurée sous incidence normale est de  $475/(4 \times 1,515)$ , soit 78 nm.

Pour retrouver la valeur correcte de 180 nm, la première méthode choisie est d'utiliser une illumination inclinée qui a été présentée dans la section précédente. L'angle d'illumination devrait être au moins de  $\arccos(\frac{78}{180})$ , soit  $64^\circ$ , sachant que l'angle d'illumination maximum permis par l'objectif est de  $\arcsin(\frac{\text{NA}}{n})$ , soit  $67,5^\circ$ . Il est expérimentalement difficile d'obtenir une carte de phase correcte avec tel angle. L'idée est donc d'utiliser la méthode des longueurs d'onde équivalentes afin de faciliter le déroulement de phase.

La Figure 3.8 montre les résultats obtenus sur cette mire.

- La Figure 3.8(a) présente le profil de phase obtenu à un angle de  $51^\circ$  ( $\cos \theta = 0,63$ ), et celui obtenu à  $8^\circ$  ( $\cos \theta = 0,99$ ) est présenté en figure 3.8(b). Les longueurs d'onde équivalentes  $\lambda_a$  et  $\lambda_b$  sont respectivement de 497 nm et 317 nm et la longueur d'onde synthétique  $\lambda_s$  vaut 874 nm.
- La soustraction des deux profils de phase  $\phi_s = \phi_a - \phi_b$  contient une discontinuité de  $2\pi$  (Fig. 3.8(c)).
- Ajouter ou soustraire  $2\pi$  si  $\phi_s < -\pi$  ou  $\phi_s > \pi$  permet d'obtenir un nouveau profil de phase avec un intervalle plus large et sans discontinuités (Fig. 3.8(d)).
- La Figure 3.8(e) montre que la hauteur de profil ainsi reconstruite est correcte (180 nm) sans utiliser d'illumination à très forte inclinaison.

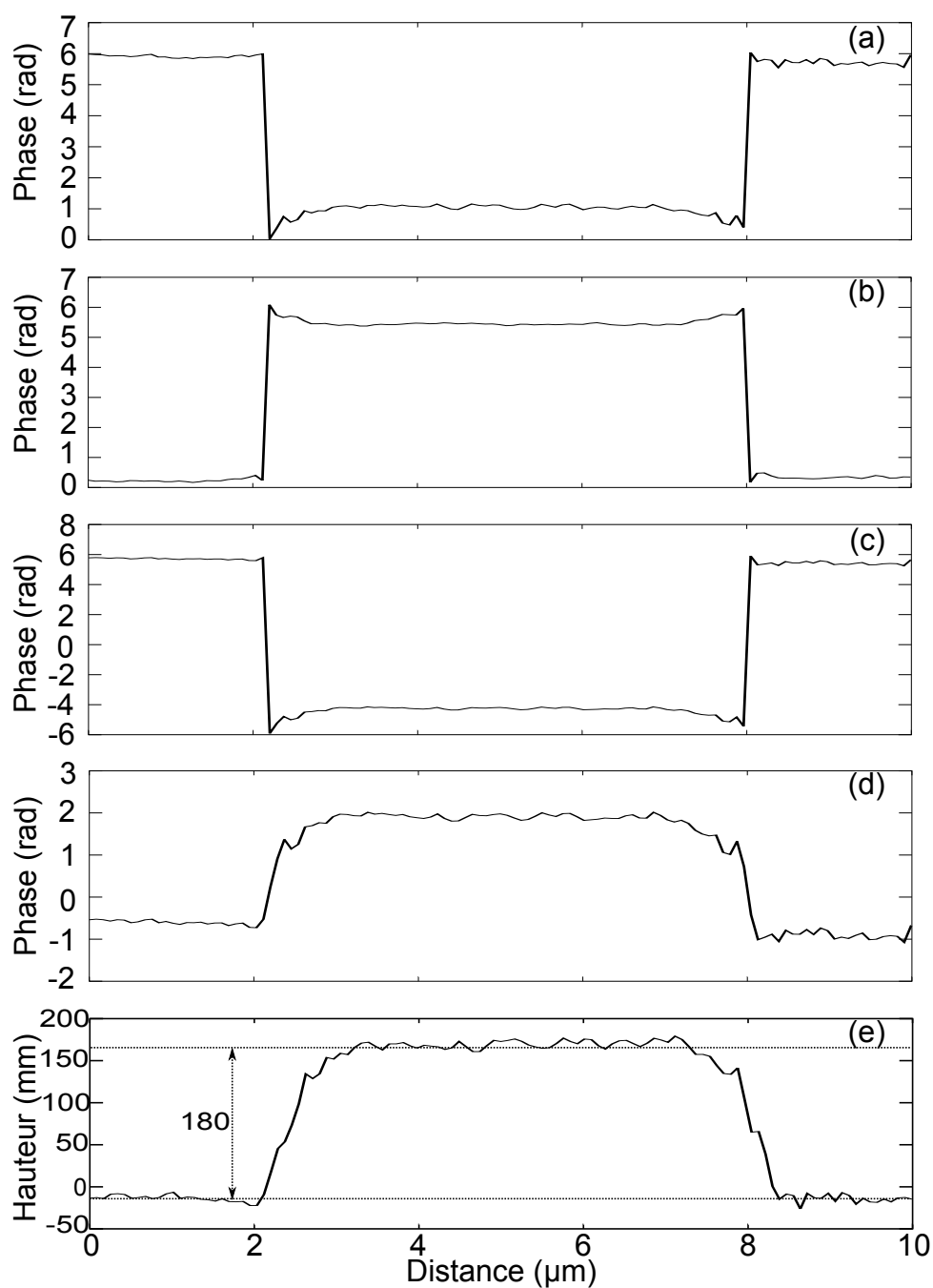


FIGURE 3.8 – Déroulement de phase optique. (a) : profil  $\phi_a$  avec  $\lambda_a = 497$  nm ; (b) profil  $\phi_b$  avec  $\lambda_b = 317$  nm ; (c)  $\phi_s = \phi_a - \phi_b$  ; (d) ajout  $2\pi$  si  $\phi_s < -\pi$  et soustrait  $2\pi$  si  $\phi_s > \pi$  ; (e) hauteur calculée de (d). Noter le changement d'échelle entre (c) et (d) et l'augmentation du bruit.

### III.5 Amplification du bruit

Un problème de la mesure de phase est que le bruit est proportionnel à la longueur d'onde. Par exemple, le rapport signal sur bruit (RSB) est 10 fois meilleur pour  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$  que pour  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  [Creath (1987)]. Or la longueur d'onde synthétique (avec deux longueurs d'ondes) étant plus grande que la longueur d'onde originale, le bruit est également amplifié. Cette amplification du bruit est illustrée sur la Figure 3.9. Le profil reconstruit avec une longueur d'onde synthétique de 2516 nm (en gris) est beaucoup plus bruité que le profil reconstruit avec une longueur d'onde de 874 nm (en noir).

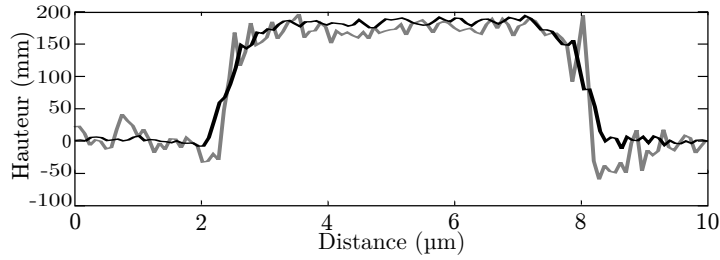


FIGURE 3.9 – Reconstruction de la mire de calibration STR10-1800S avec une longueur d'onde synthétique de 874 nm (noir) et avec une longueur d'onde de 2516 nm (gris) ( $\lambda_a = 497 \text{ nm}$ ,  $\lambda_b = 415 \text{ nm}$ ).

Creath [Creath (1987)] a proposée d'utiliser la mesure à deux longueurs d'onde pour corriger le problème d'ambiguïté  $2\pi$  lorsqu'on fait une mesure avec une seule longueur d'onde  $\lambda_a$ , tout en étendant l'intervalle de hauteur mesurée, mais cette mesure à la longueur d'onde  $\lambda_a$  permet de fournir une mesure avec la précision de la longueur d'onde d'originale. Elle a donc introduit une phase corrigée, obtenue en comparant  $(\lambda_s/\lambda_a)\phi_s$  avec  $\phi_a$  :

$$\phi_{aCorr} = \phi_a + \left[ \frac{\phi_a - \phi_s \times \frac{\lambda_s}{\lambda_a}}{2\pi} \right] \quad \text{III-16}$$

Cette correction étend l'intervalle de hauteur mesurée avec une seule longueur d'onde et augmente le RSB de la mesure d'un facteur  $\lambda_s/\lambda_a$  par rapport à la mesure avec les longueurs d'onde équivalentes.

La Figure 3.10 illustre la mesure du saut de hauteur de la mire de calibration STR10-1000P (Fig. 3.10(a)) et STR100-1800S (Fig. 3.10(b)) avec cette méthode. La courbe en gris montre que le saut de hauteur mesurée à l'angle d'incidence  $12^\circ$  pour STR10-1000P vaut 80 nm et 135 nm à l'angle d'incidence  $8^\circ$  pour STR100-1800S. En raison du faible angle d'incidence, ces mesures sont incorrectes.

La courbe en noir montre une mesure correcte de 100 nm et 180 nm pour le même angle d'incidence mais avec la correction utilisant la mesure à deux longueurs d'onde équivalentes pour chaque objet ( $12^\circ$  et  $40^\circ$  pour STR10-1000P,  $8^\circ$  et  $51^\circ$  pour STR100-1800S) combinée à la correction de phase (III-16). En utilisant une longueur

d'onde synthétique pour le déroulement, nous pouvons donc maintenant obtenir une mesure correcte du saut de hauteur sans ambiguïté  $2\pi$  (normalement limité à  $z_{max} = \lambda_n/4$ ) et sans augmenter le bruit.

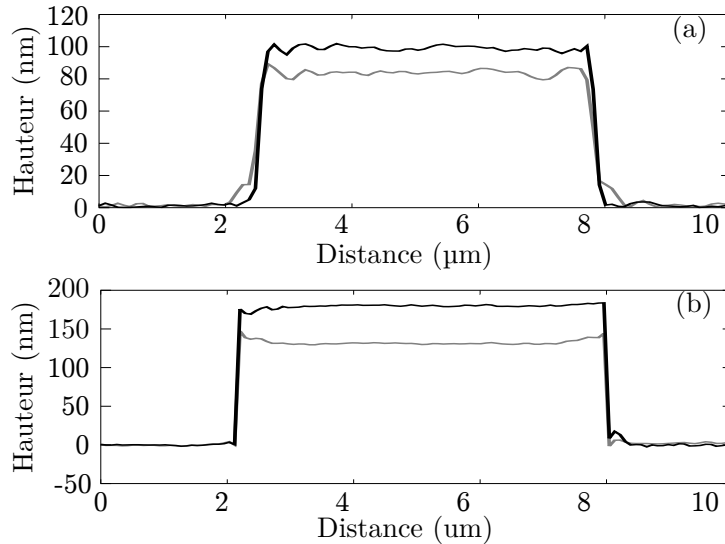


FIGURE 3.10 – Profil de la mire de calibration STR100-1000P (a) et STR100-1800S (b). En gris : le saut de hauteur mesuré pour une longueur d'onde équivalente de 365 nm ( $\theta = 12^\circ$ ) (a) et 317 nm ( $\theta = 8^\circ$ ) (b). En noir : mesure avec la même longueur d'onde équivalente mais avec la correction à deux longueurs d'onde.

La Figure 3.11 montre deux reconstructions de la mire de calibration STR10-180S. Le profil en gris présente le saut de hauteur mesuré avec deux longueurs d'onde équivalentes (497 nm et 317 nm, longueur d'onde synthétique est donc de 874 nm). Le profil en noir présente le saut de hauteur mesurée pour une longueur d'onde équivalente de 317 nm avec la correction à deux longueurs d'onde. Là aussi, on peut obtenir une mesure de saut de hauteur correcte sans augmenter le bruit en utilisant la mesure à deux longueurs d'onde équivalentes.

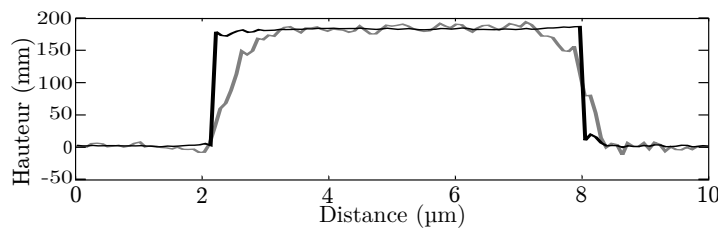


FIGURE 3.11 – Reconstruction de la mire de calibration STR10-1800S pour une longueur d'onde synthétique de 874 nm (gris) et pour une longueur d'onde équivalente de 317 nm avec la correction à deux longueurs d'onde (noir).

Un autre intérêt de cette méthode avec deux longueurs d'onde équivalentes définies par l'angle d'illumination est qu'on peut travailler avec une seule source, ce qui évite d'éventuels problèmes de chromatisme, tout en faisant une mesure correcte.

### III.6 Conclusion

J'ai montré qu'avec une illumination inclinée, on peut résoudre le problème d'ambiguïté  $2\pi$  qui existe en profilométrie holographique classique. J'ai également présenté une approche à deux longueurs d'onde équivalentes pour augmenter l'intervalle de saut de hauteur mesuré. On obtient donc une bonne précision de mesure sur la hauteur des objets, mais avec une résolution latérale limitée.

La prochaine partie présente la synthèse d'ouverture en profilométrie multi-angles pour combiner la haute précision de la profilométrie avec la meilleure résolution latérale de la tomographie.

## IV Synthèse d'ouverture 2D

Dans le premier chapitre, nous avons présenté la synthèse d'ouverture 3D par rotation d'illumination en MTD, qui permet d'avoir une résolution latérale améliorée des objets tridimensionnels. La synthèse d'ouverture 3D en MTD repose sur la projection des fréquences objet sur une calotte de sphère. Les différents angles d'illumination permettent de générer un support objet en 3D, puis une transformée de Fourier 3D inverse permet d'obtenir une image des objets tridimensionnels.

Pour les objets quasi-2D, cette projection sur des calottes de sphère n'est pas nécessaire. Je détaille dans la section suivante les différents aspects de la synthèse d'ouverture rapide, utilisant seulement des calculs en 2D.

