Imagerie de phase quantitative par interféromètre à décalage quadri-latéral. Application au domaine des rayons X durs.

J. Rizzi

▶ **To cite this version:**

J. Rizzi. Imagerie de phase quantitative par interféromètre à décalage quadri-latéral. Application au domaine des rayons X durs.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : . tel-01020084

HAL Id: tel-01020084
https://theses.hal.science/tel-01020084

Submitted on 7 Jul 2014

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.

Synchrotron SOLEIL **École doctorale Ondes et Matière**

Imagerie de phase quantitative par interférométrie à décalage quadri-latéral. Application au domaine des rayons X durs.

THÈSE

soutenue publiquement le 15 Octobre 2013

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université d'Orsay – PARIS XI

(Spécialité Physique)

par

Julien Rizzi

Composition du jury

Présidente :	Caroline KULCSAR (Institut d'Optique Graduate School)
Directeur de thèse :	Jérôme PRIMOT (ONERA)
Rapporteurs :	Patrick NAULLEAU (Center for X-Ray Optics) Serge MONNERET (Institut Fresnel)
Examinateurs :	Jean-Louis DE BOUGRENET DE LA TOCNAYE (Telecom Bretagne) Serge MÜLLER (General Electrics Healthcare)
Invité :	Pascal Mercère (Synchrotron SOLEIL)

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales

ONERA

THE FRENCH AEROSPACE LAB

Remerciements

Je tiens à réserver les premières lignes de ce manuscrit pour remercier les nombreuses personnes qui m'ont apporté leur aide tout au long de ma thèse.

Tout d'abord, je tiens à remercier mon amie Anne-Claire, pour être toujours resté à mes côtes au cours de cette longue période, et pour m'avoir soutenu dans les moments les plus difficiles.

Je tiens ensuite à remercier mes parents, mes soeurs et mon frère, pour m'avoir accompagné tout au long de mes études, depuis mon enfance jusqu'à la fin de cette ultime étape.

Je tiens à remercier mes amis, Jean-Baptiste, Jonathan, Antoine, Benoit et Antony pour m'avoir apporté les moments d'évasion nécessaires pour garder foi en mon travail quand j'en avais besoin.

Je remercie ensuite Jérôme Primot, pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse, mais également pour toute son expertise sur le domaine de l'interférométrie à décalage latéral qu'il a accepté de partager avec moi. Je le remercie aussi pour l'incroyable patience dont il a fait preuve avec moi durant ces 3 années.

Je remercie aussi infiniment Pascal Mercère et Paulo DaSilva du synchrotron SOLEIL, ainsi que Mourad Idir du Brookheaven National Laboratory pour tout le savoir qu'ils m'ont permis d'acquérir sur l'imagerie dans les rayons X et le rayonnement synchrotron. La physique des rayons X durs m'était totalement inconnue à mon arrivée, tout comme l'état de l'art de l'imagerie par contraste de phase en rayons X, et grâce à vous, je suis au courant des incroyables découvertes faites dans ce domaine. Je vous remercie également pour m'avoir permis d'obtenir autant de créneaux pour faire mes expériences, et pour vous être autant impliqué dans leur réussite.

Je remercie Guillaume Druart pour m'avoir co-encadré durant cette période. Toutes nos discussions sur l'optique de Fourier et la programmation m'ont beaucoup aidé à avancer dans mon travail. Je le remercie aussi d'avoir participé aux corrections de tous les papiers que j'ai publié durant ma thèse.

Je remercie Frank Lefèvre, directeur du DOTA, pour m'avoir accueilli dans son département et pour l'aide précieuse qu'il m'a apporté dans ma recherche de "l'après thèse".

Je remercie tous les gens des équipes CIO et ERIO pour leur bonne humeur et pour les coup de main qu'ils m'ont apporté sur des domaines variés. Merci à Nicolas Guérineau pour son expertise sur le Masque de Hartmann Modifié, à Alain Kattnig pour toutes les fois il m'a dépanné quand je luttais avec IDL, merci à Gregory Vincent pour nous avoir si gentillement fabriqué le réseau de phase qui a été le principal composant de l'interféromètre que j'ai étudié. Merci à Emilie Sakat pour la fabrication du prisme de silicium que j'ai pu utiliser pour calibrer mon système. Merci aussi a Julien Jaeck pour tous ses conseils sur la programmation en langage C, pour m'avoir permis d'utiliser si souvent le matériel de son laboratoire.

Mes prochains remerciements vont à l'équipe administrative du DOTA : Valérie, Christèle, Corinne, Evelyne, Véronique et Brigitte, votre aide m'a été indispensable notamment pour la préparation de toutes mes missions.

Je remercie tout particulièrement Florence De La Barrière, ancienne doctorante ONERA, pour ses nombreux conseils et pour son soutien jusqu'à la fin de ma thèse. Toutes nos discussions en optique, mais aussi son retour d'expérience sur la rédaction d'un mémoire et la soutenance d'une thèse de doctorat, ainsi que nos diverses conversations m'ont été d'une aide précieuse.

Je tiens aussi remercier tous les autres doctorants du DOTA pour leur bonne humeur quotidienne et leur aide : Alexandre Dobroc, Martin Piponnier, Florian Maire, Fredéric Gillard, Edouard Giard, Tatiana Grulois, Christophe Bellissario et Julien Imbert. Pour les mêmes raisons, je remercie aussi les stagiaires qui sont passés par le DOTA : Laura, Mélinda, Mehdi, Gaël,

Philipe, Kevin, Elodie, Biech-Lin et surtout Alice, que j'ai eu le plaisir d'encadrer personnellement.

J'adresse enfin mes derniers remerciements aux membres du Jury qui ont eu l'amabilité de participer à mon évaluation. Je vous remercie d'avoir consacré une partie de votre emploi du temps chargé à la lecture de mon manuscrit et l'analyse critique de ma soutenance.

"Celui qui n'a pas d'objectifs ne risque pas de les atteindre."
Sun Tzu, l'Art de la Guerre.

Table des matières

Glossaire **1**

Table des Notations **3**

Chapitre 1
Introduction

1.1 Enjeux et contexte 5
1.2 Démarche 8

Chapitre 2
Phénomène d'auto-imagerie périodique ou effet Talbot

2.1 Modèle pour la propagation des ondes lumineuses 9
2.2 Auto-imagerie périodique ou effet Talbot 10
2.2.1 Effet Talbot pour un réseau de transmission 11
2.2.2 Effet Talbot fractionnaire pour un réseau de phase 12
2.2.3 Effet Talbot dans le cas d'un réseau binaire 12
2.3 Le réseau de phase comme séparateur de faisceau 15
2.4 Conditions d'auto-imagerie périodique 15

Chapitre 3
L'interférométrie à décalage multi-latéral

3.1 Démarche et objectifs 17
3.2 Interférométrie à Décalage Latéral (IDL) 18
3.2.1 Les principes 18
3.2.2 Des répliques parallèles ou basculées 19
3.2.3 Obtention de répliques basculées grâce aux réseaux de diffraction 21
3.2.4 Nécessité de générer de multiples répliques et d'utiliser des réseaux bi-dimensionnels 23
3.3 Interférométrie à Décalage Multi-Latéral (IDML) 24

3.3.1 Interférométrie à Décalage Tri-Latéral (IDTL) . . . 25
3.3.2 Interférométrie à Décalage Quadri-Latéral (IDQL) . . . 28
3.3.3 Les réseaux continûment auto-imageants (CSIG) . . . 31
3.4 Réalisation pratique d'un IDQL à réseaux . . . 32
3.4.1 De l'IDQL idéal au Masque de Hartmann Modifié (MHM) . . . 32
3.4.2 Impact de l'approximation de l'IDQL par un MHM . . . 33
3.4.3 Etude de l'invariance par propagation après un MHM . . . 35
3.4.4 Influence d'un désaccord en longueur d'onde sur le MHM . . . 37
3.4.5 Influence d'un éclairage polychromatique sur le MHM . . . 37
3.5 Conclusion . . . 40

Chapitre 4
Etat de l'art des interféromètres dans les rayons X

4.1 Les différentes techniques d'imagerie par contraste de phase disponibles dans les rayons X . . . 41
4.1.1 Interféromètre de Bonse & Hart . . . 42
4.1.2 Le contraste de phase basé sur la propagation . . . 43
4.1.3 Interféromètres à cristal analyseur . . . 43
4.1.4 Interférométrie à réseau . . . 44
4.2 Les interféromètres à réseaux mono-dimensionnels . . . 45
4.2.1 Interféromètre à Effet Talbot à une dimension (IAET1D) . . . 45
4.2.2 Interféromètre Talbot-Lau à une dimension (IAETL1D) . . . 47
4.2.3 Utilisation de réseaux courbés . . . 48
4.3 Interféromètres à effet Talbot à bi-dimensionnels (IAET2D) . . . 49
4.4 Les interféromètres à réseau unique . . . 51
4.4.1 Masque de Hartmann dans les rayons X . . . 51
4.4.2 Le réseau de phase pure seul et déctection indirecte . . . 53
4.5 Conclusion . . . 54

Chapitre 5
L'interféromètre à réseau de phase unique (SPGI)

5.1 L'interféromètre monté au synchrotron SOLEIL . . . 56
5.1.1 La ligne de lumière "Métrologie" du synchrotron SOLEIL . . . 56
5.1.2 Le réseau de phase . . . 59
5.1.3 Le bloc de détection indirecte . . . 63
5.2 Validation théorique du SPGI . . . 66
5.2.1 Transmittance d'un damier de phase binaire 2D-périodique . . . 66

5.2.2 Propagation de l'éclairement après un damier de phase binaire éclairé par une onde monochromatique . . . 69
5.2.3 Influence d'un éclairage polychromatique : apparition d'un régime panchromatique . . . 72
5.2.4 Influence d'un front d'onde sphérique . . . 76
5.2.5 Influence de la coherence spatiale de la source . . . 77
5.2.6 Influence du filtrage lié aux différents éléments de l'interféromètre . . . 79
5.3 Validation expérimentale du SPGI au synchrotron SOLEIL . . . 80
5.3.1 Mesure Expérimentale de la FTM de l'interféromètre . . . 80
5.3.2 Démonstration expérimentale de l'existence du régime panchromatique . . . 84
5.4 Conclusion . . . 85

Chapitre 6
Exploitation des interférogrammes obtenus avec le SPGI

6.1 De l'interférogramme aux composantes de la dérivée de la surface d'onde . . . 87
6.1.1 Spectre en intensité du SPGI en régime panchromatique . . . 88
6.1.2 Des harmoniques aux dérivées partielles de la surface d'onde . . . 89
6.1.3 Soustraction des aberrations du montage par mesure différentielle . . . 90
6.1.4 Cas de la défocalisation . . . 91
6.1.5 Nombre de points restitués dans la surface d'onde reconstruite . . . 92
6.2 Reconstruction de la surface d'onde à partir de ses dérivées partielles par la méthode de Ghiglia . . . 93
6.3 Evaluation du bruit dans les images reconstruites . . . 95
6.3.1 Evaluation du bruit dans l'image de la dérivée du front d'onde . . . 95
6.3.2 Evaluation du bruit dans la surface d'onde reconstruite . . . 96
6.4 Procédure expérimentale de reconstruction des surfaces d'onde avec le SPGI . . . 97
6.5 Conclusion . . . 98

Chapitre 7
Application du SPGI à l'imagerie par contraste de phase et à la métrologie des miroirs

7.1 Imagerie par contraste de phase quantitative dans les rayons X . . . 99
7.1.1 Calibration de l'interféromètre . . . 99
7.1.2 Mesures de phase sur un moustique piégé dans une ambre . . . 104
7.1.3 Evaluation du bruit de mesure grâce à la cartographie des cloûres des dérivées . . . 107
7.1.4 Imagerie de phase sur un champ de billes d'Indium . . . 108

7.2 Métrologie de miroirs pour les rayons X 111
7.3 Conclusion 114

Chapitre 8
Conclusion générale : bilan et perspectives

8.1 Bilan 117
8.2 Perspectives 118

Annexe A Conditions d'auto-imagerie **121**

Annexe B Le régime panchromatique dans le cas d'un masque de Hartmann **123**

Annexe C Calcul des coefficients de Fourier de la transmittance du réseau de phase. **125**

Annexe D Publications, Conférences et Récompenses **129**

Bibliographie **131**

Glossaire

ICPX : Interférométrie par contraste de phase dans les rayons X
IARX : Interférométrie à réseaux pour les rayons X
IDL : Interférométrie à décalage latéral
IDBL : Interférométrie à décalage bi-latéral
IDML : Interférométrie à décalage multi-latéral
IDTL : Interférométrie à décalage tri-latéral
IDQL : Interférométrie à décalage quadri-latéral
CSIG : Réseau continûment auto-imageant ou "Continuously self-imaging grating"
RSB : Rapport Signal sur Bruit
MH : Masque de Hartmann
MHM : Masque de Hartmann Modifié
IAET : Interféromètre à effet Talbot
IAETL : Interféromètre à effet Talbot-Lau
SPGI : Interféromètre à réseau de phase unique ou "Single Phase Grating Interferometer"
TF : Transformée de Fourier
FT : Fonction de Transfert
FTEL : Fonction de Transfert de l'Espace Libre
MOD : Modulo
MEB : Microscope Electronique à Balayage
PSF : *Point Spread Function* ou fonction d'étalement de point
FTO : Fonction de Transfert Optique
FTM : Fonction de Transfert de Modulation
TFD : Transformée de Fourier Discrète
CCDSO : clôture des Dérivées de la Surface d'Onde
UA : Unités Arbitraires
DCO : Différence de Chemin Optique
RMS : Root Mean Square
MEMS : Micro Electro Mechanical System

Table des Notations

Opérateurs

$*$	Produit de convolution
$TF[A]$ ou $\tilde{A}$	Transformée de Fourier de A
$TF^{-1}[A]$	Transformée de Fourier inverse de A
A^*	Complexe conjugué de A
$Re\{A\}$	Partie réele de A
$Im\{A\}$	Partie imaginaire de A
$\|A\|$	Module de A
$Arg(A)$	Argument de A
$\partial A/\partial x$	Dérivée partielle de la fonction A selon la variable x

Définition de la transformée de Fourier

$$TF[A](f_t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i2\pi t f_t) A(t) dt$$

Systèmes de coordonnées

z	Coordonnée longitudinale (côte) ; Axe $\vec{z}$ colinéaire à l'axe optique des systèmes étudiés
(x, y)	Coordonnées cartésiennes dans la base orthonormées $(O, \vec{x}, \vec{y})$ utilisée quand $z = 0$
(X, Y)	Coordonnées cartésiennes dans la base orthonormées $(0, \vec{X}, \vec{Y})$ utilisée quand $z \neq 0$
(f_x, f_y)	Coordonnées dans l'espace de Fourier, duales de (x, y)
(X_d, Y_d)	Coordonnées cartésiennes orthonormées tournées de 45 degrés par rapport à (X, Y) $X_d = \frac{X-Y}{\sqrt{2}}$; $\quad Y_d = \frac{X+Y}{\sqrt{2}}$

Fonctions et distributions fréquemment utilisées

δ	Distribution de Dirac
$\text{Ш}_{p,q}$	Peigne de Dirac bi-dimensionnel, de pas p dans une direction et q dans l'autre
$Rect_a$	Fonction porte de largeur a
$sinc$	Fonction sinus cardinal
	$sinc(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$
MOD	Fonction modulo

Paramètres fréquemment utilisés

E	Energie
λ	Longueur d'onde
λ_0	Longueur d'onde générant un déphasage de π
$\vec{k}$	Vecteur d'onde
k	Module du vecteur d'onde
W	Front d'onde (en mètres)
ϕ	Phase (en radians)
	$\phi = \frac{2\pi W}{\lambda}$
a_0	Période du réseau de phase utilisé
s	Décalage latéral
T	Transmittance complexe d'un réseau
U	Amplitude complexe d'un champ électrique
I	Intensité créée par le champ U
	$I = \|U\|^2$

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Enjeux et contexte **5**
1.2 Démarche **8**

1.1 Enjeux et contexte

La découverte des rayons X par Wilhelm Conrad Röntgen en 1895 [1] est certainement l'une des plus célèbres de la science physique moderne tant les applications qu'elle a suscitées sont nombreuses. Cette fameuse image du squelette de la main de son épouse (Fig. 1.1) a fait le tour du monde et lui a valu l'obtention du prix Nobel de physique en 1901.