### IV.1 Principe de base

Le principe de base de la synthèse d'ouverture 2D repose sur la modulation et le décalage des fréquences spatiales. Pour une fonction objet 2D  $g(x, y)$ , on peut considérer la transformée de Fourier 2D comme une décomposition de cette fonction  $g(x, y)$  en une combinaison linéaire de fonctions élémentaires de la forme  $\exp[j2\pi(f_X x + f_Y y)]$ . Remarquons que pour un couple particulier de fréquences  $(f_X, f_Y)$ , la fonction élémentaire correspondante a une phase nulle le long de droites définies par  $y = -\frac{f_X}{f_Y}x + \frac{n}{f_Y}$  ( $n$  étant un nombre entier). Ainsi, comme indiqué Figure 3.12, cette fonction élémentaire est orientée suivant une direction  $\theta$  dans le plan XY, l'angle  $\theta$  avec l'axe x étant donné par :

$$\theta = \arctan \frac{f_Y}{f_X} \tag{III-17}$$

Si on multiplie la fonction  $g(x, y)$  représentant un objet 2D par une rampe de phase, c'est-à-dire une onde plane inclinée, de fréquences spatiales  $f_{X_0}$  et  $f_{Y_0}$  :

$$g(x, y) \exp [j2\pi(f_{X_0}x + f_{Y_0}y)]$$

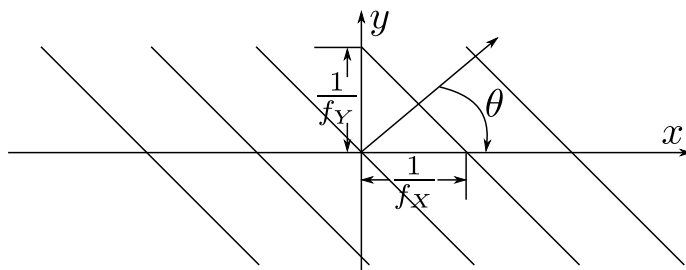


FIGURE 3.12 – Droites de phase nulle de la fonction  $\exp [j2\pi(f_X x + f_Y y)]$

Sa TF est :

$$G(f_X, f_Y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) \exp [-j2\pi(f_X x + f_Y y)] dx dy \quad \text{III-18}$$

Donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \{g(x, y) \exp [j2\pi(f_{X_0}x + f_{Y_0}y)]\} = \\ \iint_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) \exp [-j2\pi((f_X - f_{X_0})x + (f_Y - f_{Y_0})y)] dx dy \end{aligned} \quad \text{III-19}$$

Avec le changement de variable  $f'_X = f_X - f_{X_0}$ , on obtient :

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) \exp [-j2\pi(f'_X x + f'_Y y)] dx dy \quad \text{III-20}$$

soit :

$$\mathcal{F} \{g(x, y) \exp [j2\pi(f_{X_0}x + f_{Y_0}y)]\} = G(f'_X, f'_Y) = G(f_X - f_{X_0}, f_Y - f_{Y_0}) \quad \text{III-21}$$

Le spectre est donc décalé des quantités  $f_{X_0}$  et  $f_{Y_0}$ . Multiplier par une rampe de phase dans l'espace image revient à décaler le spectre dans l'espace de Fourier.

La synthèse d'ouverture 2D a déjà été étudiée en imagerie cohérente [Paturzo et al. (2008), Massig (2002), Mico et al. (2006), Alexandrov et al. (2006), Hillman et al. (2009)]. Un des intérêts est d'augmenter l'ouverture numérique effective tout en conservant la souplesse d'un objectif à basse ouverture. Alexandrov et al. (2006) et Hillman et al. (2009) proposent une méthode de synthèse dans le plan de Fourier. Chaque hologramme enregistre une région du spectre complexe des fréquences spatiales 2D. Cette région est déterminée par les propriétés spatiales et spectrales de l'illumination et l'angle de détection. L'utilisation d'un objectif à basse ouverture ( $NA = 0,15$ ) donne accès à une



grande distance de travail et un champ de vue large. Mais la résolution du système d'imagerie est limitée même en faisant une synthèse d'ouverture.

Dans notre système, le but étant d'avoir une grande résolution, un objectif à haute ouverture ( $NA = 1,4$ ) a été utilisé. Cependant, ceci complique la fusion des fréquences objets 2D dans le domaine de Fourier.

## IV.2 Fusion des fréquences spatiales dans Fourier

Considérant un objet faiblement diffractant, sous la première approximation de Born, chaque hologramme devrait être projeté sur une calotte de sphère. Pour un objet fin, le spectre objet est indépendant de  $k_z$  [Hillman et al. (2009)]. La correspondance entre les fréquences spatiales 3D et les fréquences spatiales 2D peut donc être réalisée en projetant la calotte de sphère de l'espace 3D  $(k_x, k_y, k_z)$  sur l'espace 2D  $(k_x, k_y)$ .

Même si les calottes de sphère dans l'espace 3D ne se chevauchent pas, leur projections dans l'espace 2D se chevauchent (Fig. 3.13).

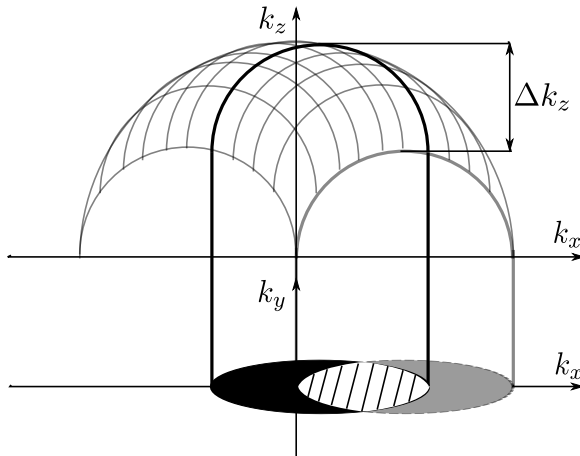


FIGURE 3.13 – Plusieurs calottes de sphère d'Ewald en réflexion. Les deux calottes surlignées (en noir et gris) ne se recoupent pas, mais leur projections dans l'espace 2D  $(k_x, k_y)$  se chevauchent.

Si un objet contient une structure 3D suffisamment grande pour laquelle le spectre objet présente des variations en  $k_z$ , les fréquences spatiales à différents angles d'illumination donnent différentes informations en  $k_z$  : a priori on ne peut pas facilement fusionner l'information.

Il faut donc trouver un moyen pour assurer la validité de la fusion.

Une onde d'illumination peut être représentée par son vecteur d'onde  $\vec{k}_0$  défini par les points  $O$  et  $M$  (Fig. 3.14). L'angle polaire  $\theta$  est défini entre le vecteur  $\vec{OM}$  et l'axe  $OK_z$  (plan d'incidence), l'angle azimutal  $\varphi$  est défini dans le plan d'observation (plan

d'objet), par rapport à une direction fixée (ici la droite  $OK_x$ ), obtenue en projetant orthogonalement  $M$  sur le plan d'observation.

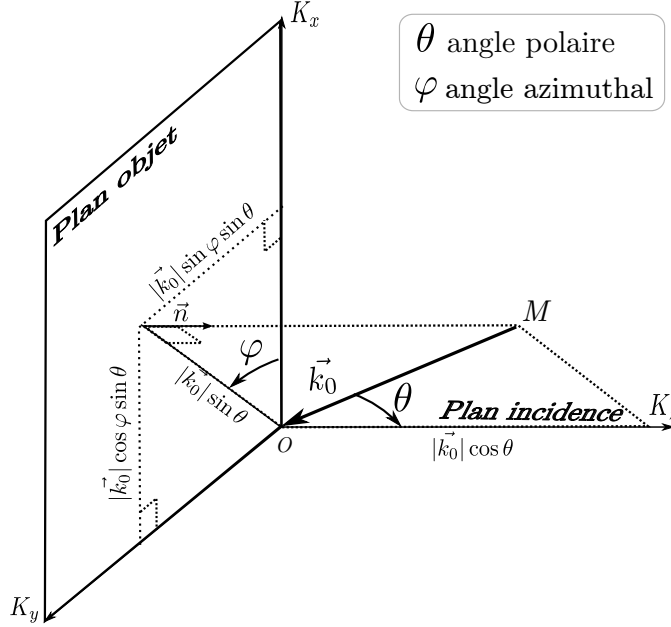


FIGURE 3.14 – Coordonnées et notations pour la synthèse d'ouverture 2D

On peut donc jouer sur les deux angles pour varier les fréquences spatiales de l'onde d'incidence, données par :

$$\begin{aligned}
 k_x &= |\vec{k}_0| \cos \varphi \sin \theta \\
 k_y &= |\vec{k}_0| \sin \varphi \sin \theta \\
 k_z &= (k_0^2 - k_x^2 - k_y^2)^{0.5} = |\vec{k}_0| \cos \theta
 \end{aligned}
 \tag{III-22}$$

Noter que la composante  $k_z$  est indépendante de l'angle azimutal.

En changeant les angles d'incidences ( $\theta_i$  et  $\varphi_i$ ), nous pouvons obtenir différentes calottes de sphère. La stratégie utilisée par [Alexandrov et al. \(2006\)](#) consiste à limiter les variations en  $k_z$  dont dépend la corrélation entre les différentes fréquences.

Dans notre cas, nous ne considérons que des échantillons plats à l'échelle de  $\lambda$  et utilisons un balayage permettant de maintenir  $k_z$  constant ( $\Delta k_z = 0$ ). D'après la Figure 3.14,  $k_z = |\vec{k}_0| \cos \theta$ . Un balayage circulaire ( $\theta$  fixé,  $\varphi$  variable) permet donc de fixer  $k_z$ . En terme de phase, ceci revient à ne moduler la fonction objet qu'en 2D, et pas selon  $k_z$ .

### IV.3 Reconstruction numérique

La méthode de reconstruction numérique avec synthèse d'ouverture multi-angles est illustrée par la Figure 3.15.

À partir des mêmes hologrammes utilisés en MTD, le front d'onde du champ diffracté  $E_i$  est extrait par décalage de phase. Une transformée de Fourier 2D permet d'avoir les composantes fréquentielles du champ diffracté  $S_i$ . Le maximum d'amplitude dans le module de ces composantes est considéré comme le spéculaire  $S_{i0}$ . La normalisation du spectre par ce spéculaire permet de corriger le déphasage constant sur le champ entre différents angles d'incidence. Le spectre objet est décalé grâce aux coordonnées du spéculaire. On obtient donc les amplitudes objet normalisées et recalées  $S_i/S_{i0}$ .

Avec différents angles d'incidence, on obtient un support des fréquences objet étendu. En raison des redondances entre chaque spectre lors de l'addition, on doit moyenner les données obtenues. Une transformée inverse 2D est ensuite utilisée pour obtenir l'image finale.

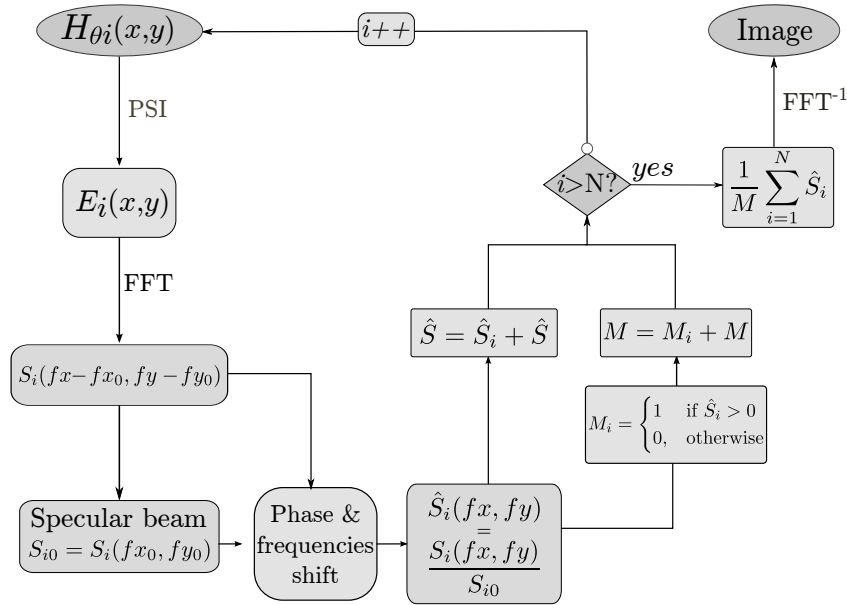


FIGURE 3.15 – Logigramme de la synthèse d'ouverture 2D (  $i$ , numéro de l'hologramme)

La bande passante finale est théoriquement deux fois plus grande qu'avec une illumination normale ( $\theta = 0$ ) [Massig (2002), Mico et al. (2006), Paturzo et al. (2008), Hillman et al. (2009), Alexandrov et al. (2006)]. Dans notre montage expérimental, l'utilisation d'un objectif à haute ouverture numérique ( $NA = 1,4$ ) permet de collecter des ondes réfléchies à grands angles, et permet donc théoriquement de mesurer des pentes plus fortes que pour des objectifs à faible ouverture numérique [Malacara (2007)].

## IV.4 Résultats

La Figure 3.16 illustre l'élargissement du support des fréquences spatiales d'un CD pour un balayage circulaire ( $\theta$  fixé,  $\varphi$  variable). La Figure 3.16(a) représente le spectre obtenu pour une seule illumination inclinée. La Figure 3.16(b) représente le spectre élargi avec 8 illuminations. Ces 8 illuminations sont en théorie suffisantes pour couvrir l'intervalle spectral élargi. Cependant, la fusion d'hologrammes supplémentaires permet également d'atténuer le bruit (section V.2). La synthèse d'ouverture avec 100 illuminations est présentée sur la Figure 3.16(c). Le spectre objet est bien deux fois plus étendu qu'avec une seule illumination.

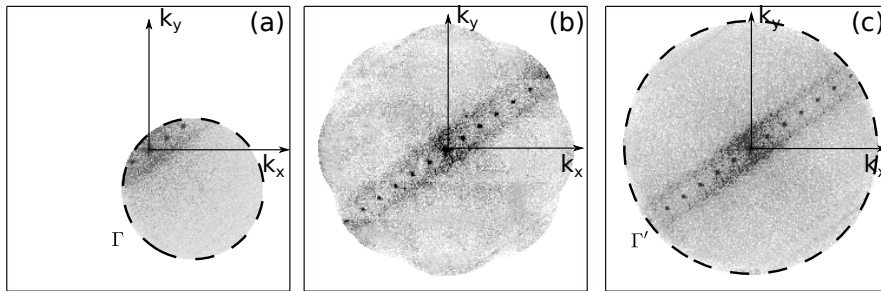


FIGURE 3.16 – Fréquences spatiales d'un CD obtenues par balayage circulaire, (a) : une illumination inclinée, (b) : 8 illuminations avec une bande passante élargie, (c) : spectre final, fusionnant 100 illuminations.