FIGURE 1.1 – Première radiographie aux rayons X de l'histoire : la main de Madame Röntgen, radiographiée en 1895.

Röntgen a en fait découvert à la fois une nouvelle technique d'imagerie et sa principale application, à savoir l'imagerie médicale. La première guerre mondiale a fourni de nombreux cas d'étude qui ont permis de démontrer le potentiel de cette technique dans l'aide au diagnostic médical grâce aux efforts conjoints d'Antoine Béclère et Marie Curie. La radiographie a ainsi connu un essor rapide partout dans le monde. Aujourd'hui, cet outil est toujours très utilisé par les médecins mais également par les industriels dans de nombreuses applications comme les

dispositifs de sécurité des aéroports ou bien le contrôle non-destructif (analyse de fossiles en archéo-paléontologie, étude de la corrosion dans les pipe-line pour l'industrie pétrolière etc...).

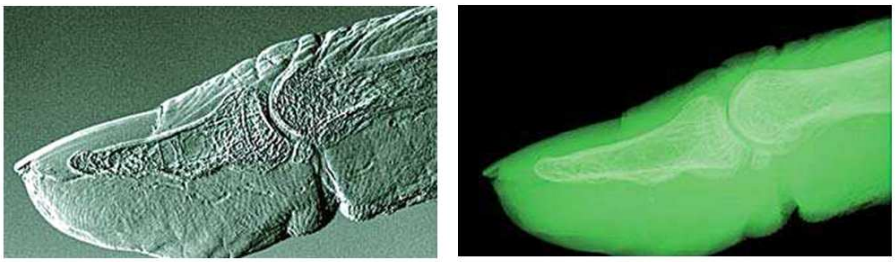
Cependant, ce procédé d'imagerie possède des limitations qui sont propres au principe physique sur lequel il repose. En effet, la radiographie classique permet d'évaluer les différences d'absorptions entre les parties de l'échantillon étudié. Ainsi, elle est efficace si l'on souhaite observer des matériaux suffisamment absorbants et si les différents composants de l'objet à étudier ont des caractéristiques d'absorption suffisamment distinctes. Donc un os qui absorbe beaucoup plus de rayonnement X que la peau et les chairs apparaîtra très clairement sur un cliché de radiographie. De même, sur la Fig. 1.1, on peut facilement voir l'alliance sur l'annulaire de la main de Madame Röntgen. En effet, les métaux sont en général bien absorbants et sont détectables par les rayons X. Ainsi, un pistolet caché dans une valise sera parfaitement détectable par les dispositifs de sécurité des aéroports. En revanche, pour des matériaux faiblement absorbants, la radiographie est mal adaptée. C'est pour cela qu'un médecin aura besoin d'une technique d'imagerie complémentaire à la radiographie (comme l'IRM) pour diagnostiquer une liaison ligamentaire dans un genou par exemple, ou qu'un agent de sécurité à l'aéroport devra vérifier lui-même en ouvrant la valise d'un voyageur pour distinguer une savonnette d'un pain de plastique explosif C4.

Toutefois, l'imagerie par contraste de phase pourrait offrir des solutions à ces problèmes. En effet, au passage des rayons X dans la matière, d'importants déphasages sont créés. Ainsi, imager les différences de phase en plus des différences d'absorption pourrait permettre d'améliorer significativement l'information contenue dans les images radiographiques. De tels travaux ont déjà été réalisés dans le domaine visible comme par exemple en microscopie des tissus biologiques [2, 3]. Depuis les années 2000, de nombreuses équipes travaillant dans les rayons X se sont appuyées sur ces travaux dans le but de permettre l'application du contraste de phase dans leur domaine, et plus particulièrement de le rendre compatible avec les applications industrielles les plus intéressantes.

Mais à première vue, réaliser le contraste de phase dans les rayons X peut s'avérer compliqué, voir impossible. D'une part, il existe peu d'optiques réfractives pour le domaine des X à cause de la forte absorption des matériaux. De plus, les optiques réflectives existantes fonctionnent uniquement en incidence rasante (pour la même raison) et pour des angles très faibles, allant jusqu'à la fraction de degré. Il est donc difficile d'utiliser un interféromètre classique (Michelson, Fabry-Pérot ou Mach-Zehnder) car ces dispositifs nécessitent l'emploi d'au moins deux miroirs en incidence normale et des lames séparatrices. D'autre part, les variations d'indice entre les différents matériaux d'un milieu traversé par des rayons X sont faibles. En effet, ces variations sont de l'ordre de 10^{-6}, à comparer au domaine du rayonnement visible, où elles sont de l'ordre de 10^{-1}.

Les premiers interféromètres sensibles au contraste de phase [4, 5, 6, 7, 8] construits pour les rayons X (ICPX) utilisaient des cristaux réfractifs et ne fonctionnaient que si l'objet à sonder était éclairé par une lumière incidente monochromatique et collimatée. De plus, la faible efficacité de ces optiques réfractives rendait nécessaire l'emploi de sources émettant un fort flux photonique, restreignant ainsi leur utilisation aux sources synchrotron. Avant ces méthodes interférométriques, des méthodes d'imagerie de phase purement propagatives [9] ont été étudiées mais les messages obtenus avec ces méthodes contiennent des informations qui proviennent à la fois des variations de phase, mais aussi des variations d'absorption. Ainsi, il faut donc adopter des stratégies particulières pour remonter à l'information de phase si les variations d'absorption de l'objet étudié sont fortes. Finalement, les plus importantes études ont porté sur les interféromètres à réseaux (IARX) car ces derniers se sont rapidement révélés les plus prometteurs pour envisager des ICPX transférables au monde industriel. Le premier de ces IARX a été créé par le

professeur Atsushi Momose au Japon en 2003 [10], et a fourni des images qui ont démontré le potentiel de l'ICPX et motivé la communauté scientifique à financer et entreprendre des investigations sur ces nouveaux systèmes d'imagerie. L'une de ces images est présentée en Fig. 1.2. Cette figure présente le potentiel du contraste de phase dans les rayons X en comparant une image de phase du doigt d'un cadavre (Fig. 1.2-A) avec l'image du même doigt en radiographie classique par contraste d'absorption (Fig. 1.2-B). Au delà du réhaussement de contraste lié au fait que l'image obtenue en sortie d'un interféromètre à réseau est le gradient de la phase, on voit que des structures fines telles que les empreintes digitales, la texture de l'os ou bien les cartillages, jusqu'ici difficiles à mettre en évidence, sont particulièrement claires à analyser.



A B

FIGURE 1.2 – Le potentiel de l'imagerie par contraste de phase dans les rayons X. A- Première image de contraste de phase d'un échantillon biologique obtenue avec un interféromètre à réseaux. Il s'agit du doigt d'un cadavre humain. B- Radiographie par contraste d'absorption standard du même doigt. La comparaison permet de mettre en évidence le potentiel de l'imagerie de phase dans les rayons X. Ces images ont été obtenues par le professeur Momose en 2004 au Japon.

L'intérêt des IARX est qu'ils n'utilisent pas d'optiques mais des réseaux de diffraction, dans leur régime de Fresnel, pour générer des figures d'inferférence. Ces IARX sont sensibles aux gradients de la phase mais permettent de remonter à la phase par une simple intégration. Ils ont permis d'obtenir des images à haute résolution spatiale pour diverses applications sur des lignes de lumière synchrotron, telles que la métrologie des miroirs [11, 12] ou encore la microscopie par contraste de phase en rayons X [13]. Mais malgré tout ces résultats prometteurs obtenus sur synchrotron, le transfert technologique vers l'industrie est un défi de taille car les IARX possèdent un certain nombre de contraintes qui sont vraiment problématiques pour les industriels. En effet, la plupart d'entre eux utilisent de multiples réseaux (deux voire trois) qu'il faut aligner avec une grande précision. La distance entre ces réseaux est figée et doit être contrôlée avec une bonne précision également. Ceci rend l'interféromètre sensible aux vibrations. De plus, ces nombreuses structures ont longtemps restreint l'utilisation des IARX aux sources monochromatiques et collimatées. Enfin, le dernier inconvénient majeur des interféromètres à multiples réseaux est le temps d'exposition au rayonnement des échantillons nécessaires à l'obtention d'une image (tous ces points seront détaillés dans le chapitre 3 de ce manuscrit qui traite de l'état de l'art de l'interférométrie à réseau dans les rayons X). Ces contraintes sont très gênantes si on envisage une application comme la mammographie. Néanmoins, depuis 2003, de nombreuses recherches faites sur ces dispositifs multi-réseaux (et dont les plus importantes seront également présentées dans le chapitre 3) ont permis de les rendre compatibles avec des sources industrielles.

Cependant, en dépit de tous ces efforts, le contraste de phase n'est toujours pas commercialisé, probablement du fait du grand nombre de contraintes d'emploi.

Enfin, on peut remarquer en étudiant la littérature des IARX que, même si ces dispositifs ont fourni des images de haute résolution spatiale et de fort contraste, l'aspect quantitatif est

souvent peu exploré, et le potentiel du contraste de phase en métrologie est peu exploité. C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse, dont l'objectif final est de développer un interféromètre le plus simple possible, n'utilisant qu'un seul réseau afin de limiter le nombre de contraintes à l'utilisation, mais qui permet également d'avoir accès à des mesures quantitatives et des mesures d'erreurs. Un tel dispositif serait aussi bien adapté à l'imagerie de phase qu'à la métrologie des miroirs.

1.2 Démarche

La piste envisagée dans cette thèse est de développer un interférométre à décalage quadri-latéral n'utilisant qu'un unique réseau de phase (baptisé SPGI, anachronyme de *Single Phase Grating Interferometer*). Cette démarche a débuté à partir des travaux similaires, effectué au sein de l'Onera il y a un peu plus de dix ans par Nicolas Guérineau et Jérôme Primot dans les domaines spectraux visible et infrarouge. Ces travaux, ainsi que les compétences reconnues de l'Onera en matière de métrologie optique, ont permis un rapprochement avec le synchrotron SOLEIL. En effet, des membres d'une équipe scientifique de SOLEIL, qui travaillaient depuis quelques années sur la problématique du contraste de phase et de la métrologie optique dans les rayons X, sont tombés sur les travaux de Jérôme Primot et ont initié une collaboration avec l'Onera dans le but de les adapter au domaine spectral des rayons X. Cette collaboration est à l'origine de la thèse défendue dans ce manuscrit.

Après cette introduction, un premier chapitre présentera l'effet d'auto-imagerie, aussi appelé Talbot, puis un second chapitre sera consacré à une description détaillée de l'interférométrie à décalage multi-latéral (en particulier le cas d'un décalage quadri-latéral). Le troisième chapitre sera lui dédié à l'état de l'art de l'interférométrie à réseau dans les rayons X. Le quatrième temps fort de ce mémoire sera réservé à l'illustration théorique et expérimentale de l'interféromètre à réseau de phase unique que nous avons mis en place tout au long de cette thèse sur la ligne "Métrologie" du synchrotron SOLEIL. Un autre chapitre servira a expliquer comment exploiter au mieux les interférogrammes fournis par le SPGI. Enfin, le dernier chapitre me permettra de présenter les résultats obtenus avec ce dispositif, en imagerie de phase dans un premier temps et ensuite en métrologie des miroirs. Une méthode d'analyse du bruit dans les images de phases, ainsi que des mesures d'incertitudes sur les mesures métrologiques seront également présentées.

Chapitre 2

Phénomène d'auto-imagerie périodique ou effet Talbot

Sommaire

2.1 Modèle pour la propagation des ondes lumineuses 9
2.2 Auto-imagerie périodique ou effet Talbot 10
2.2.1 Effet Talbot pour un réseau de transmission 11
2.2.2 Effet Talbot fractionnaire pour un réseau de phase 12
2.2.3 Effet Talbot dans le cas d'un réseau binaire 12
2.3 Le réseau de phase comme séparateur de faisceau 15
2.4 Conditions d'auto-imagerie périodique 15

2.1 Modèle pour la propagation des ondes lumineuses

Pour décrire la distribution spatiale de l'amplitude complexe d'un faisceau de lumière, nous allons utiliser le modèle scalaire de la diffraction et la décomposition en ondes planes. Dans toute la suite, l'amplitude complexe d'une onde sera notée $U(x, y, z)$, (x, y, z) sont les coordonnées cartésiennes de l'espace et z sera la coordonnée correspondant à l'axe de propagation, confondu avec l'axe optique des dispositifs étudiés. Dans ces hypothèses, nous pouvons utiliser le modèle de la propagation par la Fonction de Transert de l'Espace Libre (FTEL), notée H_z. Cette fonction, présentée par Goodman [14], est définie dans l'espace de Fourier de la manière suivante :

$$\begin{aligned} H_z(f_x, f_y) &= \exp\left[i2\pi\sqrt{1-\lambda^2(f_x^2+f_y^2)}\right] \quad \text{si} \quad f_x^2+f_y^2 < 1/\lambda^2 \\ &= 0 \quad \text{sinon} \end{aligned} \tag{2.1}$$

où λ représente la longueur d'onde de la source, z la distance de propagation et (f_x, f_y) les coordonnées cartésiennes de l'espace de Fourier, conjuguées des coordonnées (x, y) du plan transverse de l'espace réel. A partir de l'amplitude initiale U_0 dans le plan de cote $z = 0$, le modèle de la FTEL permet de calculer l'amplitude U_z dans un plan (X, Y) de cote z après une propagation le long de l'axe optique. Ce système de coordonnées, illustré dans la Fig. 4.1 sera conservé tout au long de ce manuscrit.

Le modus operandi que l'on va utiliser pour calculer l'amplitude propagée est le suivant : d'abord on calcule la décomposition en ondes planes de l'amplitude dans le plan initial U_0, notée

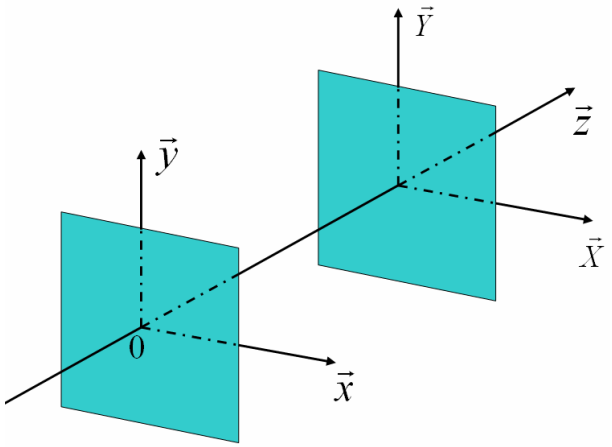


FIGURE 2.1 – Système de coordonnées utilisé pour modéliser la propagation lumineuse.

$\tilde{U}_0$, en effectuant une Transformée de Fourier (TF), puis on multiplie ce spectre par la FTEL (H_z) pour obtenir le spectre de l'amplitude de l'onde propagée en z, que l'on notera $\tilde{U}_z$. Enfin, on obtient l'amplitude finale de l'onde en z au moyen d'une Transformée de Fourier Inverse (TFI). Cet algorithme, illustré en Fig. 4.2, est valide tant que les ondes sont propagatives.

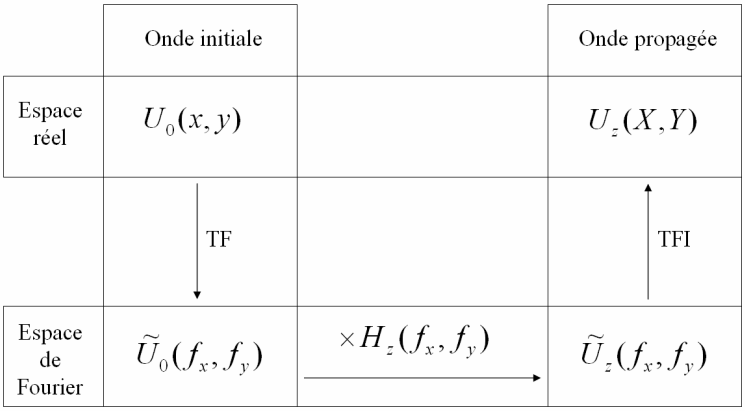


FIGURE 2.2 – Schéma de l'algorithme de calcul permettant de calculer l'amplitude d'une onde propagée à une distance z à partir de sa valeur en $z = 0$ par la méthode de la FTEL.