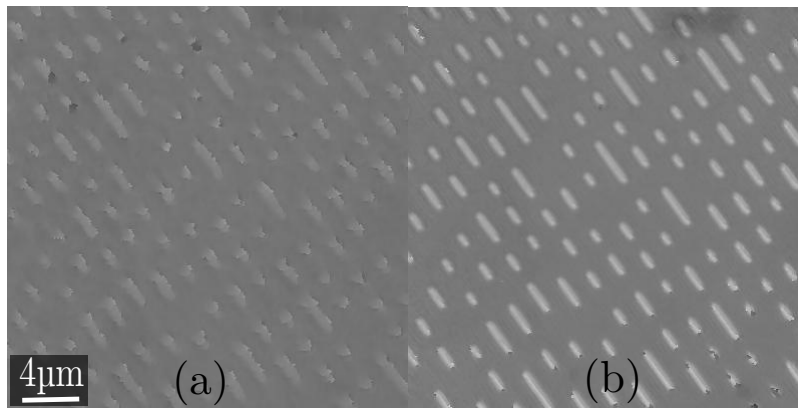


FIGURE 3.17 – Synthèse d'ouverture sur la surface de CD. (a) : phase reconstruite avec un seul angle d'illumination, (b) : phase reconstruite avec plusieurs angles d'illumination en utilisant la synthèse d'ouverture.

La Figure 3.17 présente l'image reconstruite du CD avec la synthèse d'ouverture 2D. La Figure 3.17(a) montre la phase reconstruite avec une seule illumination inclinée. La Figure 3.17(b) montre la phase reconstruite avec 100 angles d'incidence. La résolution latérale avec 100 angles d'incidence est bien meilleur que celle avec un seul angle

d'incidence, et l'image est très peu bruitée.

La Figure 3.18 montre l'image de la mire de calibration STR10-1000P avec la synthèse d'ouverture 2D. Les figures 3.18(a) et 3.18(b) montrent la différence sur la phase reconstruite avec un seul angle d'illumination et plusieurs angles d'illumination en utilisant la synthèse d'ouverture selon le plan  $(x, y)$ . Les figures 3.18(c) et 3.18(d) montrent la différence sur un profil de bord reconstruit avec un seul angle d'illumination et plusieurs angles d'illumination en utilisant la synthèse d'ouverture. La résolution latérale et la précision longitudinale sont améliorées par rapport à un seul angle d'illumination, grâce aux fréquences récupérées et au lissage du bruit lié au moyennage (cf. section V.2).

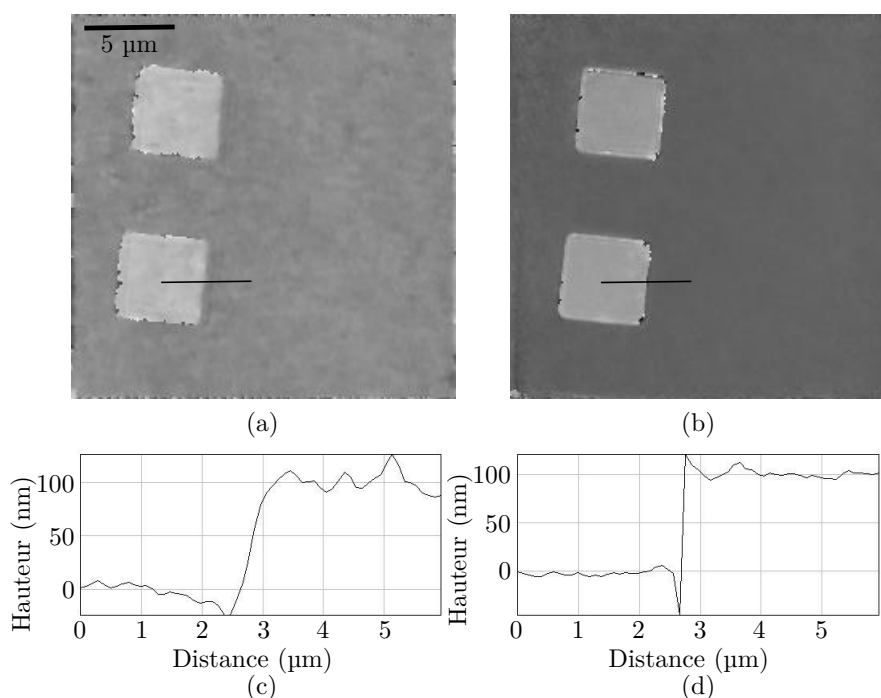


FIGURE 3.18 – Synthèse d'ouverture sur la mire de calibration STR10-1000P. (a) : phase reconstruite avec un seul angle d'illumination, (b) : phase reconstruite avec plusieurs angles d'illumination en utilisant la synthèse d'ouverture, (c)(d) : profils associés.

## IV.5 Ombrage

Une contrainte liée à la présence de structures 3D est l'ombrage lors d'illuminations inclinées à fort angle d'incidence (illustré Fig. 3.19). Selon les différentes incidences, la zone d'ombrage de l'objet observé est différente. La Figure 3.19 en montre un exemple. Pour avoir une résolution améliorée lors de la synthèse d'ouverture, il faut limiter l'influence de ces zones d'ombrage. Le balayage circulaire permet d'obtenir un ombrage

différent sur  $360^\circ$ . On peut alors choisir un critère de qualité et sélectionner les points pour la reconstruction. Le taux de modulation donné par la formule (III-7) peut être utilisé pour évaluer l'intensité lumineuse afin d'identifier où se situent ces zones d'ombrage.

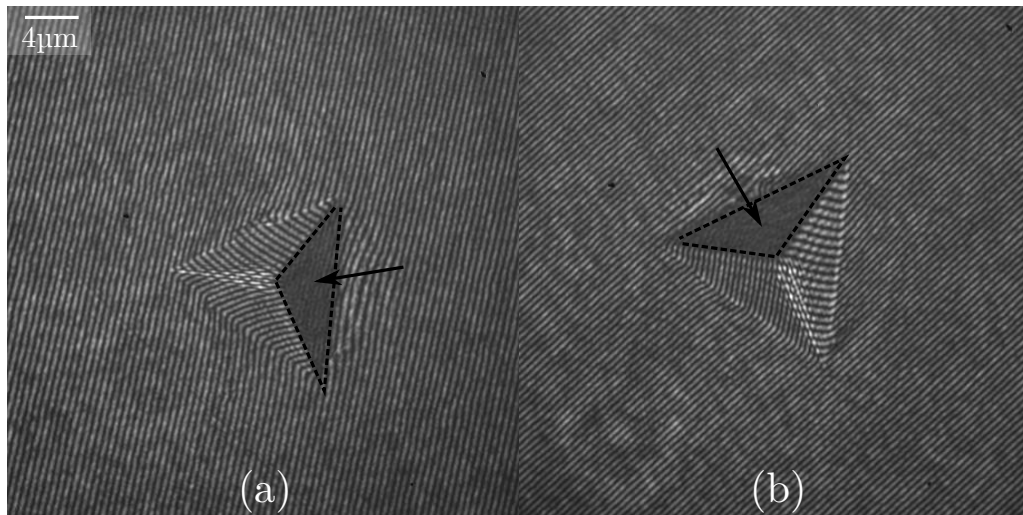


FIGURE 3.19 – Zone d'ombrage liée aux incidences inclinées pour l'objet ayant une structure 3D. Notons les différents angles d'incidence entre (a) et (b).

## IV.6 Défocalisation

Lorsque l'objet observé est illuminé sous un grand angle d'incidence (angle polaire  $\theta_i$ ), des problèmes de focalisation peuvent se poser. Ceci peut rendre le résultat incorrect quand on fusionne les fréquences objet dans l'espace de Fourier. L'idée est donc d'utiliser le spectre angulaire pour repropager le plan objet, puis trouver le plan de meilleure mise au point grâce à un critère de netteté. Le gradient absolu d'amplitude fournit un critère de netteté. Le processus se fait selon les étapes suivantes :

- Propager le plan objet sur plusieurs plans intermédiaires en utilisant le spectre angulaire.
- Quantifier le degré de mise au point de chaque plan propagé. On utilise pour cela le calcul de la dérivée première absolue du plan grâce à l'opérateur de gradient absolu (GRA) [Groen et al. (1985)]. Pour une distribution discrète d'amplitude,

la dérivée première est approximée par le quotient de la différence :

$$\begin{aligned}
 GRA &= \iint \sqrt{\left(\frac{\partial g(x, y)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial g(x, y)}{\partial y}\right)^2} \\
 &\simeq \sum_x \sum_y \sqrt{[g(x, y) - g(x - 1, y)]^2 + [g(x, y) - g(x, y - 1)]^2} \quad \text{III-23}
 \end{aligned}$$

- Comparer la somme sur l'ensemble des pixels du gradient absolu de chaque plan repropagé. Le plan avec la meilleure mise au point est caractérisé par le minimum de cette somme.

La Figure 3.20 présente un exemple de mise au point automatique sur la mire de calibration STR10-1000P. La Figure 3.20(a) montre l'amplitude reconstruite en incidence normale à  $0^\circ$ . Les figures 3.20(b) et 3.20(c) montre la différence d'amplitude reconstruite avant et après la mise au point pour un même angle d'incidence à  $40^\circ$ . On obtient bien une image refocalisée, même si la mise au point est un peu moins bonne que Figure 3.20(a).

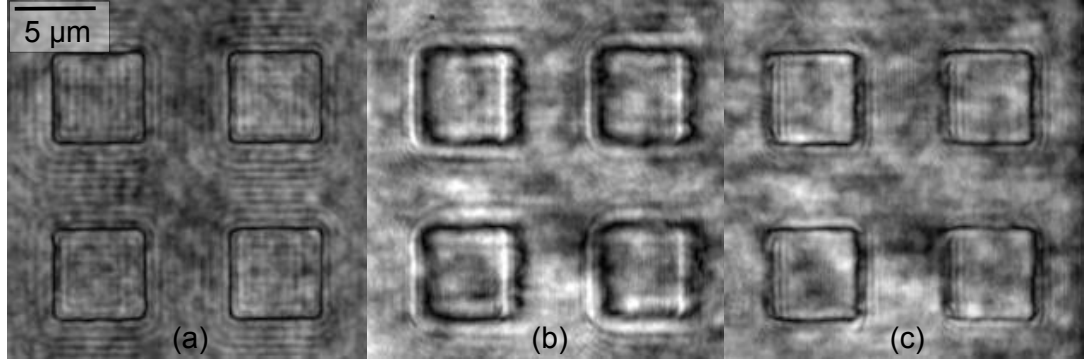


FIGURE 3.20 – Mise au point sur la mire de calibration STR10-1000P. (a) : incidence normale à  $0^\circ$ , (b) : incidence inclinée à  $40^\circ$  avant la mise au point, (c) : incidence inclinée à  $40^\circ$  après la mise au point.

## IV.7 Conclusion

Une synthèse d'ouverture 2D pour les objets réfléchissants quasi-2D a été présentée dans cette section. Cette synthèse d'ouverture est basée sur le décalage des fréquences spatiales dans l'espace de Fourier. Lors de la fusion des spectres objet pour différents angles d'illumination, certaines précautions doivent être prises. En raison des difficultés expérimentaux aux grands angles d'illumination, j'ai présenté également une technique automatique de refocalisation des images avant la fusion des spectres objet.

Pour obtenir des bons résultats, il faut tenir compte des diverses sources d'erreurs possibles, et les traiter avant la fusion des spectres objet. Ces sources d'erreur et les méthodes de correction associées sont présentées dans la prochaine section.

## V Sources d'erreurs possibles

La précision des mesures profilométriques peut être diminuée par différents facteurs. Pour obtenir la meilleure précision possible, les sources d'erreurs doivent donc être minimisées. Elles peuvent provenir essentiellement :

- des erreurs de décalage de phase
- du bruit cohérent
- des aberrations optiques liées au montage

### V.1 Erreur liée au décalage de phase

L'interférométrie à décalage de phase requiert un changement linéaire de phase sur le chemin optique de référence. Si chaque saut d'un algorithme à  $N$  sauts de phase ne varie pas exactement comme prévu ( $2\pi/N$ ), une erreur de phase est introduite.

L'algorithme présenté dans le premier chapitre utilise quatre sauts de phase, mais  $N$  peut être différent de 4 ( $N \geq 3$ ). La différence entre les algorithmes est liée au nombre d'hogrammes enregistrés, au décalage de phase entre chaque hologramme, ce qui influence la sensibilité de l'algorithme, et au bruit d'environnement telles que les vibrations et les turbulences.

[Schwider (1989)] a montré qu'une erreur sinusoïdale de l'Eq (I-39) dans la reconstruction entraîne une erreur linéaire du décalage de phase. Cette erreur a une fréquence double de celle des franges d'interférences. En utilisant deux fois l'algorithme à trois sauts de phase ( $\pi/2$ ) sur la référence, on peut réduire cette erreur [Schwider et al. (1983), Prettijohns and Wyant (1987)]. Le saut de phase ( $\pi/2$ ) peut déplacer le motif de franges d'un quart de période. L'erreur de reconstruction peut donc être décalée de la même distance physique entre deux mesures. Puisque cette erreur se produit à une fréquence double des franges, l'erreur périodique entre deux mesures sera compensée par la moitié de sa période. Les erreurs dans les deux calculs auront donc tendance à s'annuler quand ils sont moyennés.

Cette technique peut notamment être utilisée avec 4 hologrammes décalés de  $\pi/2$ . On utilise alors séparément les trois premiers hologrammes ( $I_1, I_2, I_3$ ) et les trois derniers hologrammes ( $I_2, I_3, I_4$ ) avec l'algorithme à trois sauts de phase.

$$\begin{aligned}\phi_1(x, y) &= \arctan\left(\frac{I_3 - I_2}{I_1 - I_2}\right) \\ \phi_2(x, y) &= \arctan\left(\frac{I_4 - I_3}{I_2 - I_3}\right)\end{aligned}\tag{III-24}$$

La moyenne des deux calculs permet d'obtenir un résultat significativement moins sensible à l'erreur de décalage de phase [Malacara (2007)].



## V.2 Bruit cohérent

En MTD, l'enregistrement des hologrammes est effectué par un capteur CCD ou CMOS. Puis le front d'onde objet est reconstruit numériquement en simulant la propagation des faisceaux optiques. Cependant, l'utilisation d'une illumination spatialement cohérente induit un bruit cohérent ou speckle, qui provient de la surface rugueuse, des inhomogénéités de réfraction, des réflexions multiples, des rayures ou poussières, et qui dégrade la qualité de l'image reconstruite. Le problème est d'autant plus critique en profilométrie, qui vise une haute précision.