Ce modèle a été implémenté dans un programme informatique codé dans le language *Interactive Data Language* (IDL) pour effectuer toutes les simulations numériques de propagation lumineuse qui seront présentées dans la suite de ce manuscrit.

2.2 Auto-imagerie périodique ou effet Talbot

Un objet périodiquement auto-imageant peut créer sans optique, et à des distances multiples d'une distance élémentaire, une modulation d'intensité identique à celle observable dans le plan de l'objet. Une telle intensité sera qualifiée d'auto-image même s'il ne s'agit pas stricto sensu d'une image de l'objet. En effet, il n'existe aucune conjugaison entre celle-ci et l'objet initial. L'auto-imagerie est une conséquence directe de la diffraction de Fresnel, qui est elle-même une expression

de la théorie scalaire de la diffraction. Le phénomène d'auto-imagerie des objets périodiques fut observé pour la première fois en 1836 par Henri Fox Talbot [15]. Il a constaté, en éclairant en lumière blanche collimatée un réseau périodique unidimensionnel composé de fentes opaques fines, une reproduction parfaite du motif du réseau mais cette fois colorée, à des distances régulières : les distances de Talbot. Ces distances sont notées z_{nT}. Elles ont été calculées analytiquement par Lord Rayleigh [16] en 1881, dans le cas d'un objet périodique général :

$$z_{nT} = \frac{n\lambda}{1 - \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{a_0^2}}} \tag{2.2}$$

Où n est un nombre entier, λ est la longueur d'onde utilisée pour éclairer la structure périodique, et a_0 est son pas. Si on se place dans l'approximation paraxiale ($\lambda/a_0 << 1$), facilement véfiée pour les rayons X, on retrouve alors la forme courante des distances de Talbot :

$$z_{nT} = n\frac{2a_0^2}{\lambda} \tag{2.3}$$

Dans les rayons X, Cloetens a pu observer l'effet Talbot pour la première fois en 1997 [17]. Contrairement à Talbot, Cloetens à lui utilisé un réseau de phase [18], c'est-à-dire, un réseau composé de structures dont l'absorption est négligeable, mais qui génèrent des déphasages dont la valeur dépend de leur épaisseur. Le phénomène d'auto-imagerie par les réseaux de phase est assez similaire à celui des réseaux d'absorption et a été étudié pour la première fois par Guigay [19], puis par de nombreuses autres équipes [21, 22, 23, 24]. La modulation périodique de phase est transformée en modulation périodique d'intensité à des distances particulières $z_{fT_{m,n}}$, qui sont des fractions des distances de Talbot d'un objet absorbant. Ces distances que l'on nommera les distances de Talbot fractionnaires seront étudiées dans la suite de ce chapitre.

2.2.1 Effet Talbot pour un réseau de transmission

Considérons un réseau périodique unidimensionnel plan de pas a_0 dans la direction x et éclairé par une onde plane monochromatique de longueur d'onde λ dans selon l'axe z. On peut écrire la transmittance d'un tel réseau comme sa série de Fourier :

$$T_T(x) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \exp\left(i2\pi\frac{nx}{a_0}\right) \tag{2.4}$$

Avec c_n les coefficients de Fourier de la transmittance du réseau. En utilisant la théorie de la FTEL décrite en section 2.1, on peut calculer la valeur du champ propagé à la distance z après un tel réseau. Guigay [19] a montré que ce champ pouvait s'écrire sous la forme suivante :

$$U_T(X, z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \exp\left(i2\pi n\frac{X}{a_0}\right) \exp\left(-i\pi n^2\frac{z\lambda}{a_0^2}\right) \tag{2.5}$$

Comme l'avait montré Rayleigh, l'onde propagée est périodique le long de l'axe de propagation z et la période vaut $z_{1T} = 2a_0^2/\lambda$. Donc $U_T(X, z_{nT}) = U_T(x, 0)$ pour tout $n \in \mathbb{N}$. A ces distances, le terme $\exp\left(-i\pi n^2\frac{z\lambda}{a_0^2}\right)$ vaut 1 et l'amplitude du champ vaut exactement la transmittance du réseau, i-e $U(X, z_{nT}) = T_T(X)$. On se retrouve donc en présence d'auto-images quand $z = z_{nT}$. On remarque qu'il y a aussi création d'auto-images de même période mais translatée de $a_0/2$ pour toutes les distances $z = n'a_0^2/\lambda$ telles que n' est impair. Autrement dit, on peut

résumer le phénomène d'auto-imagerie pour un réseau de transmission de la façon suivante : $U_T(X, n'a_0^2/\lambda) = T_T(X)$ si n' est pair, et $U_T(X, n'a_0^2/\lambda) = T_T(X + a_0/2)$ si n' est impair.

On note enfin que comme l'intensité I_T vaut le module au carré de l'amplitude U_T, si le réseau est une objet de phase pure, alors il ne créera aucune modulation d'intensité à $z = z_T$.

2.2.2 Effet Talbot fractionnaire pour un réseau de phase

Nous allons ici présenter des résultats obtenus par Guigay [19] sur la modulation d'intensité produite par un objet de phase aux distances de Talbot fractionnaires. Ces distances sont définies de la manière suivante :

$$z_{fT_{m,n}} = \frac{m}{n} z_{1T} = \frac{m}{n} \frac{2a_0^2}{\lambda} \tag{2.6}$$

Où m et n sont des nombres entiers et z_{1T} est la première distance de Talbot. Dans le cas général, cette modulation d'intensité n'est pas exactement le profil de phase de l'objet [20]. En effet, Guigay a calculé l'amplitude $U_p(x, z_{fT_{m,n}})$ propagée après un réseau de phase plan périodique et unidimensionnel de transmittance $T_p(x)$ en fonction de la distance de Talbot fractionnaire considérée. Il obtint le résultat suivant :

$$U_p(X, z_{fT_{m,n}}) = \frac{1}{\sqrt{2mn}} \exp\left(\frac{i2\pi z_{fT_{m,n}}}{\lambda} - \frac{i\pi}{4}\right) \sum_{j=1}^{mn} T_p(X + ja_0/n) \exp\left(\frac{i\pi j^2}{2mn}\right) \left(1 + i^{mn}(-1)^j\right) \tag{2.7}$$

On voit qu'il s'agit d'une superposition de répliques décalées du profil de phase de l'objet. Mais cette intensité dépend aussi de la distance $z_{fT_{m,n}}$. Par exemple, Guigay a aussi montré que pour un objet de transmittance $T_p(x) = \exp(i\Phi(x))$, et à une distance $z_{fT_{1,4}}$, le profil de d'intensité produit par le réseau vaut :

$$I_p(X, z_{fT_{1,4}}) = 1 + \sin\left(\Phi(X) - \Phi(X + a_0/2)\right) \tag{2.8}$$

Ce résultat montre qu'il existe une relation simple entre le profil de phase de l'objet et la modulation d'intensité observée à la distance de Talbot fractionnaire $z_{fT_{1,4}}$. On remarque aussi que cette propriété est indépendante de la forme du profil de phase en question. C'est pour cela que cette distance sera utilisée dans beaucoup d'interféromètres à réseau, comme nous le verrons dans le chapitre 4 qui détaille les principaux dispositifs déjà existants.

2.2.3 Effet Talbot dans le cas d'un réseau binaire

Description d'un réseau binaire

Un réseau binaire est une structure périodique dont les lignes absorbantes ou déphasantes sont alternées avec des zones de transmittance égale à 1. Ce sont les principaux composants optiques utilisés dans les IARX. Leur transmittance, illustrée en Fig. 2.3 peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} T(x) &= 1 \quad \text{si} \quad 0 < (x \mod a_0) < \gamma a_0 \\ &= A\exp(i\Phi(x)) \quad \text{si} \quad \gamma a_0 < (x \mod a_0) < a_0 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Où MOD représente l'opération modulo, et γ est le rapport cyclique du réseau que l'on définit comme le rapport de la largeur des lignes L sur le pas a_0, soit $\gamma = L/a_0$. On obtient un réseau de transmission pure quand $A = 0$ et un réseau de phase quand $A = 1$. Sauf indication contraire, on prendra toujours $\gamma = 0,5$ dans ce manuscrit.

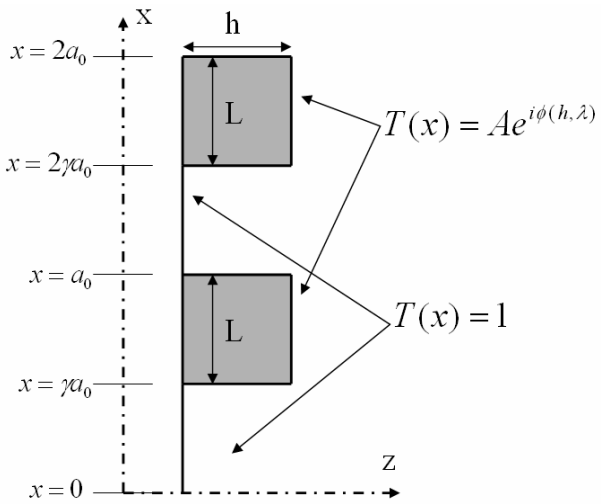


FIGURE 2.3 – Transmittance d'un réseau binaire.

Effet Talbot pour réseau de transmission binaire

Un réseau de transmission idéale possède des lignes qui sont totalement absorbantes et produit des auto-images aux distances $z = n'a_0^2/\lambda$ comme nous l'avons vu dans la sous-section 2.2.1. La Fig. 2.4 est une simulation de l'intensité propagée aprés un tel réseau pour différentes distances allant de $z = 0$ à $z = z_{1T}$. Plus précisément cette figure représente une coupe de l'éclairement dans le plan (X, z) pour seulement deux périodes du réseau. Il s'agit d'un réseau périodique dans une dimension, selon l'axe x, de pas $a_0 = 6\mu m$ et éclairé par un rayonnement X dur d'énergie égale à $17,5keV$, correspondant à une longueur d'onde de $0,07nm$. Dans ces conditions, la première distance de Talbot du réseau vaut $1,03m$.

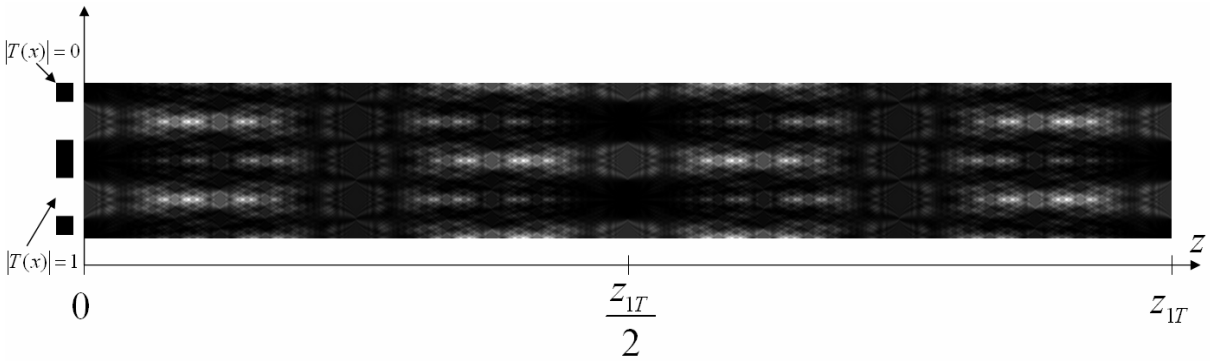


FIGURE 2.4 – Illustration de l'effet Talbot pour un réseau de transmission binaire : intensité propagée après un réseau périodique selon l'axe x et composé de lignes totalement opaques. Il possède un pas a_0 de $6\mu m$ et est éclairé par une longueur d'onde λ de $0,07nm$. Le calcul est effectué entre $z = 0$ et $z = z_{1T} = 2a_0^2/\lambda = 1,03m$

Comme prévu, on voit bien l'auto-image du réseau en $z = z_{1T}$ et l'auto-image décalée de $a_0/2$ en $z = z_{1T}/2$.

Effet Talbot fractionnaire pour réseau de phase binaire

Dans le cas d'un réseau de phase pure, la modulation d'intensité générée aux distances de Talbot fractionnaires dépend du profil de phase de l'objet, y compris dans le cas d'un réseau binaire [20]. Dans ce cas là, la figure d'intensité dépendra directement de la valeur des sauts de phase générés par les lignes. Pour illustrer ce principe, la Fig. 2.5 représente une simulation de l'intensité propagée après un réseau de phase binaire pour différentes distances. La période de l'objet est de $a_0 = 6\mu m$ et il est éclairé par une onde plane monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 0,07nm$. Dans le premier cas, les lignes du réseau simulé créent un déphasage de π et dans le second cas, de $\pi/2$. Les distances simulées vont de $z = 0$ à $z = z_{1T}$.

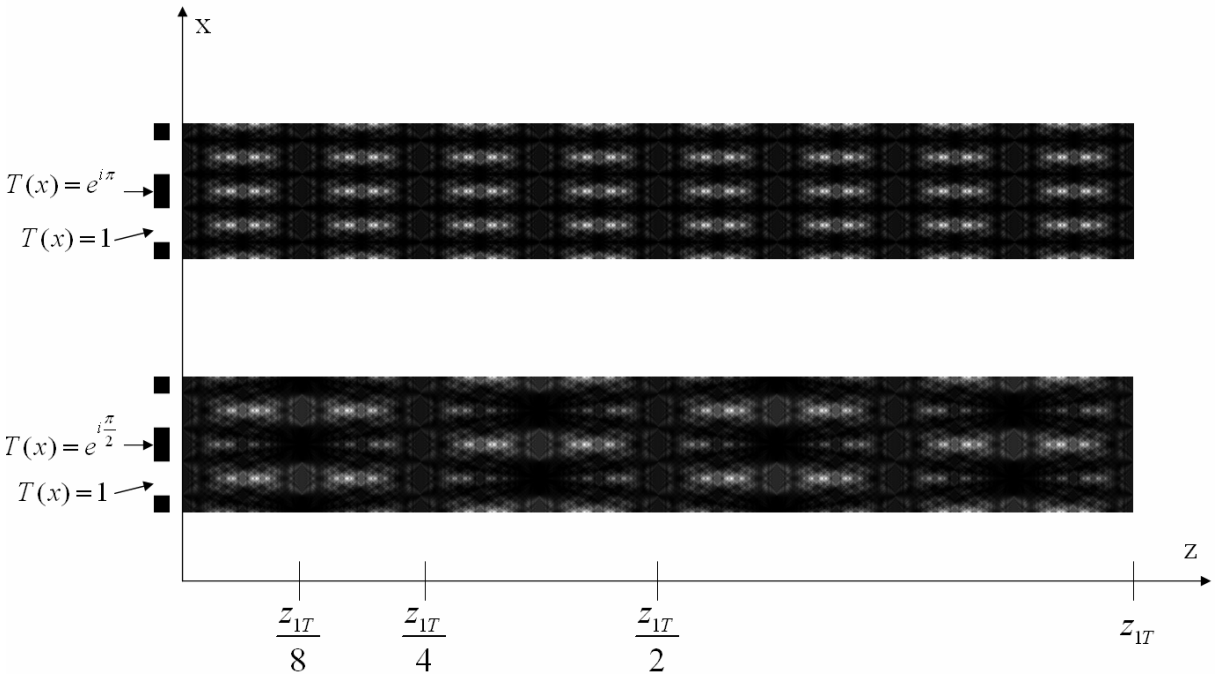


FIGURE 2.5 – Illustration de l'effet Talbot pour un réseau de phase binaire : intensité propagée après un réseau périodique selon l'axe x et composé de lignes dont l'absorption est négligeable et qui génèrent des sauts de phase. Les sauts de phase valent π dans le premier cas et $\pi/2$ dans le second. Le réseau possède un pas a_0 de $6\mu m$ et est éclairé par une longueur d'onde λ de $0,07nm$. Le calcul est effectué entre $z = 0$ et $z = z_{1T} = 2a_0^2/\lambda = 1,03m$

Alors que la forme du réseau est la même dans les deux cas, la figure d'intensité est elle complètement différente, tout comme le sont les propriétés d'auto-imagerie du réseau, dans les deux cas simulés. Dans le cas des sauts de phase de π, il y a une modulation d'intensité qui correspond au profil de phase du réseau, mais avec un pas deux fois plus faible, qui apparaît pour tous les multiples entiers de $z_T/8$. Toutes les auto-images sont identiques. Alors que dans le cas où les sauts de phase valent $\pi/2$, il y a trois types d'auto-images qui apparaissent. Tous les $n'z_T/2$ avec n' pair, on obtient des auto-images qui sont une reproduction du motif du réseau mais avec les sauts de phase transformés en variations d'intensité, et ces variations d'intensité ont un pas de $a_0/2$ (même type d'auto-images que dans le premier cas). Tous les $n'z_T/2$ avec n'

impair, les auto-images ont un pas égal à a_0, mais il y a un décalage de la période de $a_0/2$ une fois sur deux. Un réseau de phase peut donc générer des variations d'intensité, mais les propriétés de celles-ci sont totalement dépendantes du profil de phase du réseau.

2.3 Le réseau de phase comme séparateur de faisceau

L'effet Talbot fractionnaire peut s'interpréter comme étant l'interférence entre les ordres diffractés par le réseau, car celui-ci agit comme un séparateur de faisceau. Pour un réseau en transmission dans l'air (dont on considèrera l'indice égal à 1) et éclairé par une onde plane, les angles θ_p des ordres diffractés sont donnés par la relation des réseaux :

$$\sin(\theta_p) = p\frac{\lambda}{a_0} \tag{2.10}$$

Où p est un nombre entier correspondant à l'ordre diffracté, λ est la longueur d'onde et a_0 le pas du réseau. Sachant que dans les rayons X durs, les longueurs d'onde utilisées sont de l'ordre de $0,07nm$, et que le pas des réseaux utilisés est en général de quelques microns (typiquement $6\mu m$), même pour des grandes valeurs de p, on a toujours $\sin(\theta_p) << 1$. On peut donc écrire la relation des réseaux comme étant :

$$\theta_p = p\frac{\lambda}{a_0} \tag{2.11}$$

Pour $p = 1$, $a_0 = 6\mu m$ et $\lambda = 0,07nm$, on obtient $\theta_1 = 12\mu rad$. On peut ainsi conclure que les ordres diffractés seront tous superposés dans le même faisceau car leur divergence est faible, y compris pour plus grandes valeurs de p, qui correspondent à des ordres d'énergie non nulle. On verra cependant que la plupart de l'énergie diffractée par un réseau binaire est concentré dans les ordres θ_1 et θ_{-1}.

2.4 Conditions d'auto-imagerie périodique

Nous allons maintenant rapidement évoquer les conditions nécessaires et suffisantes pour qu'une structure bidimensionnelle soit capable de produire, périodiquement, des auto-images. Ces conditions ont été décrites par Montgomery [25] qui les a exprimées dans l'espace de Fourier, en utilisant la décomposition en ondes planes du champ incident et la fonction de transfert de l'espace libre (FTEL), telle qu'elle est définie dans la section 2.1 (quelques détails sur ce calcul sont donnés en annexe A). Concrètement, si on veut que le champ $U_0(x, y)$ en sortie d'un objet diffractant, soit égal au champ propagé à la distance z par cet objet $U_z(X, Y)$, il faut que $\tilde{U}_0(f_x, f_y)$, le spectre de $U_0(x, y)$, soit inscrit sur des cercles spécifiques de l'espace de Fourier. Les rayons ρ_m de ces cercles ont été calculés par Montgomery, qui leur a donné son nom, et valent :

$$\rho_k = \frac{1}{\lambda}\sqrt{1 - \frac{k\lambda}{z}^2} \tag{2.12}$$

Où k est un nombre entier. Dans la famille des objets auto-imageants, la sous-famille des réseaux (objets périodiques) nous intéresse plus particulièrement. Sachant que leur spectre de Fourier représente directement les ordres diffractés dans l'espace réel, il va se composer de multiples pics de Dirac correspondant aux ordres diffractés. Montgomery a ainsi également montré que le spectre d'un réseau périodique auto-imageant est issu de l'intersection de cercles de Montgomery et d'une grille périodique de pics de Dirac dont la forme dépend des périodicités du

réseau considéré. Par exemple, pour qu'un réseau périodique selon deux axes orthogonaux et de période a_0 selon ces deux directions soit auto-imageant, il faut que son spectre soit l'intersection de cercles de Montgomery et d'une grille cartésienne régulière de pas $1/a_0$.

Les propriétés des objets périodiquement auto-imageants ont permis la création de nombreux interféromètres dans des gammes de longueurs d'onde allant de l'infrarouge aux rayons X-durs. Ils ont entre autre permis des réalisations pratiques d'un dispositif idéal : l'Interféromètre à Décalage Quadri-Latéral, qui est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

L'interférométrie à décalage multi-latéral

Sommaire

3.1 Démarche et objectifs 17
3.2 Interférométrie à Décalage Latéral (IDL) 18
3.2.1 Les principes 18
3.2.2 Des répliques parallèles ou basculées 19
3.2.3 Obtention de répliques basculées grâce aux réseaux de diffraction 21
3.2.4 Nécessité de générer de multiples répliques et d'utiliser des réseaux bi-dimensionnels 23
3.3 Interférométrie à Décalage Multi-Latéral (IDML) 24
3.3.1 Interférométrie à Décalage Tri-Latéral (IDTL) 25
3.3.2 Interférométrie à Décalage Quadri-Latéral (IDQL) 28
3.3.3 Les réseaux continûment auto-imageants (CSIG) 31
3.4 Réalisation pratique d'un IDQL à réseaux 32
3.4.1 De l'IDQL idéal au Masque de Hartmann Modifié (MHM) 32
3.4.2 Impact de l'approximation de l'IDQL par un MHM 33
3.4.3 Etude de l'invariance par propagation après un MHM 35
3.4.4 Influence d'un désaccord en longueur d'onde sur le MHM 37
3.4.5 Influence d'un éclairage polychromatique sur le MHM 37
3.5 Conclusion 40

3.1 Démarche et objectifs

L'objectif de cette partie est d'expliquer pas à pas l'origine et les principes de l'interféromètre monté sur la ligne "Métrologie" du synchrotron SOLEIL. Il découle de l'interférométrie à décalage latéral, dans une forme particulière, et finalement de la notion plus générale d'objets continûment auto-imageants. Les propriétés de notre appareil que sont la facilité et la souplesse d'utilisation, l'achromatisme et la sensibilité ajustable seront présentées. La démarche proposée ici a essentiellement une vocation didactique et a pour but d'expliquer les choix de conception que j'ai effectués pour pouvoir adapter la théorie de l'interférométrie à décalage latéral, initialement développée pour les domaines visible et infrarouge, dans le domaine des rayons X, avec l'objectif de créer le dispositif le plus simple et compact possible.

3.2 Interférométrie à Décalage Latéral (IDL)

L'IDL est une technique classique utilisée pour mesurer les dérivées d'une surface d'onde en créant artificiellement une ou plusieurs répliques du front d'onde incident et en les faisant interférer. Cette technique a permis le développement de dispositifs simples de sensibilité ajustable. Certains dispositifs permettent d'obtenir des interférogrammes achromatiques.

3.2.1 Les principes

L'IDL est basée sur la création d'une ou plusieurs répliques légèrement décalées de l'onde incidente à analyser. Les répliques sont ensuite mélangées pour créer une figure d'interférences. Si le front d'onde incident possède des aberrations, l'écart aberrant de la surface d'onde par rapport à une sphère de référence sera noté W. La figure d'interférences est composée de variations d'intensité qui sont directement liées à la différence ΔW entre le front d'onde aberrant et ses répliques. Dans le cas d'un dispositif ne créant que deux répliques, on se trouve en présence d'interférences à deux ondes. Un tel dispositif sera appelé Interféromètre à Décalage Bi-Latéral (IDBL) et est illustré en Fig. 3.1.

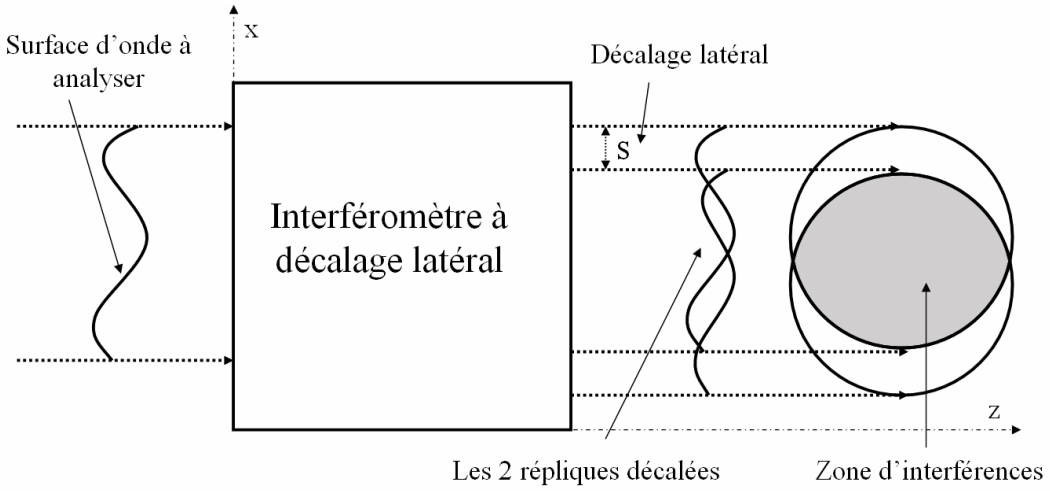


FIGURE 3.1 – Principe général de l'interférométrie à décalage latéral illustré avec un IDBL.

Considérons un IDBL dans lequel l'onde incidente est répliquée selon l'axe x, et les deux répliques sont décalées d'une valeur s. On peut écrire l'amplitude complexe des deux ondes répliquées comme étant :

$$U_1(X,Y) = U(X+s/2,Y)\exp(iW(X+s/2,Y)) \quad ; \quad U_2(X,Y) = U(X-s/2,Y)\exp(iW(X+s/2,Y)) \tag{3.1}$$

Où U désigne le module de l'amplitude complexe de l'onde incidente. La modulation d'intensité produite par les interférences entre les ondes 1 et 2 vaut :

$$I(X,Y) = |U_1(X,Y)U_2^*(X,Y)| = |U(X+s/2,Y)U^*(X-s/2,Y)|\exp\left(i\Delta W(X,Y)\right) \tag{3.2}$$

Où l'expression de la différence des écarts aberrants vaut :

$$\Delta W(X,Y) = W\big(X + \frac{s}{2}, Y\big) - W\big(X - \frac{s}{2}, Y\big) \tag{3.3}$$

Lorsque les défauts de la surface d'onde analysée sont petits par rapport à s, on peut effectuer un développement de Taylor au premier ordre sur les écarts aberrants :

$$W\big(X + \frac{s}{2}, Y\big) = W\big(X, Y\big) + \frac{s}{2}\frac{\partial W(X,Y)}{\partial X} \tag{3.4}$$

Ainsi, la relation (3.3) devient :

$$\Delta W(X,Y) = s\frac{\partial W(X,Y)}{\partial X} \tag{3.5}$$

Cette dernière équation montre que l'IDBL, et plus généralement n'importe quel IDL, est sensible à la dérivée de la surface d'onde selon la direction de réplication. On remarque aussi que l'écart aberrant est proportionnel au décalage latéral s. Cette propriété sera très utile quand on voudra mesurer des faibles valeurs de $\partial W/\partial x$. En effet, il suffira d'augmenter la valeur de s jusqu'à ce que les déformations soient perceptibles. Cette capacité à adapter la sensibilité aux défauts à étudier est une propriété métrologique fondamentale de l'IDL.

3.2.2 Des répliques parallèles ou basculées

Il existe de nombreux systèmes permettant de générer des répliques d'une onde incidente. Les premiers qui ont été créés généraient une réplique parallèle à l'onde incidente, comme celui schématisé en Fig. 3.1, ou plus concrètement, comme l'interféromètre de Murty [26, 27], présenté en Fig. 3.2.

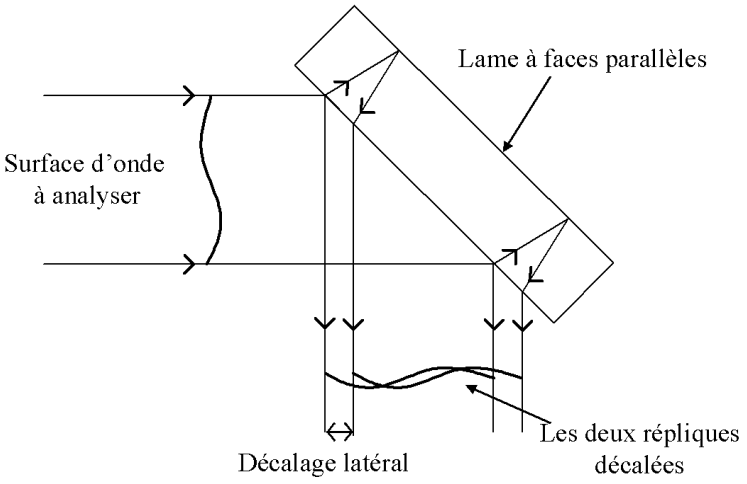


FIGURE 3.2 – Principe de l'interféromètre de Murty qui crée des répliques parallèles.

Ces dispositifs utilisent des optiques réfractives (lames de verre) qui génèrent des différences de chemin optique entre l'onde incidente et sa réplique, limitant l'utilisation de l'interféromètre à une source monochromatique. Il existe toutefois des systèmes de compensation de chemin optique afin de permettre une augmentation du domaine spectral d'utilisation [27]. Enfin, quand les répliques sont parallèles, il est nécessaire de changer la configuration de l'interféromètre si l'on souhaite faire varier la valeur de s.

Il serait donc plus avantageux de pouvoir utiliser un système créant des répliques basculées l'une par rapport à l'autre (Fig. 3.3). En effet, dans ce cas, la valeur de s deviendrait proportionnelle à la distance z d'observation des franges d'inteférences : si les répliques sont basculées d'un angle α, la valeur du décalage s vaut alors $\tan(\alpha)z$. Ainsi, pour adapter la sensibilité, il suffit simplement d'adapter la distance d'observation que l'on appellera le "bras de levier" du système.

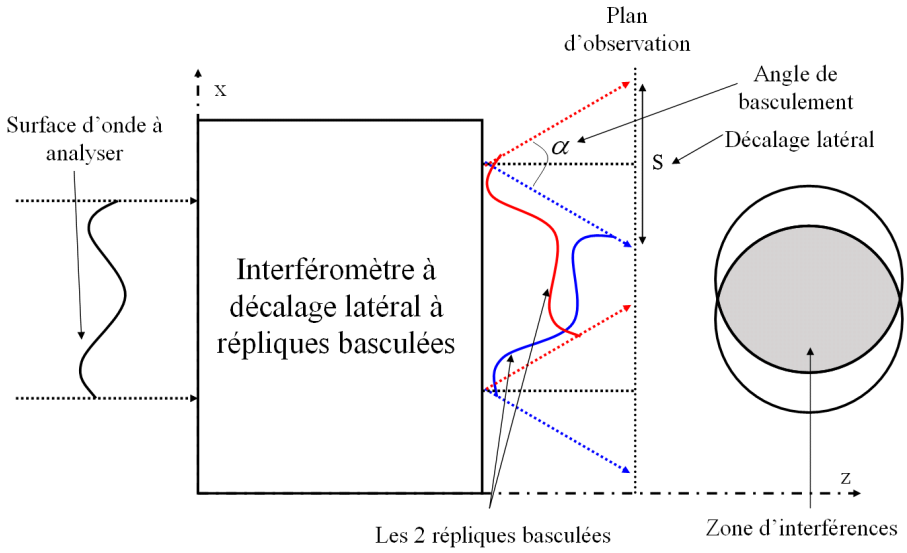


FIGURE 3.3 – Principe de l'IDL à répliques basculées - Le décalage s vaut $\tan(\alpha)z$. On peut donc choisir librement sa valeur en ajustant la distance d'observation pour obtenir une sensibilité souhaitée.