De nombreuses méthodes ont été proposées pour réduire le speckle dans la littérature, telles que :

- Filtrage numérique des hologrammes
- Enregistrement de multiples hologrammes pour les moyennner
- Utilisation d'une illumination partiellement cohérente

### Filtrage numérique des hologrammes

Une approche est le filtrage numérique basé sur les traitements numériques du signal. [Garcia-Sucerquia et al. (2005)] décrivent deux approches, l'une est basée sur la réduction de la taille de l'image reconstruite, l'autre est appliquée en convoluant l'image reconstruite par un filtrage médian. [Cai (2010)] déconvolue d'abord l'image reconstruite par une fonction d'ouverture, puis sépare le signal et le bruit par une transformation homomorphique et applique finalement un filtrage de Wiener pour réduire le bruit cohérent. [Maycock et al. (2007)] échantillonnent séquentiellement la transformée de Fourier discrète de l'image reconstruite. [Sharma et al. (2008)] utilisent un filtrage par ondelettes pour augmenter le RSB de l'image reconstruite. Ces auteurs ont montré également un inconvénient de ces méthodes, qui réduisent la résolution de l'image reconstruite, ce que nous voulons éviter.

### Enregistrement d'hologrammes multiples pour les moyennner

Il s'agit en général d'enregistrer plusieurs hologrammes avec différents bruits de speckle. Le bruit doit être décorrélé d'une image à l'autre, sinon l'amélioration ne sera pas optimale, voire inefficace. Les différents hologrammes peuvent être obtenus par :

- Utilisation de multiples longueurs d'onde [Nomura et al. (2008)]
- Utilisation de multiples incidences inclinées [Feng et al. (2009), Kang (2008)],
- Utilisation de multiples illuminations polarisées [Rong et al. (2010)]

Une moyenne finale de tous les hologrammes permet de réduire le bruit cohérent et aussi d'améliorer la qualité de l'image reconstruite.

## Illumination partiellement cohérente spatialement

Dubois et al. [Dubois et al. (2006), Dubois et al. (2004)] ont transformé une source laser cohérente en illumination partiellement cohérente spatialement. Le faisceau laser est focalisé sur un diffuseur rotatif. En tournant le diffuseur, la cohérence spatiale est réduite, ce qui réduit alors le bruit cohérent. Une contrainte de cette méthode est la profondeur limitée de l'objet observé en raison de la longueur de cohérence limitée. Les sources à basse cohérence imposent également des contraintes expérimentales plus fortes.

### Critère d'estimation du bruit cohérent

Notre méthode est justement basée sur l'utilisation d'illumination multiples. Un moyennage de l'information doit donc directement permettre d'améliorer le bruit dans les images.

Le critère d'estimation du bruit cohérent le plus utilisé est le contraste de speckle ([Kang (2008)]). Il est donné par l'écart type  $\sigma$  divisé par la moyenne de l'intensité sur l'image  $\langle I \rangle$ , soit :

$$\nu = \frac{\sigma}{\langle I \rangle} \quad \text{III-25}$$

$$\text{avec } \langle I \rangle = \frac{\sum_x \sum_y I(x, y)}{(m \times n)} \text{ et } \sigma = \sqrt{\frac{\sum_x \sum_y (I(x, y) - \langle I \rangle)^2}{m \times n - 1}}$$

où  $m \times n$  est la taille de la zone de speckle choisie.

Pour  $N$  hologrammes, la valeur moyenne du contraste de speckle est donnée par :

$$\hat{\nu} = \frac{\hat{\sigma}}{\langle \hat{I} \rangle} = \frac{1}{\sqrt{N}} \nu \quad \text{III-26}$$

où  $\sigma$  est l'écart type de  $\hat{I}$ ,  $\langle \hat{I} \rangle$  est la valeur moyenne de  $\hat{I}$  avec  $\hat{I} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i$ .

Par rapport à un seul hologramme, le contraste de speckle est amélioré d'un facteur  $1/\sqrt{N}$ . Une valeur élevée de contraste de speckle équivaut à un bruit cohérent important. Avant de calculer le contraste de speckle, la décorrélation entre différents hologrammes peut être estimée. Le coefficient de corrélation entre deux hologrammes est défini par :

$$\text{Coef}_{1,2} = \frac{\sum_x \sum_y [I_1(x, y) - \langle I_1 \rangle] [I_2(x, y) - \langle I_2 \rangle]}{\sqrt{\sum_x \sum_y [I_1(x, y) - \langle I_1 \rangle]^2 \sum_x \sum_y [I_2(x, y) - \langle I_2 \rangle]^2}}, \quad \text{III-27}$$

En étudiant la corrélation entre hologrammes successifs, il va permettre d'estimer l'efficacité d'un moyennage pour diminuer le bruit.

Dans notre montage, le coefficient de corrélation est très faible, ce qui montre une bonne décorrélation entre hologrammes successifs. Les multiples illuminations inclinées permettent une réduction significative du bruit cohérent en moyennant les informations communes entre différents hologrammes en amplitude et en phase. La fusion des spectres lors d'un balayage circulaire nous permet d'avoir une reconstruction correcte en minimisant le bruit cohérent.

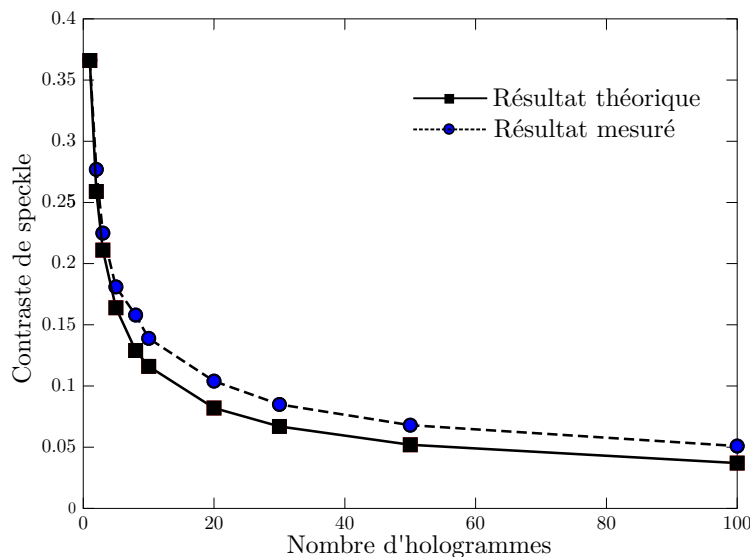


FIGURE 3.21 – Contraste de speckle en fonction de nombre d'hologrammes.

La Figure 3.21 montre le contraste de speckle en fonction du nombre d'hologrammes pour la mire de calibration STR10-1000P présentée Figure 3.18. Pour chaque hologramme, on prend dix zones différentes sur l'image d'intensité reconstruite. On calcule le contraste de speckle pour chaque zone, puis on calcule la moyenne de toutes les zones. Pour un seul hologramme, le contraste de speckle vaut 0,358, lorsqu'on augmente le nombre d'hologrammes à 10, le contraste de speckle vaut 0,159 et cette valeur descend à 0,049 pour 100 hologrammes. On note bien que le contraste de speckle diminue rapidement lorsque le nombre d'hologrammes augmente : le bruit cohérent est donc significativement réduit si on utilise les informations communes. En appliquant la formule (III-25), on peut comparer avec les valeurs théoriques (Fig. 3.21, trait plein). La différence résiduelle entre les deux courbes peut provenir d'un biais systématique, d'un bruit partiellement cohérent, mais le résultat mesuré et le résultat théorique sont proches, ce qui conforte la démarche expérimentale.

### V.3 Aberration

À partir des hologrammes enregistrés, nous pouvons obtenir les informations de la phase induite par l'objet. Cependant les aberrations du montage doivent être compensées. En effet, si des déviations du front d'onde de quelque nm ne sont pas critiques en tomographie diffractive (résolution en z de plusieurs centaines nm), elles peuvent perturber la mesure de surface, car la précision doit être nettement meilleure (de l'ordre du nm). Dans la littérature, la compensation des aberrations repose essentiellement sur les principes suivants :

- Estimation d'un critère de qualité dans l'image (par exemple : ratio de Strehl). Numériquement, un modèle permet de modéliser les aberrations. De façon itérative, on ajuste les paramètres du modèle pour obtenir le meilleur critère de qualité. Ce critère est utilisé dans le cas de l'optique adaptative. L'avantage de cette approche est qu'elle ne nécessite pas d'hologramme de référence (hologramme sans spécimen) [Stadelmaier and Massig (2000)].
- Estimation des écarts à l'onde parfaite (par exemple : onde plane), c'est-à-dire calculer l'écart à la teinte plate de l'interféromètre. Cette estimation peut être faite de plusieurs façons :
  1. En absence de l'objet, cas le plus évident [Takeda et al. (1982), Colomb et al. (2006), Ferraro et al. (2003)]. Par exemple, la méthode de la double exposition utilise une image du fond en absence de l'objet [Kühn et al. (2008)].
  2. En utilisant un modèle d'ajustement des aberrations sur des points sélectionnés manuellement hors de l'objet [Seo et al. (2012)]. L'objet est évité et les aberrations sont estimées en son absence.

D'une façon pratique, la correction va être appliquée soit numériquement (correction directe de phase dans le cas cohérent, déconvolution dans le cas incohérent), soit physiquement (réglages d'une lentille [Qu et al. (2009)], ajustement de la figure de phase sur un SLM ou un miroir déformable).

Pour notre approche avec plusieurs dizaines d'hologrammes, il faut utiliser une méthode rapide et simple à automatiser.

#### Compensation flexible d'aberration de phase

Nous proposons une méthode numérique simple et rapide pour la compensation d'aberrations induites pour le montage expérimental en réflexion. Cette méthode est basée sur l'extraction du fond de l'image de phase reconstruite, en supposant que la surface de l'échantillon étudié est homogène et lisse, suivie par une soustraction de l'image de fond sur cette image de phase. L'image de phase est reconstruite à partir des hologrammes obtenus par décalage de phase ou hors axe.

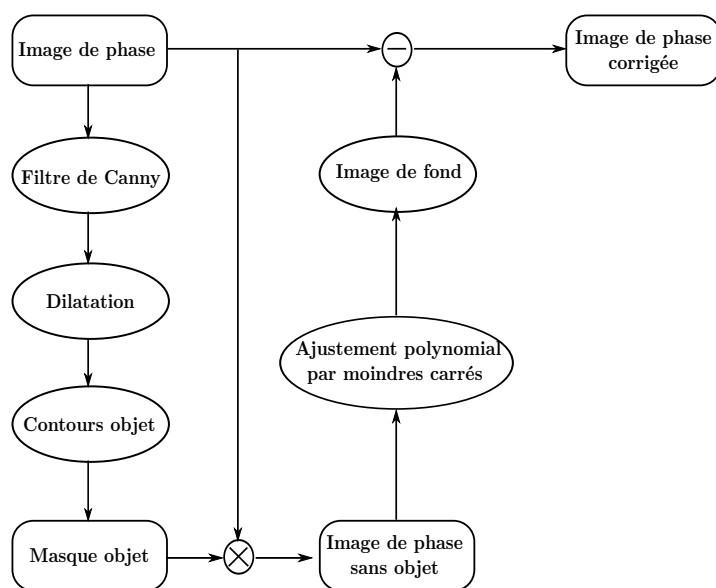


FIGURE 3.22 – Algorithme de compensation d’aberration flexible par ajustement polynomial.

La Figure 3.22 illustre l’algorithme de cette méthode. Elle est basée sur trois étapes principales :

- Utiliser un filtre de Canny pour détecter les bords de l’objet, puis faire une dilatation pour éliminer les trous potentiels au niveau des bords, trouver les contours de l’objet avec les bords de l’objet (algorithme de suivi de contours), dessiner un masque objet avec ces contours. Remarquons que ce masque n’a pas besoin d’être précis aussi longtemps que l’objet est inclus dans ce masque.
- Extraire le fond de l’image de phase en multipliant l’objet par le masque, puis faire un ajustement polynomial par moindres carrés, avec un tirage aléatoire des points sur le fond de l’image de phase. Le tirage des points est flexible et peut facilement contourner les objets, même nombreux.
- Enfin, soustraire ce polynôme de l’image de phase reconstruite, pour obtenir une image de phase avec aberrations compensées.

L’avantage par rapport aux autres méthodes est qu’il n’est pas nécessaire de prendre un hologramme de référence (sans objet). Au lieu de prendre juste une ligne sur le fond de l’image comme [Seo et al. (2012), Kühn et al. (2008)], on peut utiliser toute zone évitant l’objet. Une fois le seuil du filtre de Canny trouvé, la compensation d’aberrations est automatique, ce qui est très utile en cas d’incidences multiples à traiter. Le temps de traitement est rapide (pratiquement 160 ms pour 1 angle d’illumination) en utilisant des dizaines de points pour l’ajustement.

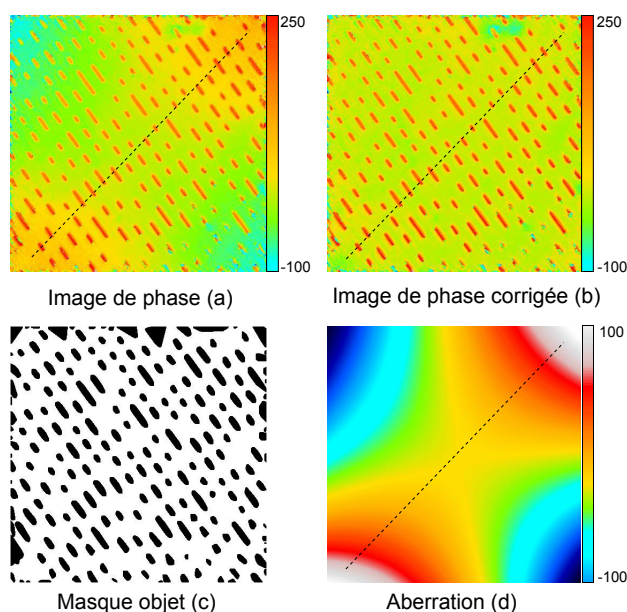


FIGURE 3.23 – Illustration de la compensation d’aberrations sur une surface de CD. (a) : image de phase reconstruite. (b) : image de phase corrigée. (c) : masque objet. (d) : image de fond obtenue avec ajustement polynomial par moindres carrés.