Les franges générées par deux répliques basculées sont parfaitement rectilignes avec un profil sinusoïdal si la surface d'onde incidente est parfaite (voir Fig. 3.4), et elles sont déformées si cette dernière est aberrante. Les franges sont perpendiculaires à la direction de réplication x et les déformations sont proportionnelles à la dérivée du front d'onde aberrant selon cette même direction. Ces franges ont aussi l'avantage d'être invariantes par propagation.

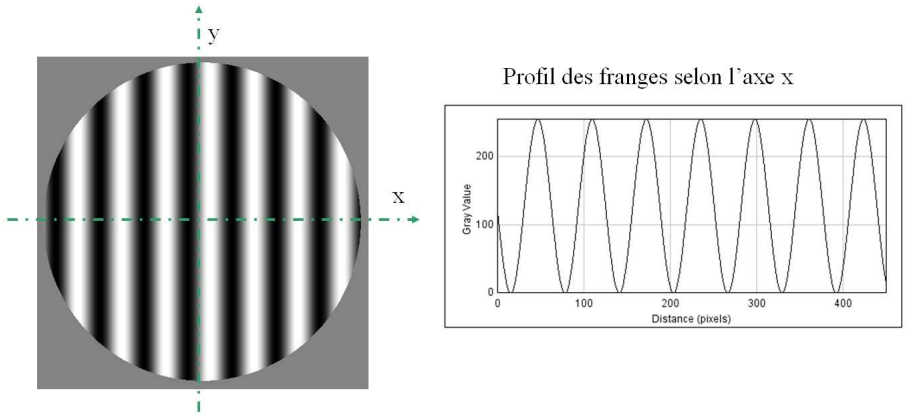


FIGURE 3.4 – Système d'interférences obtenu avec un IDBL à répliques basculées. La partie gauche représente directement l'intensité $I(x, y)$ obtenue dans un plan de côte z tandis que la partie de droite représente le profil de cette intensité en $x = 0$, $I(0, y)$.

3.2.3 Obtention de répliques basculées grâce aux réseaux de diffraction

Les IDL générant des répliques basculées et utilisant des optiques réfractives sont certes fonctionnels mais peu pratiques si l'on souhaite utiliser une source très large spectralement. Il existe néanmoins des systèmes à base de réseaux de diffraction descendant de l'interféromètre de Ronchi [28]. C'est cette famille qui va nous intéresser pour envisager une application dans les rayons X.

Un réseau de diffraction va naturellement produire des répliques basculées d'une onde incidente. Chaque ordre p de diffraction correspond à une réplique et l'angle de basculement par rapport à l'onde incidente est l'angle α_p de diffraction associé à chacun de ces ordres, comme illustré en Fig. 2.3. La relation des réseaux qui donne la valeur de ces angles peut s'écrire :

$$\sin(\alpha_p) = \sin(\alpha_i) + p\frac{\lambda}{a_0} \tag{3.6}$$

Où a_0 représente le pas du réseau, λ la longueur d'onde utilisée, α_i l'angle de l'onde incidente et p est un entier. Pour obtenir un IDBL en utilisant un réseau, il faudrait créer une structure périodique qui ne diffracte que deux ordres symétriques. Or un réseau diffractant deux ordres a pour transmittance une sinusoïde dans la direction de périodicité. Un tel réseau est illustré en Fig. 3.5.

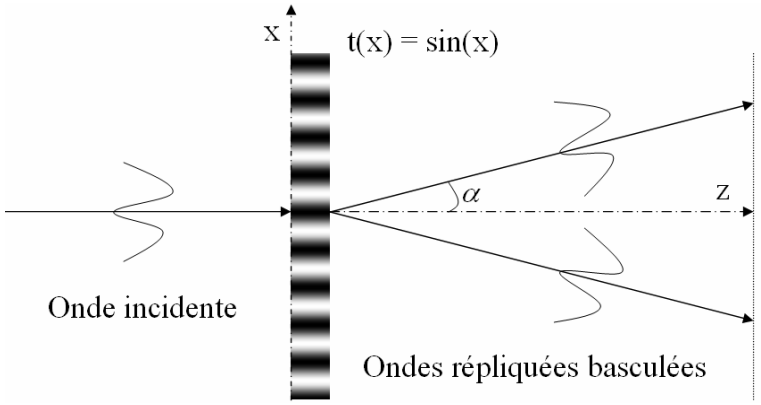


FIGURE 3.5 – Réseau mono dimensionnel dont le profil de transmittance selon la direction de périodicité est une sinusoïde parfaite. Un tel réseau diffracte deux ondes identiques basculées d'un angle α tel que $\sin(\alpha) = \frac{\lambda}{a_0}$ (s'il est éclairé par une onde plane en incidence normale). C'est donc un IDBL parfait.

Réaliser rigoureusement ce type de structure est aujourd'hui impossible. Il est toutefois envisageable de sélectionner uniquement les ordres utiles générés par un réseau quelconque par un filtrage, mais cela donnerait lieu à un dispositif complexe, comme celui présenté en Fig. 3.6.

Ce système propose de filtrer les ordres parasites au moyen d'un masque de trous placé dans le plan intermédiaire d'un afocal. Il nécessite l'ajout d'au moins deux optiques réfractives, qui seront impossibles à mettre en oeuvre dans le domaine des rayons X. On va donc plutôt envisager une autre piste : l'approximation à deux niveaux (ou binarisation) du réseau idéal, qui sera détaillée plus loin dans ce chapitre. Nous allons tout d'abord considérer le cas du réseau à transmittance sinusoïdale parfaite $t(x)$, de période a_0, comme illustré en Fig. 3.5. Ce réseau ne diffracte donc que deux ordres symétriques $+1$ et -1 selon les vecteurs d'onde $\vec{k}_{+1}$ et $\vec{k}_{-1}$. Ces deux ondes sont basculées d'un angle :

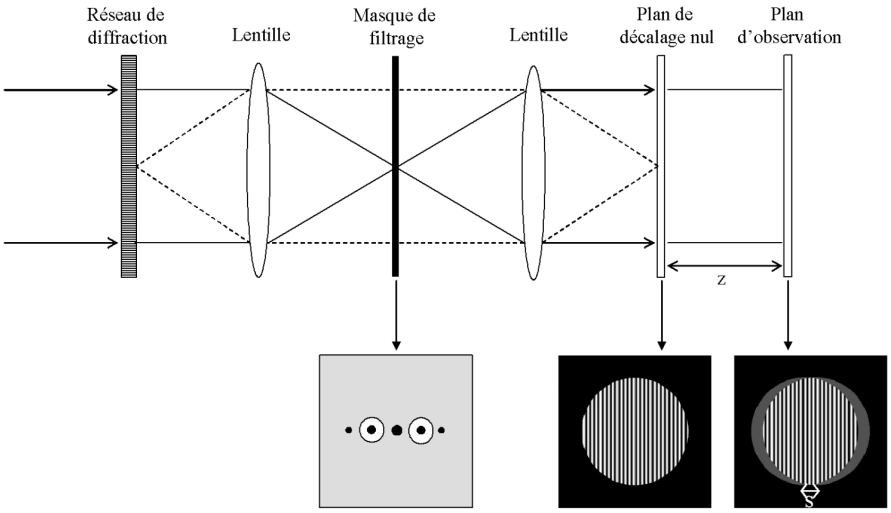


FIGURE 3.6 – Filtrage d'ordres issus d'un réseau de diffraction : utilisation d'un masque dans le plan intermédiaire d'un afocal

$$\alpha \approx \sin(\alpha) = \frac{\lambda}{a_0} \tag{3.7}$$

Où λ est la longueur d'onde utilisée pour illuminer le réseau, et a_0 le pas du réseau. Si on prend le cas décrit en Fig. 3.5, l'onde incidente se propage selon l'axe $\vec{z}$ perpendiculairement au réseau qui est lui contenu dans le plan $(\vec{x}, \vec{y})$. Si on appelle U_0 l'amplitude de l'onde en $z = 0$, k le module du vecteur d'onde égal à $2\pi/\lambda$ et $W(x, y)$ la surface d'onde aberrante, on peut alors écrire l'onde en $z = 0$ comme étant égale :

$$U(x, y, 0) = U_0 \exp\left[ikW(x, y)\right] \tag{3.8}$$

Donc le champ en z s'écrit comme la somme des deux répliques inclinées et décalées de s :

$$U(X, Y, z) = U_0\big(\exp\left[i\vec{k}_{-1}\vec{X} + ikW(X - \frac{s}{2}, Y)\right] + \exp\left[i\vec{k}_1\vec{X} + ikW(X + \frac{s}{2}, Y)\right]\big) \tag{3.9}$$

Où $|\vec{k}_1|$ et $|\vec{k}_{-1}|$ valent tous deux $\frac{2\pi}{\lambda}\sin(\alpha)$, avec α le demi-angle entre les répliques créés par l'IDQL à réseau.

On peut donc écrire que :

$$U(X, Y, z) = U_0\big(\exp\left[-i\frac{2\pi X}{\lambda}\sin(\alpha) + ikW(X - \frac{s}{2}, Y)\right] + \exp\left[i\frac{2\pi X}{\lambda}\sin(\alpha) + ikW(X + \frac{s}{2}, Y)\right]\big) \tag{3.10}$$

Or, d'après la relation des réseaux, $\alpha = \frac{\lambda}{a_0}$. Donc en utilisant l'équation (3.5), on peut écrire l'intensité en z comme :

$$I(X, Y, z) = 2I_0\big[1 + \cos\big(\frac{2\pi X}{a_0} + sk\frac{\partial W(X, Y)}{\partial X}\big)\big] \tag{3.11}$$

On remarque que si la surface d'onde incidente est plane, alors l'intensité propagée est identique quelque soit z. Le réseau est dit "non-diffractant" car l'onde se propage sous forme de pinceaux lumineaux, comme des rayons lumineux qui ne seraient pas diffractés (voir Fig. 3.7). Ainsi, l'interférogramme étant invariant par propagation, un tel système permet de faire de l'analyse de surface d'onde à n'importe quel endroit derrière le réseau en théorie. Cet analyseur de surface d'onde a donc une sensibilité continûment ajustable.

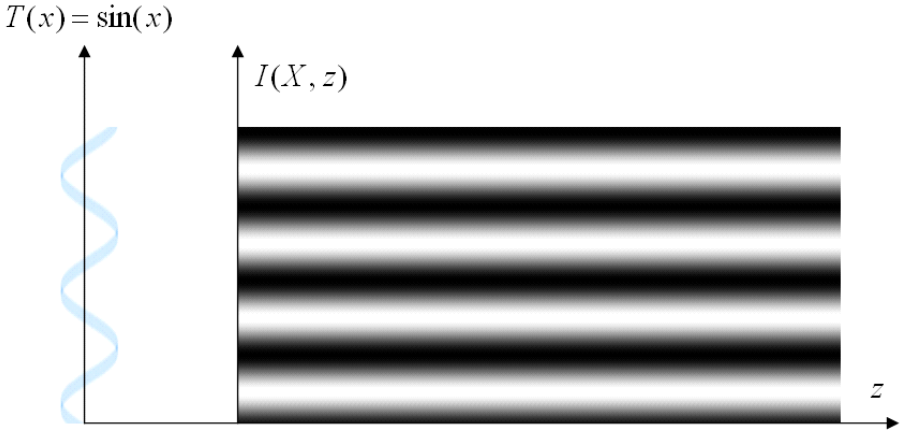


FIGURE 3.7 – Evolution avec la distance z de l'intensité propagée par un IDBL à réseau dont la transmittance $T(x)$ à un profil sinusoïdal selon x. La figure d'éclairement est invariante par propagation et la lumière est confinée dans des pinceaux qui semblent ne pas être affectés par la diffraction.

On remarque aussi que l'interfrange est de période $a_0/2$, indépendamment de la longueur d'onde. De plus, dans la relation (3.10), on remarque que la quantité mesurée grâce à l'interférogramme est $sk\partial W/\partial X$. Or, en substituant la valeur de s dans cette équation, on obtient :

$$sk\frac{\partial W}{\partial X} = \frac{4\pi z}{a_0}\frac{\partial W}{\partial X} \tag{3.12}$$

On voit que cette quantité, tout comme l'interfrange, est indépendante de la longueur d'onde, donnant ainsi à cette technique de mesure la propriété d'achromatisme. Ces interférogrammes achromatiques et invariants par propagation seront caractéristiques d'une famille d'objets qui sera détaillée plus loin dans ce manuscrit en section 3.3.3 : les réseaux continûment auto-imageants également appelés CSIG (Continuously Self-Imaging Gratings).

3.2.4 Nécessité de générer de multiples répliques et d'utiliser des réseaux bi-dimensionnels

Les IDL permettent de mesurer la dérivée de la surface d'onde incidente W dans la direction correspondant au décalage des deux répliques. Cette information seule peut être auto-suffisante dans certaines situations, mais la plupart du temps, il sera plus intéressant de connaître la surface d'onde elle-même et il faudra donc intégrer la quantité mesurée par l'IDL. A priori, pour obtenir $W(x, y)$, on peut se contenter de la dérivée en x seule et d'une condition initiale sur l'axe y. Il suffit ensuite de reconstruire de proche en proche la valeur de W appartenant à la même ligne grâce à la formule itérative suivante :

$$W(X_{j+1}, Y_i) = W(X_j, Y_i) + s\frac{\partial W(X_j, Y_i)}{\partial X} \tag{3.13}$$

Où $\frac{\partial W(X_j,Y_i)}{\partial X}$ est la quantité mesurée. Dans le cas d'une mesure sans bruit, cette technique de reconstruction est valable. Par contre, dans un cas bruité, l'erreur va se propager à chaque pas et ainsi augmenter au fur et à mesure de la reconstruction. L'explication est que dès la première itération, la position de référence n'est plus idéale et est entâchée d'une erreur. Ainsi la reconstruction devient une "marche à l'aveugle" de plus en plus grossière pour chaque estimation de coordonnées de points.

L'utilisation d'une seconde dérivée selon un axe orthogonal permet de rendre robuste la reconstruction. En effet, celle-ci permet d'estimer la position d'un point à partir d'un autre sans avoir besoin de condition initiale car elle offre la possibilité de calculer la position de ce point de plusieurs manières différentes et non équivalentes. Ce raisonnement est expliqué dans la Fig. 3.8. En effet, on voit dans cette figure quatre points organisés au sommet d'un carré. Pour estimer la position du point P_4 à partir de celle du point P_1, on a deux possibilités. On peut d'abord estimer la position de P_2 grâce à la mesure de la dérivée en x puis estimer celle de P_4 grâce à la mesure de la dérivée en y, ou bien, estimer d'abord la position de P_3 grâce à la dérivée en y puis déduire celle de P_4 avec la dérivée en x. On a donc deux manières non-équivalentes de mesurer la même quantité. Cette double information va permettre d'augmenter la robustesse de la reconstruction de manière considérable en contrôlant l'erreur grâce à une moyenne des différentes valeurs estimées du calcul du nouveau point [29]. Une méthode des moindres carrés permet de gérer toutes les informations disponibles et d'optimiser le calcul de la surface d'onde [30].

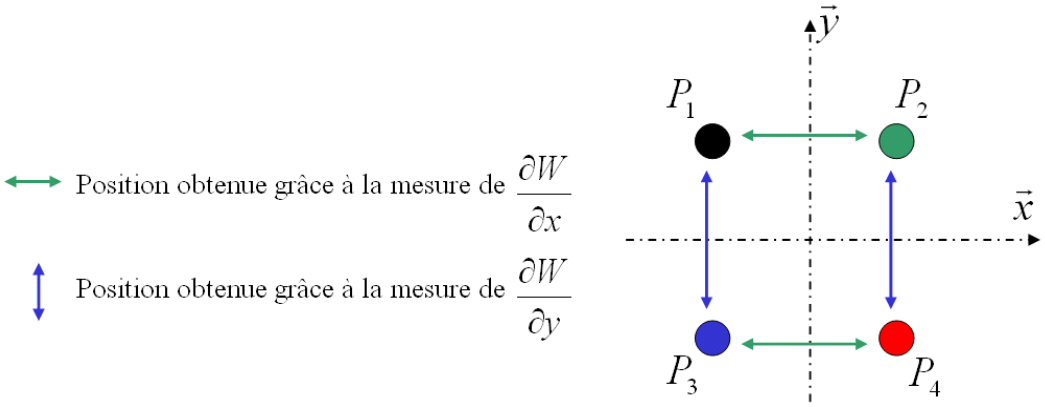


FIGURE 3.8 – Utilité d'une seconde dérivée pour reconstruire plus précisément la surface d'onde.

Ainsi, il est très intéressant de pouvoir construire des IDL à réseaux permettant d'avoir accès à au moins deux dérivées orthogonales de la surface d'onde en une seule acquisition. Pour cela, il faut construire des réseaux bidimensionnels qui vont générer des répliques dans plusieurs directions non colinéaires. On parle alors d'interféromètres à décalage multi-latéral ou IDML.

3.3 Interférométrie à Décalage Multi-Latéral (IDML)

L'utilisation d'une seconde dérivée dans une direction non colinéaire à la première est indispensable pour appuyer la robustesse du processus de reconstruction du front d'onde. Pour

obtenir cette seconde dérivée avec un IDBL, il faut obligatoirement changer la configuration de l'appareil pour pouvoir mesurer avec une acquisition la dérivée en x, puis celle en y avec une deuxième acquisition. Introduire de tels changements pendant une mesure serait source d'erreur, de perte de temps, et dans le cas des rayons X présenterait des problèmes de sur-exposition de l'échantillon d'étude au rayonnement ionisant. Ainsi, il est souhaitable de pouvoir mesurer ces deux dérivées simultanément.

Dans cette section, on décrit différentes structures qui utilisent des réseaux de diffraction et qui peuvent remplir cette tâche. Il s'agira de réseaux périodiques dont la périodicité s'étend sur deux dimensions et qui génèrent plus de 3 répliques de l'onde incidente. On décrit dans un premier temps l'interféromètre à décalage tri-latéral (IDTL) qui fut la première de ces structures à être testée. Nous verrons ensuite un composant beaucoup plus pratique pour être adapté sur un dispositif industriel : l'interféromètre à décalage quadri-latéral (IDQL). Enfin, nous généraliserons la notion d'IDML en introduisant la notion d'objets périodiques continûment auto-imageants.

3.3.1 Interférométrie à Décalage Tri-Latéral (IDTL)

En créant trois répliques du front d'onde incident au lieu de deux, on peut avoir accès à la mesure de plusieurs dérivées du front d'onde dans des directions non colinéaires. Le dispositif obtenu sera alors baptisé IDTL et ses propriétés sont décrites dans ce paragraphe. Il a été inventé par Jérôme Primot [31] et étudié en détail par Ludovic Sogno pendant sa thèse [32].

Génération de trois répliques

On va considérer un réseau de diffraction dont la transmittance est telle qu'il diffracte seulement trois ordres, et que chacun de ces ordres est porté par un vecteur d'onde $\vec{k}_{i=1,2,3}$ dont l'extrémité est disposée sur l'un des sommets d'un triangle équilatéral comme illustré en Fig. 3.9.

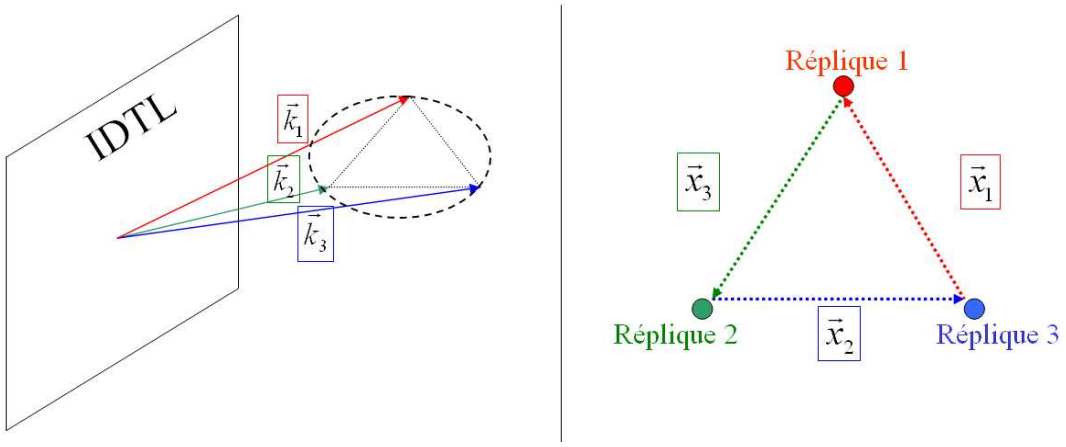


FIGURE 3.9 – Principe de l'interféromètre à décalage tri-latéral. Les sommets des trois vecteurs d'onde $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$ et $\vec{k}_3$ forment un triangle équilatéral. Ce triangle définit les trois directions des répliques $\vec{x}_1$, $\vec{x}_2$ et $\vec{x}_3$.

On obtient donc trois répliques du front d'onde incident en sortie du réseau. L'interférogramme produit par un tel système est représenté en Fig. 3.10. Cette figure représente un éclairement sinusoïdal selon chacune des trois directions du triangle équilatéral dessiné par les sommets des trois vecteurs d'onde, et permet de mesurer la dérivée de la surface d'onde dans chacune de ces trois directions, qui seront notées $\vec{x}_1$, $\vec{x}_2$ et $\vec{x}_3$.

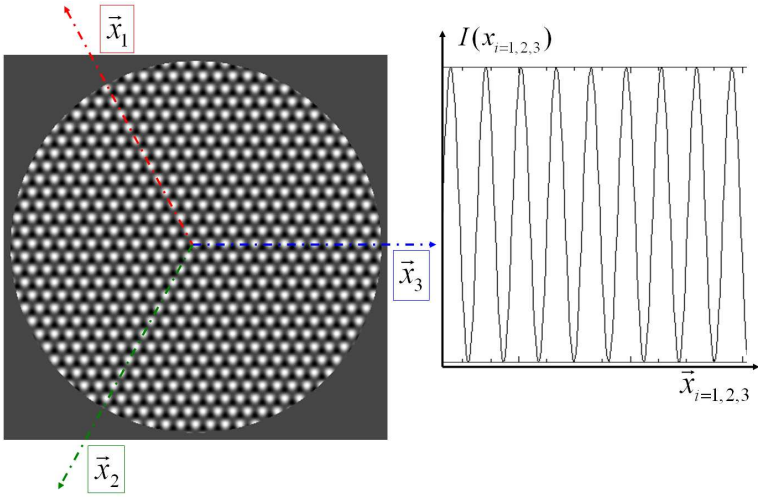


FIGURE 3.10 – Interférogramme généré par un IDTL à réseaux. L'intensité I de l'éclairement est sinusoïdale dans chacune des directions $\vec{x}_1$, $\vec{x}_2$ et $\vec{x}_3$

.

Pour comprendre cette figure d'éclairement complexe, on va considérer séparément les interférences produites par les trois couples de répliques prises deux à deux. Ainsi, chaque couple de répliques se comporte comme un IDBL et son interférogramme permet donc de mesurer la dérivée de la surface d'onde dans l'une des directions de réplication $\vec{x}_{i=1,2,3}$, comme la Fig. 3.11 le montre. On remarque, en comparant les Fig. 3.10 et Fig. 3.11 que l'interférogramme d'un IDTL est lié à celui généré par chacun des trois couples et permet donc d'avoir accès aux trois dérivées simultanément [33].

Tout comme l'IDBL, l'IDTL est un système dont la figure d'interférences est invariante par propagation (i-e elle est identique quelle que soit la distance z considérée après le réseau). Cette invariance par propagation provient du fait que chaque réplique subit le même déphasage lors de la propagation car les centres de chaque réplique sont toujours sur le même cercle, comme l'a montré Ludovic Sogno [32] pendant sa thèse.

Ainsi, comme dans le cas de l'IDBL à réseau, l'intensité propagée après un IDTL semble se propager dans des pinceaux lumineux rectilignes. On peut donc utiliser le modèle géométrique du rayon lumineux pour étudier les figures d'intensité d'un IDTL : le basculement des pinceaux sera directement lié à la valeur de la pente locale de la surface d'onde à analyser.

L'avantage de disposer les extrémités des vecteurs d'onde sur un triangle équilatéral est que le décalage latéral entre les répliques est le même, donc la quantité mesurée qui est le produit du décalage par la dérivée du front d'onde a la même sensibilité dans les trois directions.

Mesure de l'erreur à partir de la mesure elle-même

Une des caractéristiques principales de l'IDTL est de générer une redondance d'information sur la surface d'onde W. En effet, il donne accès à trois dérivées alors qu'une seule suffit pour la reconstruction et que deux assurent une bonne robustesse. Cependant, on peut utiliser ce surplus d'informations pour obtenir une évaluation de l'erreur de mesure. En effet, comme la somme vectorielle des vecteurs des directions principales d'analyse est nulle (voir Fig. 3.12), la somme des trois dérivées est nulle également. On a donc la relation suivante :

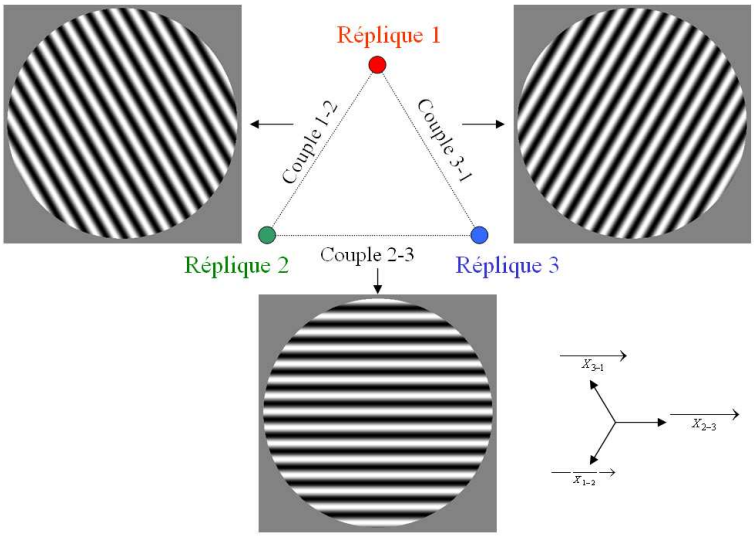


FIGURE 3.11 – Interférences générées par les trois couples de répliques. Chacune d'elles est disposée au sommet d'un triangle équilatéral. L'interférogramme final d'un IDTL sera la composition des trois interférogrammes produit par chacun des couples.

$$\frac{\partial W}{\partial x_1} + \frac{\partial W}{\partial x_2} + \frac{\partial W}{\partial x_3} = 0 \tag{3.14}$$

Cependant, si la mesure est perturbée par une erreur, la quantité mesurée devient alors :

$$\frac{\partial W}{\partial x_i} => \frac{\partial W}{\partial x_i} + \epsilon_i \tag{3.15}$$

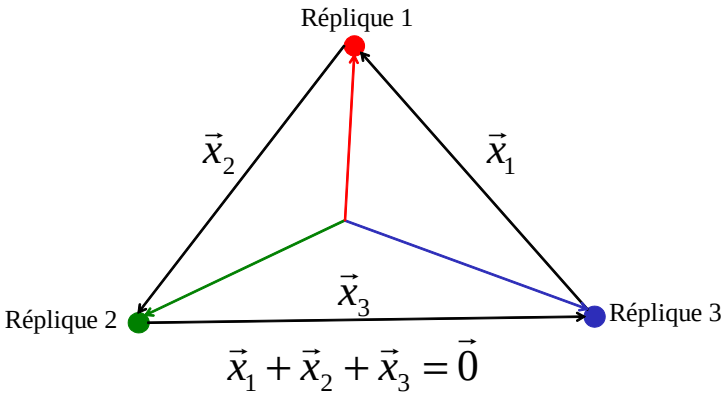


FIGURE 3.12 – Directions principales d'analyse : la somme vectorielle des vecteurs dans ces directions est nulle.

Donc en présence d'erreurs de mesure la somme des trois dérivées n'est plus nulle et vaut :

$$\frac{\partial W}{\partial x_1} + \frac{\partial W}{\partial x_2} + \frac{\partial W}{\partial x_3} = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 \tag{3.16}$$

Or, compte-tenu des symétries du système, on peut supposer que les trois erreurs $\epsilon_{i=1,2,3}$ ont le même écart-type σ_{err}, et que ces erreurs sont indépendantes et de moyenne nulle. On a donc

un accès immédiat et simple à l'écart-type de l'erreur de mesure lors de la reconstruction du front d'onde sur toute la pupille [32] :

$$\sigma_{err} = \sqrt{\frac{1}{3}\left\langle \left(\frac{\partial W}{\partial x_1} + \frac{\partial W}{\partial x_2} + \frac{\partial W}{\partial x_3} \right)^2 \right\rangle} \tag{3.17}$$

où $\langle\rangle$ désigne la valeur moyenne sur toute la pupille. La somme des trois dérivées permet donc de remonter à l'erreur de mesure sur la surface d'onde. Ainsi, un IDTL permet à partir du même interférogramme d'obtenir une mesure du front d'onde ainsi qu'une évaluation de l'erreur de mesure.

3.3.2 Interférométrie à Décalage Quadri-Latéral (IDQL)

La transmittance idéale pour obtenir un IDTL est assez complexe à réaliser et nécessite en plus un filtrage spatial responsable d'un encombrement final important, comme l'a démontré Ludovic Sogno pendant sa thèse [32]. Il nécessite aussi des réglages compliqués lors de son insertion sur une chaîne optique. C'est pourquoi, pour un potentiel transfert dans les rayons X, nous allons tenter de nous orienter vers un autre interféromètre : l'interféromètre à décalage quadri-latéral ou IDQL. Ce dernier a été étudié et implémenté pour des mesures de front d'onde dans les domaines spectraux du visible par Nicolas Guérineau [34] et Bruno Toulon [35], et de l'infrarouge par Sabrina Velghe [36].

L'idée est de concevoir un réseau ne diffractant que quatre ordres et dont les vecteurs d'onde ont leur extrémité sur un même cercle, afin de conserver la propriété d'invariance par propagation. Dans le cas de l'IDTL, nous avions choisi de faire en sorte que le décalage entre chacune des trois répliques soit identique. Ici, dans le cas de quatre répliques, on va faire en sorte que les décalages entre chaque couple de répliques voisines soient égaux. Cela revient donc à concevoir un réseau de tel sorte que les vecteurs d'onde $\vec{k}_{i,j}$ des quatre ordres diffractés aient également leur sommet sur un carré. Ainsi les quatre répliques $R_{i,j}$ transportées par ces vecteurs ont chacune le même décalage s avec leurs voisines, comme indiqué sur la Fig. 3.13.

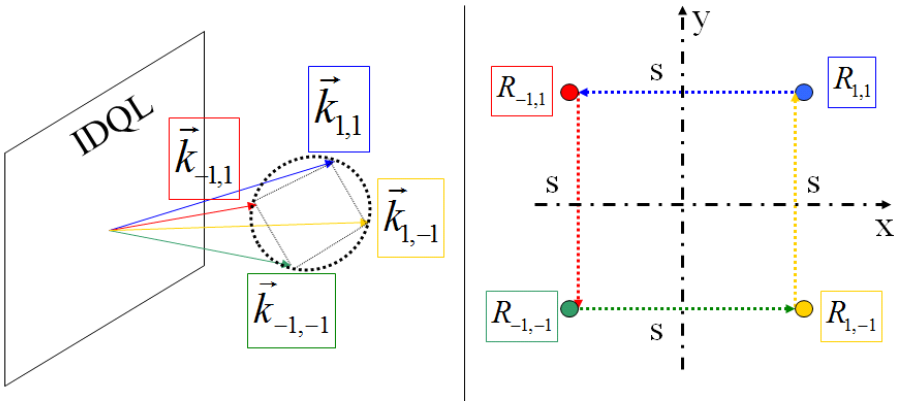


FIGURE 3.13 – Principe de l'interféromètre à décalage quadri-latéral. Les sommets des quatre vecteurs d'onde $\vec{k}_{1,1}$, $\vec{k}_{1,-1}$, $\vec{k}_{-1,1}$ et $\vec{k}_{-1,-1}$ forment un carré qui définit les deux directions de réplication $\vec{x}$ et $\vec{y}$.