La Figure 3.23 présente les images obtenues à chaque étape avec la méthode de compensation flexible d’aberrations de phase appliquée à un disque compact . La Figure 3.23(a) est l’image de phase d’une surface de CD reconstruite. On voit notamment que le fond est dominé par l’astigmatisme. La Figure 3.23(c) est le masque de l’image de CD. On peut remarquer que le masque déborde nettement de l’objet. Le seuil du filtre de Canny n’a pas besoin d’être précis. La Figure 3.23(d) est l’image de fond obtenue en masquant les gravures, avec un ajustement polynomial par moindres carrés à l’ordre 3. La Figure 3.23(b) est l’image de phase sans les aberrations, obtenue en soustrayant l’image de fond de l’image de phase origine.

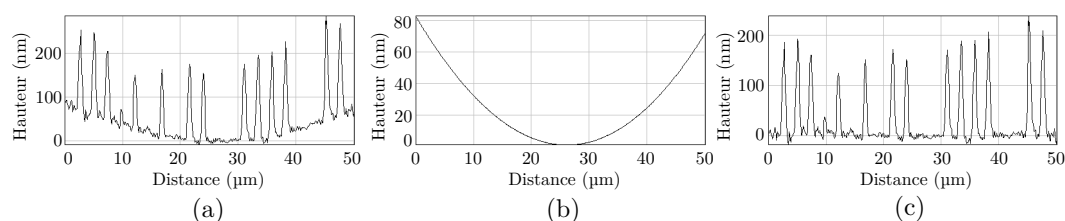


FIGURE 3.24 – Profils illustrant la compensation d’aberrations sur une surface de CD. (a)(c) : profil de surface de CD avant et après correction. (b) : profil de fond, correspondant au polynôme des aberrations.

La Figure 3.24 montre un profil de la surface de la Figure 3.23. La Figure 3.24(a)

montre une surface de CD courbe, ce qui n'est pas normal. La Figure 3.24(b) met en évidence une aberration quadratique du système. La méthode de compensation d'aberrations a bien enlevé cette aberration quadratique comme on le voit sur la Figure 3.24(c). On peut remarquer que le profil est asymétrique ce qui est un inconvénient dans les méthodes utilisées par Seo et al. (2012) et Kühn et al. (2008), mais pas pour notre méthode.

La Figure 3.25 montre un exemple de la compensation automatique d'aberrations appliquée à l'image d'une indentation Berkovich sur une surface d'acier. L'image de phase avant la compensation d'aberration montre une rampe de phase sur le profil du fond : l'échantillon est incliné ce qui induit une aberrations de "tilt", avec un intervalle de hauteur de 0 à 150 nm. Après compensation des aberrations, l'intervalle de hauteur sur le fond s'élève de -10 nm à 10 nm, ce qui est cohérent avec la nature de l'échantillon.

Notons que ce mode d'imagerie ne remplace pas le MTD. En effet, l'information reconstruite est différente, et les images en partie réelle et imaginaire du MTD (Fig. 2.17) montrent mieux des petits détails (rayures, poussières) difficilement visibles sur l'image de phase seule. Les 3 modes (phase, MTD partie réelle, MTD partie imaginaire) sont donc complémentaires.

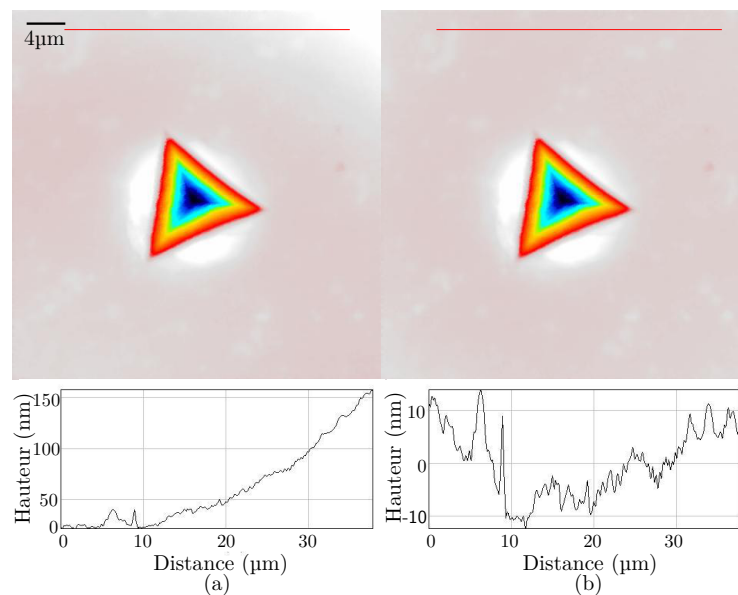


FIGURE 3.25 – Image de phase du substrat d'une indentation Berkovich sur une surface d'acier. À gauche : avant compensation d'aberration, à droite : après compensation. Image en bas : profil sur le fond. Noter le changement d'échelle.

La Figure 3.26 montre un autre exemple de la compensation d'aberrations sur une image de phase d'un frottement sur revêtements de surface ( $Ti_{0,5}Al_{0,5}N$ ). Après correction des aberrations avec notre méthode (Fig. 3.26(b)), on peut obtenir une image compensée et mesurer la forme et la profondeur correcte du frottement, ce qui n'est pas

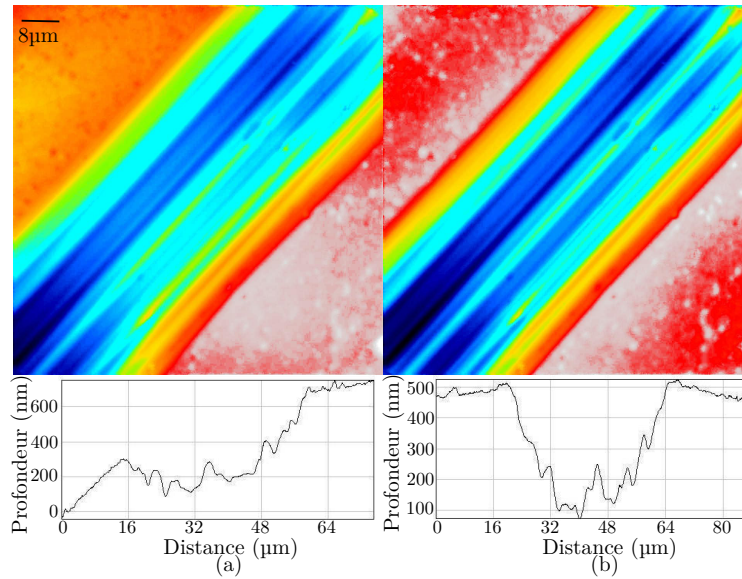


FIGURE 3.26 – Image de phase d’un frottement sur revêtements de surface ( $Ti_{0,5}Al_{0,5}N$ ). À gauche : avant compensation, à droite : après compensation d’aberration. Image en bas : un profil selon une ligne transverse au frottement.

possible sur l’image brute (Fig. 3.26(a)).

## V.4 Conclusion

Dans cette section, trois principales sources d’erreurs ont été étudiées : l’erreur liée au décalage de phase, le bruit cohérent lié à l’utilisation du laser et les aberrations optiques du système. J’ai montré qu’avec notre méthode, il est possible de réduire le bruit cohérent en moyennant les différents hologrammes. J’ai également présenté une technique de compensation d’aberration de phase. Le processus a été automatisé, et est transparent pour l’utilisateur. Nous disposons donc maintenant d’une technique d’imagerie de surface possédant une bonne résolution latérale grâce à la tomographie et d’une bonne précision longitudinale grâce à la profilométrie multi-angles.



## Résumé

En utilisant les mêmes jeux de données que le MTD, nous avons réalisé une profilométrie multi-angles. L'incidence inclinée permet de résoudre le problème d'ambiguïté  $2\pi$ . Une approche à deux longueurs d'onde équivalentes a aussi été réalisée. Elle permet d'augmenter l'intervalle de saut de hauteur mesuré sans augmenter le bruit. J'ai présenté également une synthèse d'ouverture 2D basée sur le décalage des fréquences spatiales afin d'avoir une bonne résolution latérale pour les objets réfléchissants quasi-2D. Travaillant avec un objectif à haute ouverture numérique, la focalisation sur le plan objet peut être difficile sur l'intervalle angulaire du balayage. Nous avons donc utilisé une technique de refocalisation automatique qui rend les mesures robustes à la défocalisation. Pour assurer la validité de la profilométrie multi-angles, nous avons également étudié les principales sources d'erreurs. Une technique de compensation d'aberration de phase a été ainsi présentée pour corriger les aberrations du système. Cette méthode est automatique, ce qui est très utile en cas d'incidences multiples. La profilométrie multi-angles permet donc d'atteindre une bonne résolution latérale et une bonne précision longitudinale pour les objets réfléchissants quasi-2D et peu diffractants.

## Chapitre 4

# Perspectives

Le microscope tomographique diffractif en transmission et en réflexion construit au MIPS ouvre plusieurs perspectives intéressantes pour prolonger les travaux de cette thèse.

### I Couplage de la transmission et la réflexion du MTD

Le MIPS a démontré expérimentalement la meilleure résolution latérale du MTD en transmission par rapport aux microscopes classiques [Debailleul et al. (2009)], mais la résolution longitudinale reste limitée à cause du cône manquant sur son OTF selon l'axe optique (Fig. 4.1(a)). Le MTD en réflexion permet de récupérer une partie des fréquences le long de l'axe optique (Fig. 4.1(b)). L'idée est donc de combiner l'OTF en transmission et l'OTF en réflexion pour avoir à la fois une résolution latérale et longitudinale améliorées (Fig. 4.1(c)). Un montage de type  $4\pi$  aurait pour OTF celle de la Figure 4.1(d).

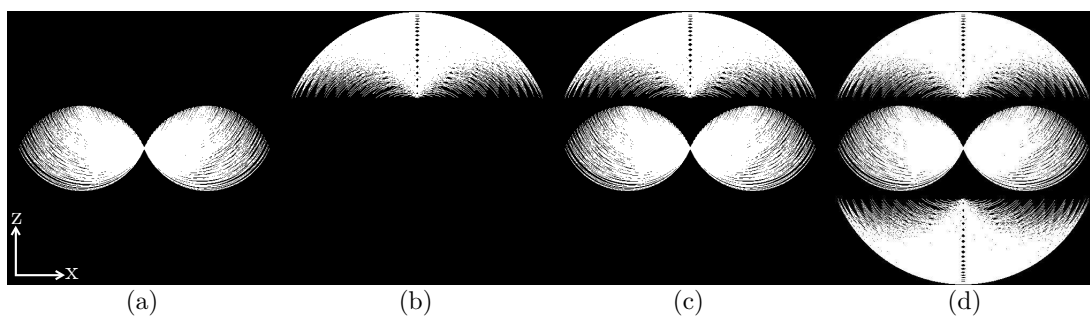


FIGURE 4.1 – Simulation des OTF obtenues en MTD pour 2000 angles d'illumination. (a) : OTF en transmission, (b) : OTF en réflexion, (c) : couplage de l'OTF avec la transmission et la réflexion, (d) : OTF d'un MTD de type  $4\pi$ .

Dans un premier temps, nous avons simulé les résultats obtenus pour un objet simple : une micro-bille de  $15 \mu\text{m}$  déposée sur une lame ITO (illustré Fig. 4.2(a)). La Figure 4.2(b) montre l'image simulée de la micro-bille avec le MTD en transmission. En raison du cône manquant, les bords de la micro-bille sur l'axe  $z$  ne sont pas bien résolus. La lame ITO est quasiment indétectable. La Figure 4.2(c) montre l'image simulée en réflexion. Puisque le MTD en réflexion ne récupère que les hautes fréquences, on ne voit que les bords de l'objet, l'intérieur de l'objet est quasiment invisible. Notons aussi que la lame ITO est détectée. La Figure 4.2(d) montre l'image simulée avec le couplage de la transmission et la réflexion. Grâce aux hautes fréquences récupérées en réflexion, on reconstruit mieux la bille et la lame ITO est visible. L'image simulée avec un montage de type  $4\pi$  est illustrée sur la Figure 4.2(e), le résultat est presque identique que celui obtenu de la Figure 4.2(d). La lame ITO et les bords longitudinaux sont mieux contrastés.

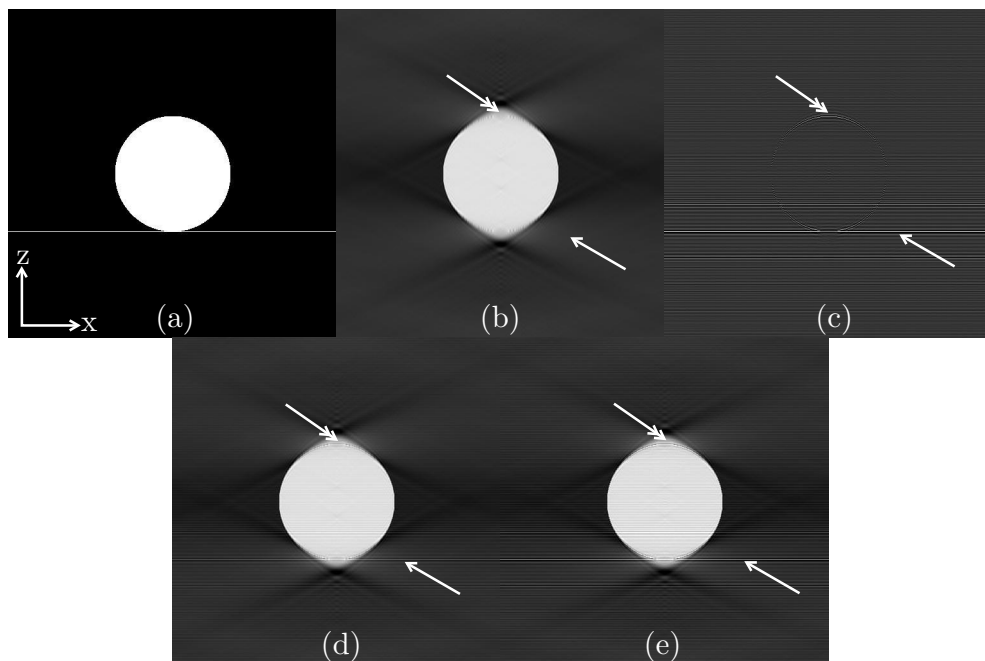


FIGURE 4.2 – (a) : Simulation d'une micro-bille de  $15 \mu\text{m}$  déposée sur une lame ITO, (b) : image simulée avec le MTD en transmission, (c) : image simulée avec le MTD en réflexion, (d) : image simulée avec le couplage de la transmission et la réflexion, (e) : image simulée pour un montage de type  $4\pi$ .

La simulation montre donc qu'il sera possible d'avoir une résolution quasi-isotrope en couplant la transmission et la réflexion du MTD. Le montage complet sera un montage de type  $4\pi$  [Lauer (2002)] qui n'a encore jamais été réalisé en MTD. Cependant, il existe plusieurs difficultés pour réaliser expérimentalement ce couplage. Une première difficulté est l'objet à observer qui doit être transparent globalement (MTD en transmission) mais aussi induire une onde réfléchie assez intense pour être détectée (voir Chapitre II) avec

le MTD en réflexion. La deuxième difficulté est le recalage entre la transmission et la réflexion.

Dans un deuxième temps, nous avons choisi d'observer une bille de  $15\ \mu\text{m}$  afin de valider la simulation. Nous avons déposé la bille sur une lame ITO pour récupérer le spéculaire en réflexion, ce que j'ai déjà présenté dans le deuxième chapitre. Nous observons deux billes collées l'un contre l'autre lors de la reconstruction en transmission (Fig. 4.3(a)). Les bords longitudinaux par rapport aux bords latéraux sont moins résolus, ce qui est conforme avec les fréquences manquantes le long de l'axe  $z$ . La Figure 4.3(b) montre l'image reconstruite avec le couplage de la transmission et la réflexion. On voit cette fois la présence des hautes fréquences le long de l'axe  $z$ , mais l'amélioration n'est pas flagrante.

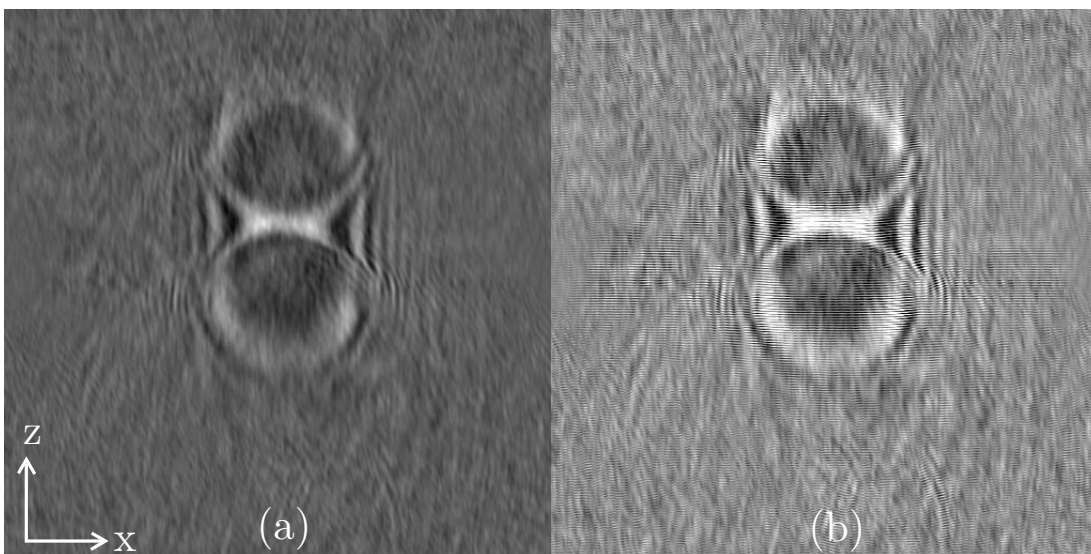


FIGURE 4.3 – Bille de  $15\ \mu\text{m}$  reconstruite dans son plan  $(x,z)$ . (a) : transmission, (b) : transmission + réflexion.

Une raison est la fusion des fréquences objet dans l'espace de Fourier. Pour l'instant, j'ai simplement ajouté les fréquences acquises dans les deux modes. Les amplitudes complexes de ces fréquences ne sont pas normalisées. Il faut donc trouver une solution de recalage pour normaliser les fréquences acquises en transmission par rapport à celles acquises en réflexion.

La deuxième raison est la présence d'une image dédoublée, même avec une lame ITO avec 12% de réflexion. Notre algorithme n'est donc pas bien adaptée.

Ceci nous a amené à nous intéresser à la tomographie assistée par miroir.

## II Tomographie assistée par miroir

Pour avoir une résolution complètement isotrope, [Mudry et al. (2010)] ont présenté un montage dit «tomographie assistée par miroir». Dans la configuration du MTD en réflexion, ils ont placé un objet devant un miroir, ce qui permet d’avoir une OTF symétrique. Le seul problème reste de séparer les parties transmises et les parties réfléchies par l’objet ou le miroir.

La Figure 4.4 présente les superpositions des quatre termes.

- l’onde réfléchie par l’objet,
- l’onde transmise dans l’objet et réfléchie par le miroir,
- l’onde réfléchie par le miroir et transmise dans l’objet,
- l’onde réfléchie par le miroir, réfléchie par l’objet, re-réfléchie par le miroir.

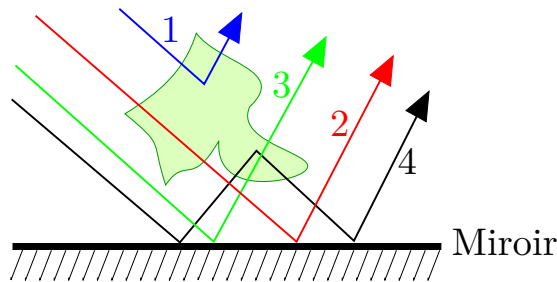


FIGURE 4.4 – Superposition des parties transmises et réfléchies en tomographie assistée par miroir.

Le but est de séparer les termes afin de reconstruire correctement l’image de l’objet observé. [Natterer (2008)] a proposé de les séparer deux à deux en utilisant une transformée en cosinus, et [Mudry et al. (2010)] ont utilisé la polarisation afin de séparer les termes. Ils ont démontré que la résolution longitudinale est meilleure que celle obtenue avec une configuration standard du MTD en réflexion.

Durant ma thèse, j’ai aussi commencé à étudier la tomographie assistée par miroir. Nous avons déposé des cristaux sur une lamelle de microscope métallisée et recouverte d’une fine couche de polymère. En utilisant notre algorithme de reconstruction (sans séparer les termes mélangés transmis et réfléchis), nous avons obtenu un effet miroir de l’objet observé. La Figure 4.5 présente ce résultat. Les cristaux sont dédoublés. Lorsqu’on tourne les cristaux dans le volume, on voit bien l’effet miroir.

Il faudra maintenant mettre au point les algorithmes et compléter l’expérience (en polarisation) pour faire les reconstructions permettant de réassigner correctement les fréquences.

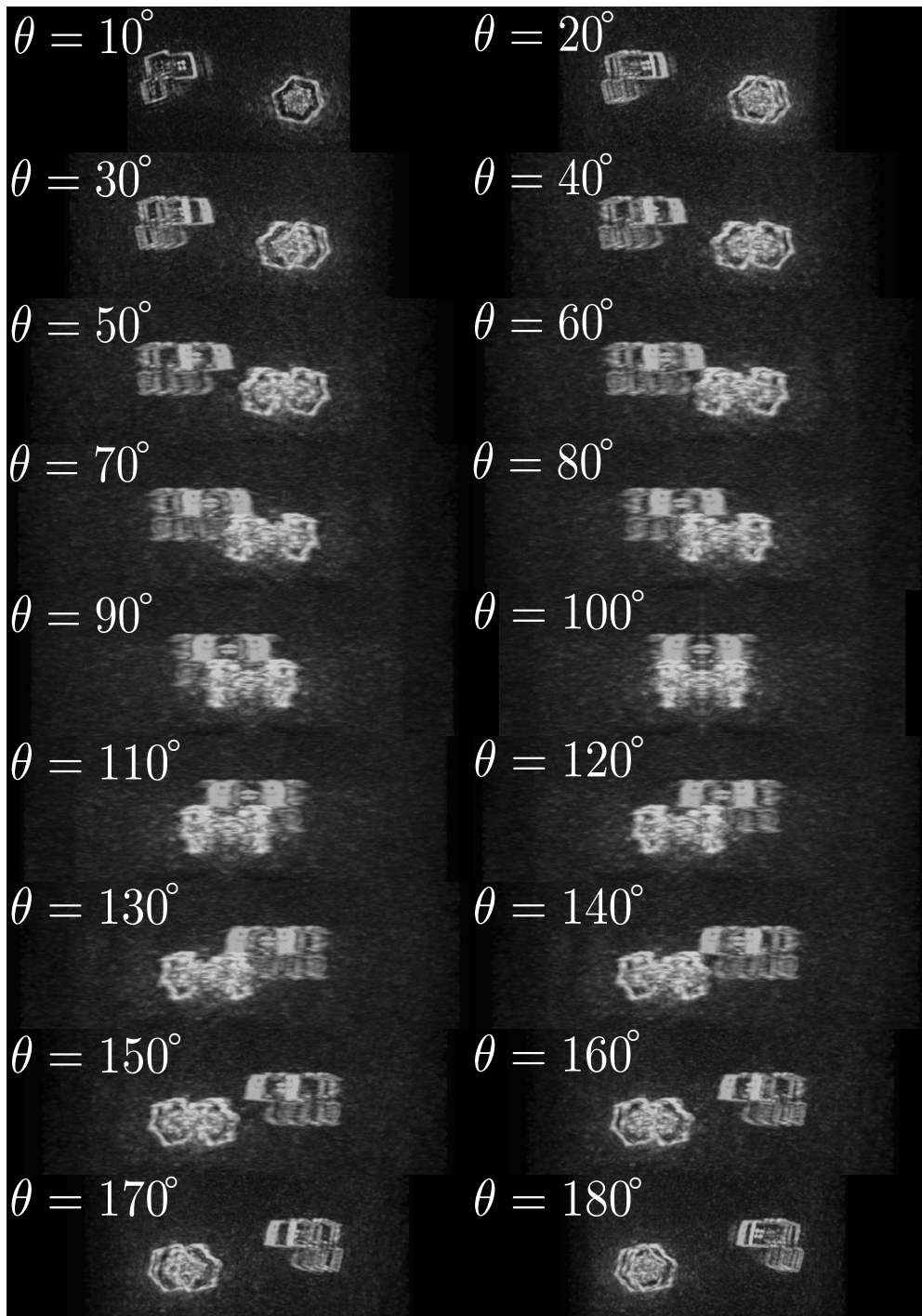


FIGURE 4.5 – Tomographie en réflexion de cristaux déposés sur une lame réfléchissante. Noter l'effet miroir.

### III Correction d'aberration du MTD en transmission

Dans le chapitre III, j'ai présenté une méthode de compensation d'aberration de phase en profilométrie multi-angles. Dans notre MTD, l'utilisation d'un objectif à haute ouverture numérique permet d'améliorer la résolution. Cependant, l'illumination à grand angle d'incidence peut défocaliser l'objet, et induire des aberrations dans l'image reconstruite. Si nous arrivons à corriger ces aberrations, nous pouvons augmenter la qualité de l'image reconstruite. Nous avons donc aussi appliqué la méthode de compensation d'aberration en MTD en transmission.

Au lieu de corriger la phase comme en profilométrie multi-angles, nous corrigeons directement les parties réelle et imaginaire des acquisitions. On reprend l'algorithme de reconstruction des données en MTD (Fig. 2.5). Dans l'étape (c), lorsque les fréquences objet sont normalisées, avant d'être projetées la calotte de sphère, une transformée inverse 2D permet de retrouver les parties réelle et imaginaire 2D de l'image. Ensuite, on corrige ces parties réelle et imaginaire 2D en appliquant la même méthode de compensation d'aberration. Lorsque les parties réelle et imaginaire sont corrigées, une transformée de Fourier 2D inverse est à nouveau calculée. On projette alors les fréquences objet corrigées sur la calotte de sphère.

On répète le processus pour les différents angles d'illumination. Un support de fréquences objet 3D est obtenu en cumulant les différentes calottes, puis une transformée de Fourier 3D inverse permet d'obtenir une image reconstruite de l'objet observé avec la correction d'aberration en transmission.

La Figure 4.6 montre le résultat de la correction d'aberration sur un micromètre. La Figure 4.6(a) montre la partie réelle reconstruite pour un angle quelconque. Sur son profil, on voit la présence de fortes aberrations. Lorsqu'on a appliqué la méthode de compensation d'aberration, ces aberrations sont corrigées (Fig. 4.6(b)).

La Figure 4.7 présente le même résultat avec 400 angles d'illumination. Comme déjà présenté dans le chapitre précédent, les hologrammes multiples permettent de moyenner le bruit cohérent. La Figure 4.7(a) est donc de meilleure qualité que la Figure 4.6(a), mais des aberrations existent toujours : sur son profil, les quatre traits du micromètre ne sont pas au même niveau. Après compensation d'aberration, on voit maintenant un profil plan, et les amplitudes des traits du micromètre sont alignées. (Fig. 4.7(b)).

Ce travail de compensation automatique des aberrations en transmission sera très utile dans le cadre de la thèse de Jonathan Bailleul, qui porte sur le couplage de la tomographie en rotation de spécimen avec la tomographie en rotation d'illumination en transmission.

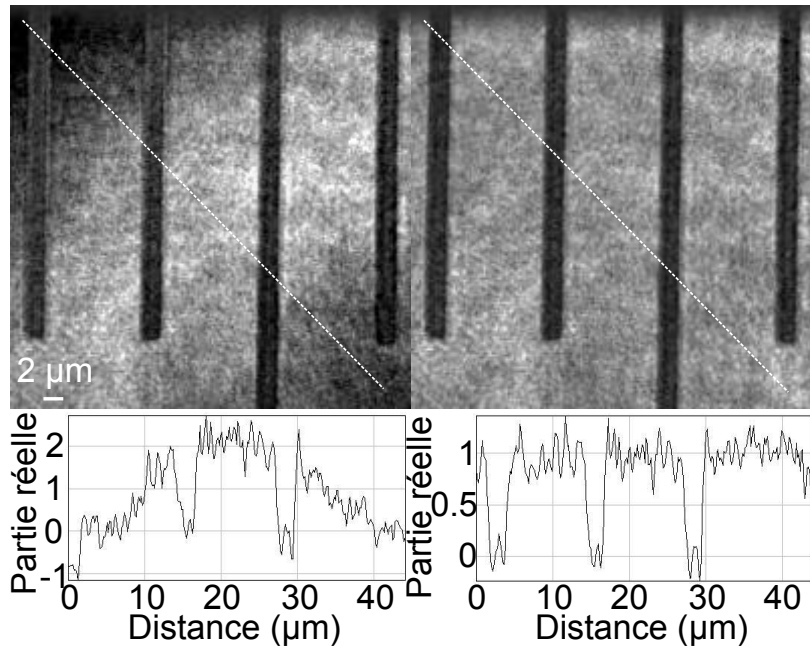


FIGURE 4.6 – Micromètre reconstruit en MTD avec un seul angle d’illumination. (a) : avant correction d’aberration, la coupe en diagonale met en évidence une forte aberration, (b) : après correction d’aberration.