Si on appelle $T_{IDQL}(x, y)$ la transmittance d'un IDQL de période a_0 selon x et y, alors son spectre $\tilde{T}_{IDQL}(f_x, f_y)$ ne sera constitué que de quatre pics de Dirac :

$$\tilde{T}_{IDQL}(f_x, f_y) = \frac{1}{4} \sum_{r=\{-1;1\}} \sum_{r=\{-1;1\}} \delta\left(f_x - \frac{r}{a_0}; f_x - \frac{s}{a_0}\right) \tag{3.18}$$

L'interférogramme généré par un tel dispositif est tel qu'on obtient des sinusoïdes parfaites selon les quatre directions $\vec{x}$, $\vec{y}$, $\vec{x}+\vec{y}$ et $\vec{x}-\vec{y}$ comme on peut le voir sur la simulation en Fig. 3.14. Dans l'approximation paraxiale, le module de chaque vecteur d'onde vaut $k = 2\pi\lambda/a_0$ avec λ la longueur d'onde utilisée pour éclairer le dispositif.

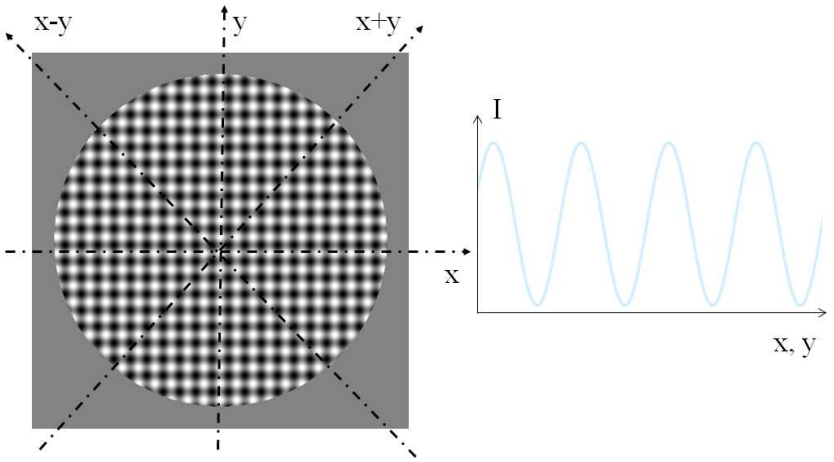


FIGURE 3.14 – Interférogramme généré par un IDQL. L'intensité I de l'éclairement est sinusoïdal dans chacune des directions $\vec{x}$, $\vec{y}$, $\vec{x}+\vec{y}$ et $\vec{x}-\vec{y}$.

Cet interférogramme est constitué de points lumineux (ou spots) organisés en un maillage cartésien dont la distance entre 2 points vaut $a_0/2$. Le profil de ces spots selon les axes $\vec{x}$ et $\vec{y}$ est sinusoïdal comme dans le cas de l'Interféromètre à Décalage Bi-Latéral (IDBL). Si la surface d'onde incidente W est aberrante, alors les spots vont être déplacés en fonction de la pente locale du front d'onde et on pourra remonter aux informations sur W. La Fig. 3.15 montre un exemple dans lequel les spots sont déplacés par une surface aberrante affectée par une aberration sphérique.

Contrairement au cas de l'IDTL, il est impossible de séparer la contribution de chaque couple de répliques dans l'interférogramme final. Il existe 6 couples de répliques, divisés en deux familles. Chaque couple agit chacun comme un IDBL. La première famille est constituée des quatre couples formés par les sommets en "face à face", à savoir $(R_{1,1}; R_{1,-1})$, $(R_{1,1}; R_{-1,1})$, $(R_{-1,-1}; R_{-1,1})$ et $(R_{-1,-1}; R_{1,-1})$. La seconde est constituée des deux couples formés par les diagonales : $(R_{1,1}; R_{-1,-1})$ et $(R_{1,-1}; R_{-1,1})$. Cependant, il existe un couplage entre les modulations générées par tous ces couples. En effet, on peut écrire l'onde incidente comme :

$$U_0(x, y) = U_0 \exp[ikW(x, y)] \tag{3.19}$$

Alors le champ en z est la somme du champ porté par chaque réplique :

$$U_z(\vec{r}) = U_0 \sum_{m,n=-1,1} \exp\left[i\vec{k}_{m,n}\vec{r} + ikW(X, Y)\right] \tag{3.20}$$

Avec $\vec{r} = (X, Y)$ le vecteur direction. L'interférogramme observé à la distance z est l'intensité de l'onde complexe, soit son module au carré. On obtient une intensité à six composantes :

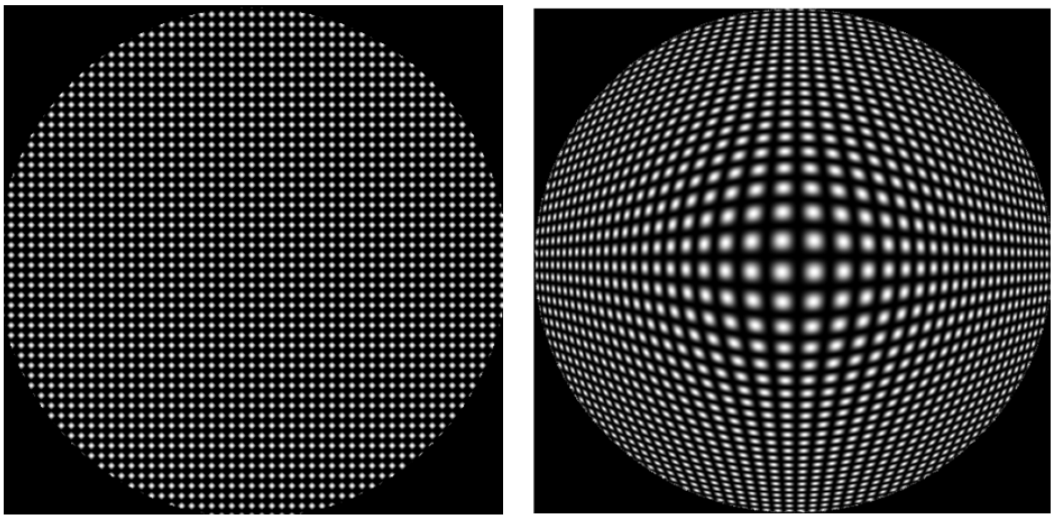


FIGURE 3.15 – Figure déclairement d'un IDQL : a- quand l'onde incidente est plane. b- quand l'onde incidente est perturbée par une aberration sphérique.

$$I_z(X,Y) = \frac{I_0}{16}(4+M_{X_1}(X,Y)+M_{X_{-1}}(X,Y)+M_{Y_1}(X,Y)+M_{Y_{-1}}(X,Y)+M_{X_d}(X,Y)+M_{Y_d}(X,Y)) \tag{3.21}$$

Où les $X_d = \frac{X-Y}{\sqrt{2}}$ et $Y_d = \frac{X+Y}{\sqrt{2}}$ sont les coordonnées des points diagonaux dont la notation a été allégée et les différents $M(X,Y)$ sont des facteurs de modulation dont les valeurs sont explicitées dans le tableau suivant :

Couple de répliques	Facteur de modulation généré correspondant
$(R_{1,1}; R_{-1,1})$	$M_{X_1}(X,Y) = 2\cos\{\frac{2\pi X}{a_0/2} + k[W(X-s/2, Y-s/2) - W(X+s/2, Y-s/2)]\}$
$(R_{-1,-1}; R_{1,-1})$	$M_{X_{-1}}(X,Y) = 2\cos\{\frac{2\pi X}{a_0/2} + k[W(X-s/2, Y+s/2) - W(X+s/2, Y+s/2)]\}$
$(R_{1,1}; R_{1,-1})$	$M_{Y_1}(X,Y) = 2\cos\{\frac{2\pi X}{a_0/2} + k[W(X-s/2, Y-s/2) - W(X-s/2, Y+s/2)]\}$
$(R_{-1,-1}; R_{-1,1})$	$M_{Y_{-1}}(X,Y) = 2\cos\{\frac{2\pi X}{a_0/2} + k[W(X+s/2, Y-s/2) - W(X+s/2, y+s/2)]\}$
$(R_{1,1}; R_{-1,-1})$	$M_{X_d}(X,Y) = 2\cos\{\frac{2\sqrt{2}\pi X}{a_0/2} + k[W(X+s/2, Y+s/2) - W(X-s/2, Y-s/2)]\}$
$(R_{-1,1}; R_{1,-1})$	$M_{Y_d}(X,Y) = 2\cos\{\frac{2\sqrt{2}\pi X}{a_0/2} + k[W(X+s/2, Y-s/2) - W(X-s/2, Y+s/2)]\}$

TABLE 3.1 – Facteurs de modulation associé à chaque couple de répliques.

Dans la plupart des applications, les surfaces d'ondes sont développables en série de Taylor comme dans l'équation (4.1). De plus, compte-tenu des symétries du système, on peut faire l'hypothèse que $M_{X_1} = M_{X_{-1}}$ et $M_{Y_1} = M_{Y_{-1}}$. Ceci nous permet de réécrire l'intensité propagée comme :

$$I_z(X,Y) = \frac{I_0}{8}\left[2 + 2\cos\left(\frac{2\pi X}{a_0/2} + \frac{2\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial X}\right) + 2\cos\left(\frac{2\pi Y}{a_0/2} + \frac{2\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial Y}\right) + \cos\left(\frac{2\sqrt{2}\pi X_d}{a_0/2} + \frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial X_d}\right) + \cos\left(\frac{2\sqrt{2}\pi Y_d}{a_0/2} + \frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial Y_d}\right)\right] \tag{3.22}$$

On peut ainsi obtenir en une seule mesure les deux dérivée $\partial W/\partial X$ et $\partial W/\partial Y$ en démodulant l'intensité selon les axes X et Y. En fait, on peut aussi obtenir les dérivées croisées selon les axes X_d et Y_d. L'utilité sera décrite plus tard dans ce document.

De nombreuses réalisations pratiques de l'IDQL ont été mises en oeuvre depuis sa découverte. Les IDQL à réseau appartiennent à une famille d'objets appelés les réseaux continûment auto-imageants ou CSIG. Cette famille est présentée à la section suivante afin d'expliciter les conditions pour obtenir un interférogramme invariant par propagation. Ceci permettra de comprendre pourquoi l'IDQL génère ce type de figures d'interférences.

3.3.3 Les réseaux continûment auto-imageants (CSIG)

En suivant la logique adoptée depuis l'étude de l'Interféromètre à Décalage Tri-Latéral, on peut toujours imaginer augmenter le nombre de répliques créées par l'interféromètre à réseau pour obtenir un système faisant interférer de multiples ondes, dans le but de pouvoir mesurer de multiples composantes de la dérivée de la surface d'onde incidente. Cependant, si on augmente le nombre de répliques qui vont interférer, on risque a priori de perdre l'invariance par propagation du système de franges généré par le dispositif.

Les conditions pour qu'un objet diffractant génère des faisceaux invariants par propagation ont été décrites par Durnin [37] : il faut que le spectre de cet objet soit contenu sur un seul et unique anneau de Montgomery (les anneaux de Montgomery ont été décrit dans la section 2.4 de ce manuscrit). On parlera alors d'objets continûment auto-imageants, par opposition aux objets périodiquement auto-imageants dont le spectre peut s'étaler sur plusieurs anneaux de Montgomery. Dans le cas où l'objet diffractant est un réseau périodique selon deux axes orthogonaux, la condition d'invariance par propagation est qu'il faut que les extrémités des vecteurs d'onde des ordres diffractés par le réseau soit tous disposés sur un cercle unique, comme c'est le cas pour l'IDTL et l'IDQL qui ont été étudiés précédemment. On parle alors de réseau continûment auto-imageant ou de CSIG. Si le CSIG possède la même période a_0 dans les deux directions, son spectre est l'intersection d'une grille cartésienne de pas $1/a_0$ avec un unique anneau de Montgomery, comme l'a montré Nicolas Guérineau [38], qui fut le premier à créer des faisceaux non-diffractants avec des interféromètres à N ondes.

Pour illustrer cette condition d'invariance par propagation, la Fig. 3.16 montre les spectres (figure A) et les transmittances correspondantes (figures B) de différents interféromètres à réseau et faisant interférer de multiples ondes. Plus précisément, ce sont les cas d'interférences à 4, 8, 12 et 24 ondes qui sont représentés dans cette figure.

Chacun des cercles représentés en Fig. 3.16.A est associé à un unique interféromètre. Le cas à 4 ondes correspond à l'IDQL étudié dans la section précédente. Cette transmittance est sinusoïdale dans les deux directions de périodicité du réseau. Par contre, les transmittances des cas à 8, 12 et 24 ondes sont beaucoup plus complexes. Les transmittances de ces dispositifs sont souvent impossibles à réaliser rigoureusement. On utilise du coup des approximations par des réseaux binaires [39, 40].

Toutefois, le grand nombre d'informations contenues dans les interférogrammes produits par des IDML les rendes difficiles à exploiter, au point que les seuls IDML vraiment utilisés en

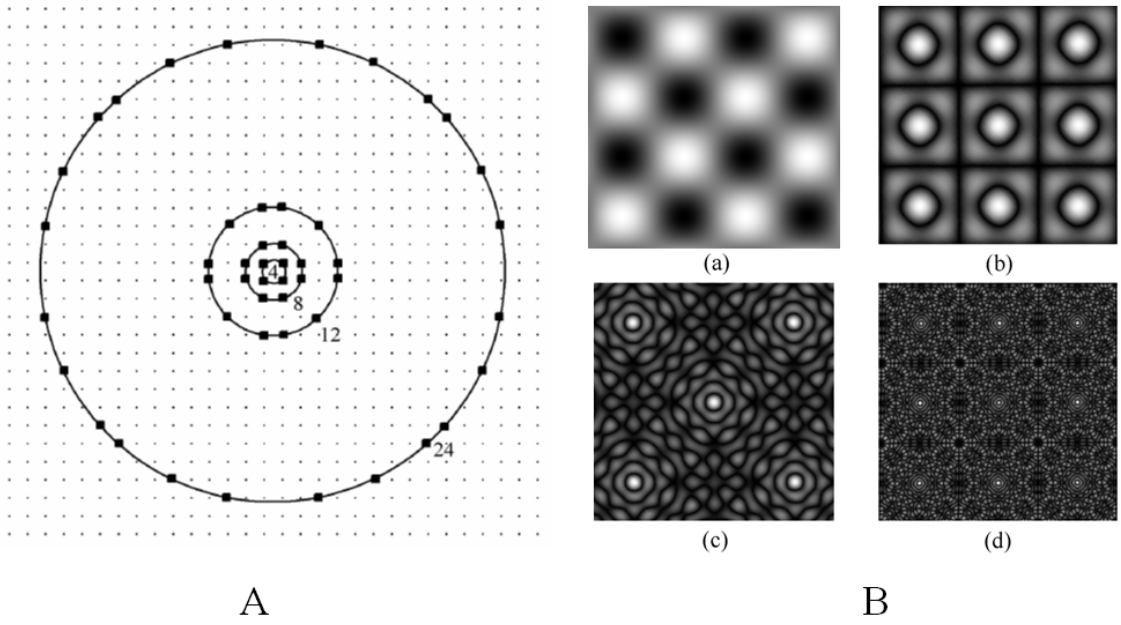


FIGURE 3.16 – Spectres et transmittances de différents CSIG diffractants respectivement 4 ordres, 8 ordres, 12 ordres et 24 ordres. La figure A représente les spectres, alors que la figure B représente les transmittances réelles dans chaque cas. Chaque cercle contient tout le spectre d'un seul et unique interféromètre.

pratique sont les IDQL, qui concurrencent le Shack-Hartmann [41, 42].

3.4 Réalisation pratique d'un IDQL à réseaux

Nous allons montrer comment on peut matériellement créer une bonne approximation d'un IDQL à l'aide de réseaux périodiques.

3.4.1 De l'IDQL idéal au Masque de Hartmann Modifié (MHM)

Un IDQL idéal est un dispositif qui ne diffracte que quatre ordres dont les interférences mutuelles génèrent une figure d'interférence invariante par propagation. Son spectre, dans l'espace de Fourier, est donc composé uniquement de quatre pics de Dirac formant un carré parfait avec pour centre la fréquence nulle. Dans l'espace réel, la transmittance équivalente est une sinusoïde de moyenne nulle dans les deux dimensions $\vec{x}$ et $\vec{y}$. Cette transmittance est représentée en Fig. 3.17.