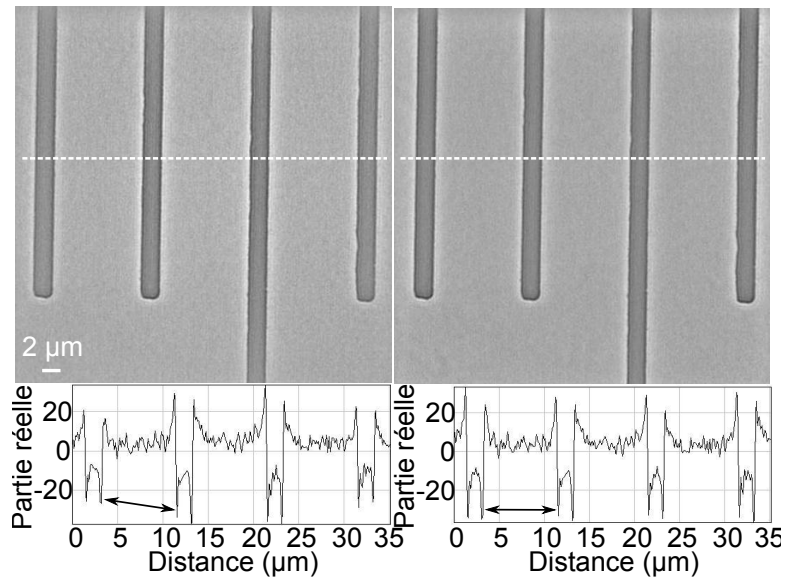


FIGURE 4.7 – Micromètre reconstruit en MTD avec 400 angles d’illumination. (a) : avant correction d’aberration, (b) : après correction d’aberration. Les traits du micromètre sont maintenant correctement alignés, et l’image est de bien meilleure qualité.



## IV Simulation d'autres modes d'imagerie

À partir des hologrammes enregistrés avec le MTD, il est possible de reconstituer les images qui seraient obtenues à l'aide de microscopes classiques : microscope en champ clair et microscope en champ sombre.

Dans un microscope en champ clair, nous enregistrons directement l'intensité de l'objet observé sur la caméra. Dans notre microscope tomographique diffractif, l'intensité peut être reconstituée à partir de la partie réelle et la partie imaginaire 3D.

Dans un microscope en champ sombre, on utilise un disque pour bloquer la partie centrale du faisceau d'illumination. Par conséquent, le faisceau d'illumination arrive sur l'objet est très incliné. Au niveau de la détection, on utilise un diaphragme pour bloquer le spéculaire, on récupère donc seulement la partie diffractée par l'objet sur la caméra. Dans notre MTD, puisque nous connaissons l'angle du faisceau d'illumination, nous pouvons bloquer le spéculaire numériquement en filtrant le spéculaire avec un masque. Nous pouvons donc reconstituer l'image obtenue avec un microscope en champ sombre.

La Figure 4.8 montre la reconstruction de diatomées avec notre MTD. Les Figure 4.8(a) et Figure 4.8(b) sont la partie réelle et la partie imaginaire obtenues avec notre MTD en transmission. La Figure 4.8(c) est l'image reconstituée pour un microscope en champ clair. On peut noter qu'il contient à la fois les informations de la partie réelle et la partie imaginaire. La Figure 4.8(d) est l'image reconstituée pour un microscope en champ sombre.

La simulation d'autres modes d'imagerie est possible avec notre jeux de données en MTD. Par exemple, l'illumination oblique, le microscope à contraste de phase, le microscope DIC. Ceci permettrait de fournir plusieurs images d'un même spécimen, pour faciliter son interprétation.

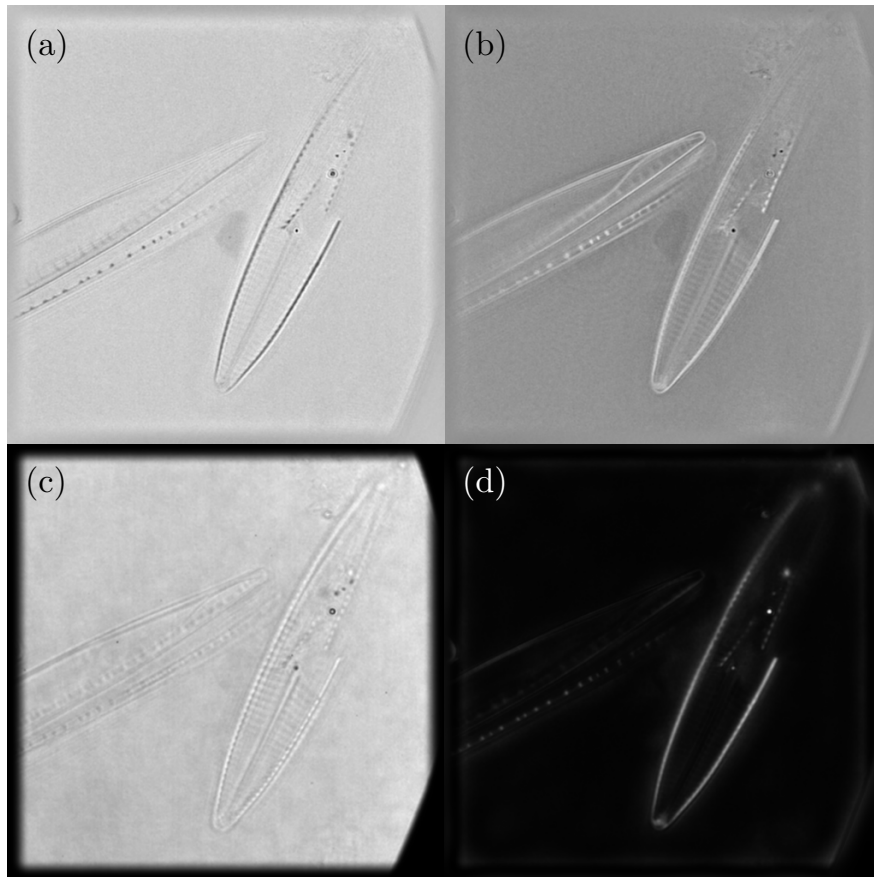


FIGURE 4.8 – Reconstruction d'un spécimen observé en MTD. (a) : partie réelle, (b) : partie imaginaire, (c) : intensité enregistrée (correspondant à l'image d'un microscope classique en champ clair) et (d) : intensité sans l'illumination (correspondant à l'image d'un microscope en champ sombre.)



# Conclusion

Dans le cadre de cette thèse, nous souhaitons étudier le microscope tomographique diffractif en réflexion et le couplage avec le MTD en transmission.

Au début de ma thèse, je n'avais pas de connaissances en optique, ni en microscopie, ayant fait ma licence en informatique réseaux, mon premier master 2 en électronique automatique et informatique et mon deuxième master 2 en radiophysique et imagerie médicale. J'ai donc consacré les premiers mois à me former en optique géométrique, en optique de Fourier et en holographie numérique. Après avoir acquis les connaissances minimum, j'ai commencé à travailler sur le microscope tomographique diffractif en transmission qui existait déjà au MIPS.

Notre premier objectif était l'optimisation du montage expérimental du MTD en transmission. On a remplacé tout d'abord le capteur CCD par un capteur CMOS, qui possède un meilleur rapport signal sur bruit. Ensuite, nous avons modifié le système d'injection du laser afin d'avoir une onde d'illumination plane propre, et optimisé le programme d'acquisition en transmission en LabView. La vitesse d'acquisition a été accéléré d'un facteur 5. Nous avons aussi optimisé le programme de reconstruction. Le temps de reconstruction est réduit, et l'image reconstruite est aussi de meilleure qualité.

J'ai aussi étudié l'holographie hors axe : l'enregistrement d'un seul hologramme permet d'accélérer le temps d'acquisition d'un facteur 4 par rapport au décalage de phase utilisé avant. Puisque l'image du jumeau et l'ordre 0 sont complètement éliminés, l'image de l'objet reconstruite présente aussi une meilleure qualité qu'avec le décalage de phase.

Nous avons étudié différents échantillons (pollens, diatomées, cristaux) en transmission avec des résultats encourageants.

Une fois le MTD en transmission optimisé, j'ai travaillé sur le MTD en réflexion. Comme présenté dans le chapitre II, l'utilisation du miroir rapide (FSM300) a accéléré encore le temps d'acquisition. Il est inférieur à une minute pour 300 angles d'incidence. Une collaboration avec le laboratoire LPMT nous a permis d'imager des défauts sur de surfaces métalliques ainsi que des indentations Berkovich et Vickers sur une surface d'acier ou des revêtements de TiAlN. Nous avons vu l'apparaître des franges à l'intérieur des indentations sur l'image reconstruite. Ceci explique qu'on ne peut pas reconstruire correctement des indentations avec notre algorithme.

Afin d'imager correctement ces indentations, j'ai commencé à étudier l'information de phase, qui n'est généralement pas traitée en MTD. Le problème d'ambiguïté  $2\pi$  est lié à l'utilisation de la fonction arctan. Puisqu'il existe déjà des algorithmes de déroulement de phase, j'ai choisi celui de [Herráez et al. (2002)]. J'ai appliqué le déroulement de phase sur la phase reconstruite des indentations et la hauteur mesurée est la même que celle programmée par l'indenteur. Ceci était notre premier résultat en profilométrie multi-angles.

Dans le but de calibrer notre profilométrie multi-angles, on a utilisé des mires de calibration (STR10-1000P et STR10-1800S). En étudiant la mire de calibration STR10-1000P, la hauteur mesurée s'est révélée. Les objectifs à haute ouverture numérique utilisés pour améliorer la résolution latérale limitent la hauteur mesurée à  $\lambda/4n$ ,  $n$  étant l'indice du milieu. En introduisant une longueur d'onde équivalente plus grande en inclinant l'incidence  $\lambda_e = \frac{\lambda}{4n \cos \theta}$ , l'intervalle de saut de hauteur mesuré a été élargi.

J'ai appliqué la même méthode pour la mire de calibration STR10-1800S, qui possède des sauts de hauteur plus importants. En raison de l'ouverture numérique de l'objectif, l'angle maximal est limité à  $67,5^\circ$ . Il est expérimentalement difficile d'obtenir la bonne hauteur en inclinant autant le faisceau d'illumination. J'ai donc étudié la méthode à deux longueurs d'onde proposée par [Cheng and Wyant (1984)]. Mais au lieu d'utiliser deux sources, j'ai utilisé une seule source, la possibilité d'avoir plusieurs longueurs d'onde équivalentes en inclinant le faisceau d'illumination. On retrouve alors la bonne hauteur pour la mire de calibration STR10-1800S, mais le bruit est également amplifié, puisqu'il est proportionnel à la longueur d'onde. Afin d'augmenter l'intervalle de saut de hauteur mesurée sans augmenter le bruit, j'ai adapté une méthode de correction de phase proposée par [Creath (1987)].

En utilisant les incidences multiples, j'ai aussi étudié une synthèse d'ouverture 2D pour améliorer la résolution latérale de la phase reconstruite, ainsi que les sources d'erreurs qui peuvent dégrader la qualité de la mesure : l'erreur liée au décalage de phase, le bruit cohérent lié à l'utilisation du laser et les aberrations optiques du système. J'ai implémenté deux algorithmes automatiques : l'une pour la défocalisation à fort angle d'illumination, l'autre pour la compensation d'aberration de phase. Ces deux programmes sont robustes et prêts à utiliser pour les travaux futurs du laboratoire.

Pour la partie compensation d'aberration de phase, à part les images présentées dans le chapitre III, j'ai aussi calculé la répétabilité sur l'image de phase compensée. L'écart type est inférieur à 1 nm, ce qui montre la haute précision de notre profilométrie multi-angles. Une quantification précise des erreurs résiduelles reste à faire.

Ce travail de thèse a donc permis d'améliorer un instrument existant, d'étendre son champ d'application, et de valider les résultats obtenus à l'aide d'échantillons de référence. Cela permettra à l'avenir de continuer ces travaux innovants, et renforcer l'expertise déjà reconnue du MIPS dans ce domaine du MTD.

# Bibliographie

- Abbe, E. (1873). Beiträge zur theorie des mikroskops und der mikroskopischen wahrnehmung. *Archiv für mikroskopische Anatomie*, 9(1) :413–418.
- Alexandrov, S. A., Hillman, T. R., Gutzler, T., and Sampson, D. D. (2006). Synthetic aperture fourier holographic optical microscopy. *Physical review letters*, 97(16) :168102.
- Atlan, M., Gross, M., Desbiolles, P., Absil, É., Tessier, G., and Coppey-Moisan, M. (2008). Heterodyne holographic microscopy of gold particles. *Optics letters*, 33(5) :500–502.
- Bailleul, J., Simon, B., Debailleul, M., Liu, H., and Haerberlé, O. (2012). Gpu acceleration towards real-time image reconstruction in 3d tomographic diffractive microscopy. In *SPIE Photonics Europe*, pages 843707–843707. International Society for Optics and Photonics.
- Baldi, A. (2001). Two-dimensional phase unwrapping by quad-tree decomposition. *Applied optics*, 40(8) :1187–1194.
- Biegen, J. F. (1989). Interferometric surface profiler. US Patent 4,869,593.
- Binnig, G., Quate, C. F., and Gerber, C. (1986). Atomic force microscope. *Physical review letters*, 56(9) :930.
- Binnig, G. and Rohrer, H. (2000). Scanning tunneling microscopy. *IBM Journal of research and development*, 44(1-2) :279–293.
- Binnig, G., Rohrer, H., Gerber, C., and Weibel, E. (1982). Tunneling through a controllable vacuum gap. *Applied Physics Letters*, 40(2) :178–180.
- Bon, P., Maucort, G., Wattellier, B., and Monneret, S. (2009). Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells. *Optics express*, 17(15) :13080–13094.
- Born, M. and Wolf, E. (1999). *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. CUP Archive.

- Breitmeier, U. and Ahlers, R. (1987). Dynamically focusing electro-optical sensor-system for micro rofilometry. In *Hague International Symposium*, pages 170–175. International Society for Optics and Photonics.
- Brodmann, R. and Smilga, W. (1987). Evaluation of a commercial microtopography sensor. In *Hague International Symposium*, pages 165–169. International Society for Optics and Photonics.
- Burch, C. and Stock, J. (1942). Phase-contrast microscopy. *Journal of Scientific Instruments*, 19(5) :71.
- Cai, X.-o. (2010). Reduction of speckle noise in the reconstructed image of digital holography. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 121(4) :394–399.
- Charrière, F., Marian, A., Montfort, F., Kuehn, J., Colomb, T., Cuche, E., Marquet, P., and Depeursinge, C. (2006). Cell refractive index tomography by digital holographic microscopy. *Optics letters*, 31(2) :178–180.
- Cheng, Y.-Y. and Wyant, J. C. (1984). Two-wavelength phase shifting interferometry. *Applied optics*, 23(24) :4539–4543.
- Choi, W., Fang-Yen, C., Badizadegan, K., Oh, S., Lue, N., Dasari, R. R., and Feld, M. S. (2007). Tomographic phase microscopy. *Nature methods*, 4 :717–719.
- Colomb, T., Kühn, J., Charrière, F., Depeursinge, C., Marquet, P., and Aspert, N. (2006). Total aberrations compensation in digital holographic microscopy with a reference conjugated hologram. *Optics Express*, 14(10) :4300.
- Considine, P. S. (1966). Effects of coherence on imaging systems. *JOSA*, 56(8) :1001–1007.
- Cotte, Y., Toy, F., Jourdain, P., Pavillon, N., Boss, D., Magistretti, P., Marquet, P., and Depeursinge, C. (2013). Marker-free phase nanoscopy. *Nature Photonics*, 7(2) :113–117.
- Creath, K. (1987). Step height measurement using two-wavelength phase-shifting interferometry. *Applied optics*, 26(14) :2810–2816.
- Dändliker, R. and Weiss, K. (1970). Reconstruction of the three-dimensional refractive index from scattered waves. *Optics communications*, 1(7) :323–328.
- Debailleul, M., Georges, V., Simon, B., Morin, R., and Haeberlé, O. (2009). High-resolution three-dimensional tomographic diffractive microscopy of transparent inorganic and biological samples. *Optics letters*, 34(1) :79–81.
- Debailleul, M., Simon, B., Georges, V., Haeberlé, O., and Lauer, V. (2008). Holographic microscopy and diffractive microtomography of transparent samples. *Measurement Science and Technology*, 19(7) :074009.

- Ding, C., Yang, K., Li, W., Guo, W., Zhang, X., and Xia, M. (2014). Application of diffraction tomography theory to determine size and shape of spheroidal particles from light scattering. *Optics & Laser Technology*, 62(10) :135–140.
- Dubois, F., Callens, N., Yourassowsky, C., Hoyos, M., Kurowski, P., and Monnom, O. (2006). Digital holographic microscopy with reduced spatial coherence for three-dimensional particle flow analysis. *Applied optics*, 45(5) :864–871.
- Dubois, F., Novella Requena, M.-L., Minetti, C., Monnom, O., and Istasse, E. (2004). Partial spatial coherence effects in digital holographic microscopy with a laser source. *Applied optics*, 43(5) :1131–1139.
- Elings, V. B. and Gurley, J. A. (2000). Tapping atomic force microscope with phase or frequency detection. US Patent RE36,488.
- Feng, P., Wen, X., and Lu, R. (2009). Long-working-distance synthetic aperture fresnel off-axis digital holography. *Optics Express*, 17(7) :5473–5480.
- Ferraro, P., De Nicola, S., Finizio, A., Coppola, G., Grilli, S., Magro, C., and Pierattini, G. (2003). Compensation of the inherent wave front curvature in digital holographic coherent microscopy for quantitative phase-contrast imaging. *Applied optics*, 42(11) :1938–1946.
- Gabor, D. (1948). A new microscopic principle. *Nature*, 161(4098) :777–778.
- Garcia-Sucerquia, J., Ramírez, J. A. H., and Prieto, D. V. (2005). Reduction of speckle noise in digital holography by using digital image processing. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 116(1) :44–48.
- Gierloff, J. J. (1987). Phase unwrapping by regions. In *Proc. SPIE*, volume 818, pages 2–9.
- Goldstein, R. M., Zebker, H. A., and Werner, C. L. (1988). Satellite radar interferometry : Two-dimensional phase unwrapping. *Radio Science*, 23(4) :713–720.
- Goodman, J. W. (2005). *Introduction to Fourier optics*. Roberts and Company Publishers.
- Groen, F. C., Young, I. T., and Ligthart, G. (1985). A comparison of different focus functions for use in autofocus algorithms. *Cytometry*, 6(2) :81–91.
- Haeberlé, O., Belkebir, K., Giovaninni, H., and Sentenac, A. (2010). Tomographic diffractive microscopy : basics, techniques and perspectives. *Journal of Modern Optics*, 57(9) :686–699.
- Hartmann, J. (1904). *Objektivuntersuchungen*. Julius Springer.



- Herráez, M. A., Burton, D. R., Lalor, M. J., and Gdeisat, M. A. (2002). Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path. *Applied Optics*, 41(35) :7437–7444.
- Hillman, T. R., Gutzler, T., Alexandrov, S. A., and Sampson, D. D. (2009). High-resolution, wide-field object reconstruction with synthetic aperture fourier holographic optical microscopy. *Optics Express*, 17(10) :7873–7892.
- Huntley, J. (1989). Noise-immune phase unwrapping algorithm. *Applied Optics*, 28(16) :3268–3270.
- Kang, X. (2008). An effective method for reducing speckle noise in digital holography. *Chinese Optics Letters*, 6(2) :100–103.
- Kim, M.-K. (2000). Tomographic three-dimensional imaging of a biological specimen using wavelength-scanning digital interference holography. *Opt. Express*, 7(9) :305–310.
- Kim, M. K. (2010). Principles and techniques of digital holographic microscopy. *Journal of Photonics for Energy*, pages 018005–018005.
- Kim, T., Zhou, R., Mir, M., Babacan, S. D., Carney, P. S., Goddard, L. L., and Popescu, G. (2014). White-light diffraction tomography of unlabelled live cells. *Nature Photonics*.
- Kühn, J., Charrière, F., Colomb, T., Cuhe, E., Montfort, F., Emery, Y., Marquet, P., and Depeursinge, C. (2008). Axial sub-nanometer accuracy in digital holographic microscopy. *Measurement Science and Technology*, 19(7) :074007.
- Kühn, J., Montfort, F., Colomb, T., Rappaz, B., Moratal, C., Pavillon, N., Marquet, P., and Depeursinge, C. (2009). Submicrometer tomography of cells by multiple-wavelength digital holographic microscopy in reflection. *Optics letters*, 34(5) :653–655.
- Lauer, V. (2002). New approach to optical diffraction tomography yielding a vector equation of diffraction tomography and a novel tomographic microscope. *Journal of Microscopy*, 205(2) :165–176.
- Leith, E. N. and Upatnieks, J. (1962). Reconstructed wavefronts and communication theory. *JOSA*, 52(10) :1123–1128.
- Lin, Y.-C. and Cheng, C.-J. (Provisionally scheduled for May 2014). Sectional imaging of spatially refractive index distribution using coaxial rotation digital holographic microtomography. *Journal of Optics*.
- Lyuboshenko, I. (2009). Wavefront analysis : Digital wavefront sensors boost resolution, sensing options. <http://www.laserfocusworld.com/articles/2009/10/wavefront-analysis-digital-wavefront-sensors-boost-resolution-sensing-options.html>.

- Malacara, D. (2007). *Optical shop testing*, volume 59. John Wiley & Sons.
- Massig, J. H. (2002). Digital off-axis holography with a synthetic aperture. *Optics letters*, 27(24) :2179–2181.
- Maycock, J., Hennelly, B. M., McDonald, J. B., Frauel, Y., Castro, A., Javidi, B., and Naughton, T. J. (2007). Reduction of speckle in digital holography by discrete fourier filtering. *JOSA A*, 24(6) :1617–1622.
- Mico, V., Zalevsky, Z., García-Martínez, P., and García, J. (2006). Synthetic aperture superresolution with multiple off-axis holograms. *JOSA A*, 23(12) :3162–3170.
- Montfort, F., Colomb, T., Charrière, F., Kühn, J., Marquet, P., Cuche, E., Herminjard, S., and Depeursinge, C. (2006). Submicrometer optical tomography by multiple-wavelength digital holographic microscopy. *Applied optics*, 45(32) :8209–8217.
- Morse, P. M. and Feshbach, H. (1953). Methods of. *Theoretical Physics*, 1 :809–820.
- Mudry, E., Chaumet, P., Belkebir, K., Maire, G., and Sentenac, A. (2010). Mirror-assisted tomographic diffractive microscopy with isotropic resolution. *Optics letters*, 35(11) :1857–1859.
- Natterer, F. (2008). Reflectors in wave equation imaging. *Wave Motion*, 45(6) :776–784.
- Noda, T., Kawata, S., and Minami, S. (1992). Three-dimensional phase-contrast imaging by a computed-tomography microscope. *Applied optics*, 31(5) :670–674.
- Nomarski, G. (1955). Microinterféromètre différentiel à ondes polarisés. *J. phys. radium*, 16(9S).
- Nomura, T., Okamura, M., Nitandai, E., and Numata, T. (2008). Image quality improvement of digital holography by superposition of reconstructed images obtained by multiple wavelengths. *Applied optics*, 47(19) :D38–D43.
- Paturzo, M., Merola, F., Grilli, S., De Nicola, S., Finizio, A., and Ferraro, P. (2008). Super-resolution in digital holography by a two-dimensional dynamic phase grating. *Opt. Express*, 16(21) :17107–17118.
- Pawley, J. (2010). *Handbook of biological confocal microscopy*. Springer.
- Poon, C. Y. and Bhushan, B. (1995). Comparison of surface roughness measurements by stylus profiler, afm and non-contact optical profiler. *Wear*, 190(1) :76–88.
- Prettyjohns, K. N. and Wyant, J. C. (1987). Optical profiler using improved phase shifting interferometry. US Patent 4,639,139.
- Qu, W., Choo, C. O., Singh, V. R., Yingjie, Y., and Asundi, A. (2009). Quasi-physical phase compensation in digital holographic microscopy. *JOSA A*, 26(9) :2005–2011.

- Quiroga, J. and Gonzalez-Cano, A. (1997). Phase measuring algorithm for extraction of isochromatics of photoelastic fringe patterns. *Applied Optics*, 36(32) :8397–8402.
- Radmacher, M., Fritz, M., Kacher, C. M., Cleveland, J. P., and Hansma, P. K. (1996). Measuring the viscoelastic properties of human platelets with the atomic force microscope. *Biophysical Journal*, 70(1) :556–567.
- Rayleigh, B. J. W. S. (1896). *The theory of sound*, volume 2. Macmillan.
- Roddier, F. (1988). Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics. *Applied Optics*, 27(7) :1223–1225.
- Ronchi, V. (1964). Forty years of history of a grating interferometer. *Applied optics*, 3(4) :437–451.
- Rong, L., Xiao, W., Pan, F., Liu, S., and Li, R. (2010). Speckle noise reduction in digital holography by use of multiple polarization holograms. *Chinese Optics Letters*, 8(7) :653–655.
- Sarmis, M., Simon, B., Debailleul, M., Colicchio, B., Georges, V., Delaunay, J.-J., and Haeberlé, O. (2010). High resolution reflection tomographic diffractive microscopy. *Journal of Modern Optics*, 57(9) :740–745.
- Schulz, G. and Elssner, K.-E. (1991). Errors in phase-measurement interferometry with high numerical apertures. *Applied optics*, 30(31) :4500–4506.
- Schwider, J. (1989). Phase shifting interferometry : reference phase error reduction. *Applied optics*, 28(18) :3889–3892.
- Schwider, J., Burow, R., Elssner, K.-E., Grzanna, J., Spolaczyk, R., and Merkel, K. (1983). Digital wave-front measuring interferometry : some systematic error sources. *Applied Optics*, 22(21) :3421–3432.
- Seo, K., Choi, Y., Seo, E., and Lee, S. (2012). Aberration compensation for objective phase curvature in phase holographic microscopy. *Optics Letters*, 37(23) :4976–4978.
- Shack, R. V. and Platt, B. (1971). Production and use of a lenticular hartmann screen. In *Journal of the Optical Society of America*, volume 61, page 656. AMER INST PHYSICS CIRCULATION FULFILLMENT DIV, 500 SUNNYSIDE BLVD, WOODBURY, NY 11797-2999.
- Sharma, A., Sheoran, G., Jaffery, Z., et al. (2008). Improvement of signal-to-noise ratio in digital holography using wavelet transform. *Optics and lasers in engineering*, 46(1) :42–47.
- Simon, B. (2007). *Application des techniques de déconvolution multinoyaux et de tomographie diffractive optique à l'amélioration de l'imagerie microscopique 2D et 3D*. PhD thesis, Université de Haute Alsace.

- Simon, B., Debailleul, M., Georges, V., Lauer, V., and Haeberlé, O. (2008). Tomographic diffractive microscopy of transparent samples. *European physical journal. Applied physics*, 44(1) :29.
- Sommargren, G. E. (1981). Optical heterodyne profilometry. *Applied Optics*, 20(4) :610–618.
- Stadelmaier, A. and Massig, J. H. (2000). Compensation of lens aberrations in digital holography. *Optics Letters*, 25(22) :1630.
- Sullivan, A. C. and McLeod, R. R. (2007). Tomographic reconstruction of weak, replicated index structures embedded in a volume. *Opt. Express*, 15(21) :14202–14212.
- Takeda, M., Ina, H., and Kobayashi, S. (1982). Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *JosA*, 72(1) :156–160.
- Towers, D., Judge, T., and Bryanston-Cross, P. (1989). A quasi heterodyne holographic technique and automatic algorithms for phase unwrapping. In *33rd Annual Technical Symposium*, pages 95–119. International Society for Optics and Photonics.
- Velghe, S., Primot, J., Guérineau, N., Cohen, M., and Wattellier, B. (2005). Wavefront reconstruction from multidirectional phase derivatives generated by multilateral shearing interferometers. *Optics letters*, 30(3) :245–247.
- Vertu, S., Delaunay, J.-J., Yamada, I., and Haeberlé, O. (2009). Diffraction microtomography with sample rotation : influence of a missing apple core in the recorded frequency space. *Central European Journal of Physics*, 7(1) :22–31.
- Whitehouse, D. (1997). Surface metrology. *Measurement Science and Technology*, 8(9) :955.
- Wolf, E. (1969). Three-dimensional structure determination of semi-transparent objects from holographic data. *Optics Communications*, 1(4) :153–156.
- Yamaguchi, I. and Zhang, T. (1997). Phase-shifting digital holography. *Optics letters*, 22(16) :1268–1270.
- Zernike, F. (1942). Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects part ii. *Physica*, 9(10) :974–986.
- Zhong, Q., Inniss, D., Kjoller, K., and Elings, V. (1993). Fractured polymer/silica fiber surface studied by tapping mode atomic force microscopy. *Surface Science Letters*, 290(1) :L688–L692.