Cette transmittance idéale est irréalisable aujourd'hui car il faudrait de nombreux niveaux pour coder une fonction aussi complexe qu'un sinus dans un matériau. Mais on peut décomposer cette transmittance parfaite en deux termes : une amplitude et une phase. Ainsi, on a :

$$T_{IDQL}(x,y) = A_{IDQL}(x,y)\exp\Big(i\pi \times Sign(T_{IDQL})\Big) \tag{3.23}$$

Avec A_{IDQL} étant la valeur absolue de T_{IDQL} et $Sign$ une fonction créneau donnée par le signe de T_{IDQL} : $Sign = 1$ si T_{IDQL} est positive et $Sign = 0$ sinon. Ces deux fonctions sont représentées en Fig.3.18.

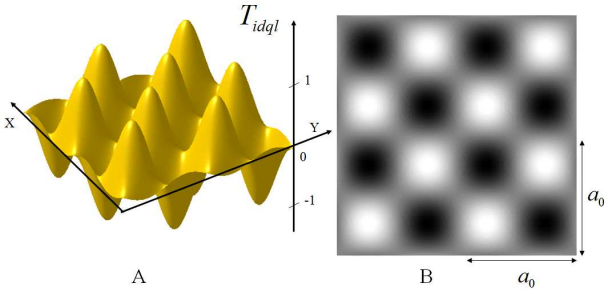


FIGURE 3.17 – Transmittance d'un IDQL idéal pouvant générer des franges d'interférences de pas $a_0/2$. Il s'agit d'une sinusoïde 2D de moyenne nulle et de période a_0 selon les axes x et y. La Fig. A est une vue en trois dimensions de la transmittance idéale et la Fig. B est une simulation 2D.

L'idée est de réaliser l'IDQL en 2 composants. La fonction de phase est réalisable facilement grâce à un damier de phase binaire générant des sauts de phase de π. La différence d'épaisseur e entre les dames blanches et noires du damier nécessaire pour obtenir un saut de phase de π est donnée par la formule suivante :

$$e = \frac{\lambda_0}{2(n_0 - 1)} \tag{3.24}$$

Où λ_0 est la longueur d'onde de travail et n_0, l'indice optique du matériau utilisé pour obtenir le saut de phase.

La fonction d'amplitude, elle, est toujours aussi délicate à réaliser car elle nécessite d'être codée sur beaucoup de niveaux : il s'agit d'une succession d'arches de sinusoïdes (parties positives de la sinusoïde évoluant de 0 à 1) selon x et y. la façon la plus simple d'approximer ces arches est de faire une autre approximation binaire mais en amplitude. Pour cela, on crée simplement un masque de trous carrés dont la transmittance vaut 1 dans les trous et 0 ailleurs, autrement dit, un masque de Hartmann.

On fabriquera un masque de Hartmann avec des ouvertures de taille $a = 2a_0/3$. Cette valeur de a est choisie car elle permet d'optimiser les processus de diffraction et de limiter la quantité d'énergie envoyée dans les ordres parasites [43]. On appellera désormais "masque de Hartmann modifié" ou "MHM" le composant obtenu en additionnant un masque de Hartmann à un damier de phase binaire. Sa transmittance T_{MHM} est donc un codage sur trois niveaux de la transmittance idéale T_{IDQL} et est représentée en Fig. 3.19. Ce composant a été étudié par précisément dans les domaines visible et infrarouge dans la référence [43].

3.4.2 Impact de l'approximation de l'IDQL par un MHM

Pour étudier l'impact de l'approximation de l'IDQL par un MHM, on va analyser le spectre du MHM T_{MHM}, afin de voir s'il diffracte plus de quatre ordres.

Comme le damier de phase est périodique de période $\frac{\sqrt{2}}{2}a_0$, on peut décomposer sa transmittance T_{DP} en série de Fourier comme il suit :

$$T_{DP} = \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} C_{r,s} \exp\left[\frac{i2\pi}{a_0}(rx + sy)\right] \tag{3.25}$$

Où $C_{r,s}$ sont les coefficients de Fourier de T_{DP} et sont donnés par la formule suivante :

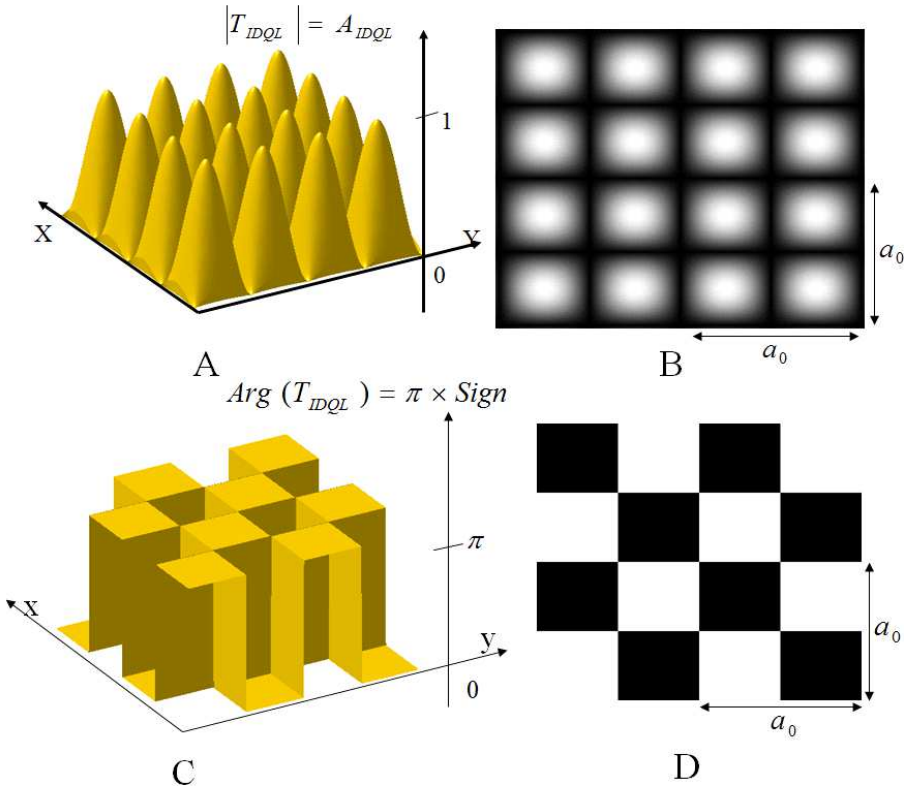


FIGURE 3.18 – Amplitude (A_{IDQL}) et phase ($\pi * Sign$) de la transmittance idéale T_{IDQL} en 3D (figures A et C) et en 2D (figures B et D).

$$C_{r,s} = \frac{1}{a_0^2} \int_{-a_0/2}^{a_0/2} \int_{-a_0/2}^{a_0/2} T_{DP}(x,y) \exp\left[\frac{i2\pi}{a_0}(rx+sy)\right] dxdy \tag{3.26}$$

Le spectre de T_{DP} est donc une grille de pics de Dirac de pas $1/a_0$ pondérés par les coefficients $C_{r,s}$:

$$\tilde{T}_{MHM}(f_x,f_y) = \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f_x - \frac{r}{a_0}, f_y - \frac{s}{a_0}\right) C_{r,s} \tag{3.27}$$

Le masque de Hartmann convolue cette grille de Dirac par un sinus cardinal 2D correspondant au spectre d'une de ses ouvertures carrées. Pour un masque composé d'ouvertures carrées de côté a, le spectre du MHM vaut [43] :

$$\tilde{T}_{MHM}(f_x,f_y) = \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \delta\left(f_x - \frac{r}{a_0}, f_y - \frac{s}{a_0}\right) C_{r,s} \times \frac{\sin(\pi a f_x)\sin(\pi a f_y)}{\pi^2 f_x f_y} \tag{3.28}$$

Ce spectre est donc une grille de Dirac dont l'intensité des pics est modulée par un sinus cardinal qui dépend de la taille des trous du masque de Hartmann. On rappelle que le spectre d'un IDQL parfait vaut :

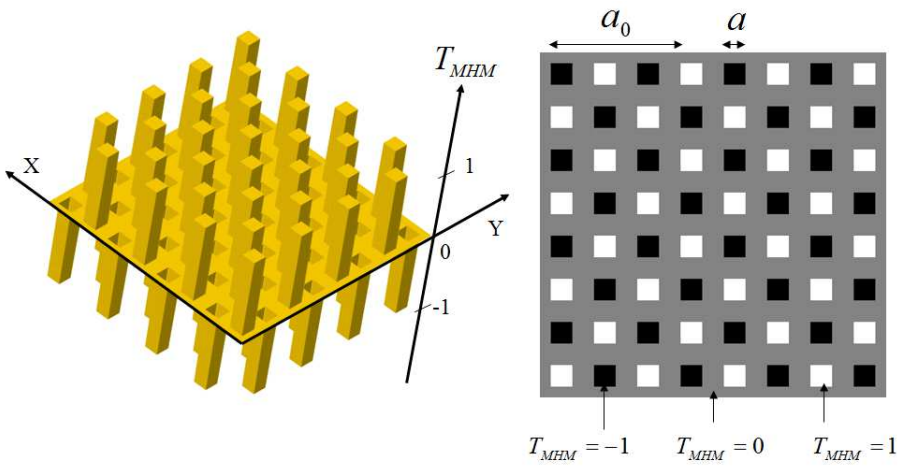


FIGURE 3.19 – T_{MHM} : Transmittance du MHM, une approximation à trois niveaux de la transmittance d'un IDQL obtenu à l'aide d'un damier de phase de pas a_0 générant des sauts de phase de π et d'un masque de Hartmann de pas $a_0/2$ composé de trous carrés de côté a.

$$\tilde{T}_{IDQL}(f_x, f_y) = \frac{1}{4} \sum_{r=-1;1} \sum_{s=-1;1} \delta\left(f_x - \frac{r}{a_0}, f_y - \frac{s}{a_0}\right) \tag{3.29}$$

Donc si on veut que le spectre du MHM soit proche de celui de l'IDQL, on choisi astucieusement la valeur de a de sorte que tous les ordres parasites émis par le damier de phase soient en dehors de la zone du premier rebond du sinus cardinal créé par les ouvertures du masque de Hartmann. Ce raisonnement est illustré en Fig. 3.20. Cela va permettre de fortement atténuer certains ordres, voire d'en annuler rigoureusement (ceux qui sont situé exactement au niveau du zéro du sinus cardinal).

Notons qu'un ordre 0 peut être transmis par le damier s'il est éclairé par une longueur d'onde différente de sa longueur d'onde d'accord. La longueur d'onde d'accord est lla longueur d'onde pour laquelle le damier introduit des sauts de phase de π et sera notée λ_0 et sera qualifiée de longueur d'onde d'accord.

3.4.3 Etude de l'invariance par propagation après un MHM

Nous allons maintenant rapidement étudier la figure d'éclairement propagée par le MHM, dans le cas où celui-ci est éclairé à la longueur d'onde d'accord de son réseau de phase λ_0. Si le MHM est vraiment une bonne approximation de l'IDQL, alors son interférogramme devrait être invariant par propagation. Nicolas Guérineau a montré que l'éclairement dans un plan de côte z situé après le MHM pouvait s'écrire de la façon suivante [34] :

$$I_z(X, Y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} D_{m,n}(z) \exp\left[\frac{i2\pi}{a_0}(mX + nY)\right] \tag{3.30}$$

Les coefficients $D_{m,n}$ sont liés aux coefficients $C_{r,s}$ de la décomposition en séries de Fourier de la transmittance du MHM par la relation suivante :

$$D_{m,n}(z) = \sum_r \sum_s C_{r+m,s+n} C^*_{r,s} \exp\left[\Delta\phi_{r+m,s+n}(z) - \Delta\phi_{r,s}(z)\right] \tag{3.31}$$

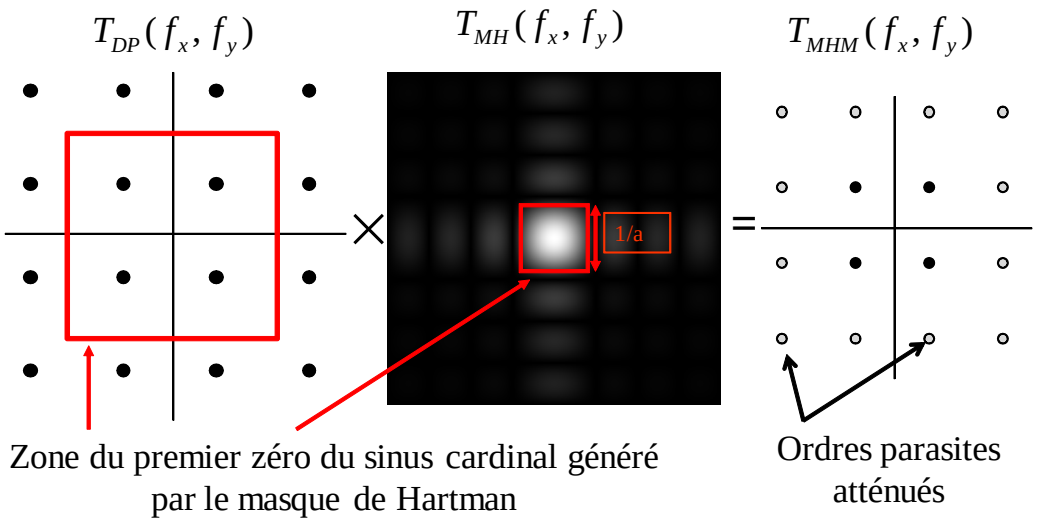


FIGURE 3.20 – Le spectre de la transmittance du MHM T_{MHM} peut être vue comme le produit du spectre du damier de phase T_{DP} avec celui d'une ouverture carré du masque de Hartmann T_{MH}. Le spectre du réseau de phase est une grille de Dirac contenant les quatre ordres nécessaires pour obtenir un IDQL ainsi que de nombreux ordres parasites. Mais le spectre d'une ouverture carrée de côté est un sinus cardinal. En choisissant la taille de cette ouverture, on peut faire en sorte que les ordres parasites se situent après le premier rebond du sinus cardinal et soient ainsi atténués. On obtient ainsi une bonne approximation d'un IDQL.

Où $\Delta\phi_r, s(z)$ est la valeur du déphasage de l'ordre (r, s) dû à la propagation. Ce terme vaut :

$$\Delta\phi_{r,s}(z) = \frac{2\pi z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2\left(\frac{r^2+s^2}{a_0^2}\right)} \tag{3.32}$$

L'intensité en sortie d'un MHM a donc pu être simulée en Fig. 3.21. On considère un MHM dont la période du réseau de phase vaut $\frac{\sqrt{2}}{2}a_0$ et celle du masque de Hartmann vaut $a_H = a_0/2$. La simulation compare l'éclairement en sortie d'un MHM avec celui en sortie d'un masque de Hartmann seul. Dans les deux cas, l'intensitée est calculée jusqu'à la distance de Talbot du masque de Hartmann seul $z_T^{MH} = 2a_H^2/\lambda_0 = a_0^2/2\lambda_0$.

La figure d'intensité du masque de Hartmann (Fig. b) est celle d'un réseau de transmission binaire : l'énergie n'est pas guidée, le masque crée seulement des pseudo-images à certaines distances comme nous l'avons déjà vu dans la section 2.2.3 de ce manuscrit traitant de l'effet Talbot. Certaines pseudo-images sont des répliques exactes de la transmittance du réseau, comme celle située à une distance de Talbot du réseau. D'autres pseudo-images sont décalées d'une demi-période comme celle située à une demi-distance de Talbot du réseau. On constate aussi des plans dans lesquels on a des pseudo-images avec une période deux fois supérieure à celle du masque de Hartmann. Dans le cas du MHM (Fig. a), l'énergie est clairement guidée dans des faisceaux de lumière, mais l'intensité n'est pas parfaitement invariante par propagation : ces faisceaux contiennent des pseudo-focalisations qui sont dues au fait que le MHM n'est qu'une

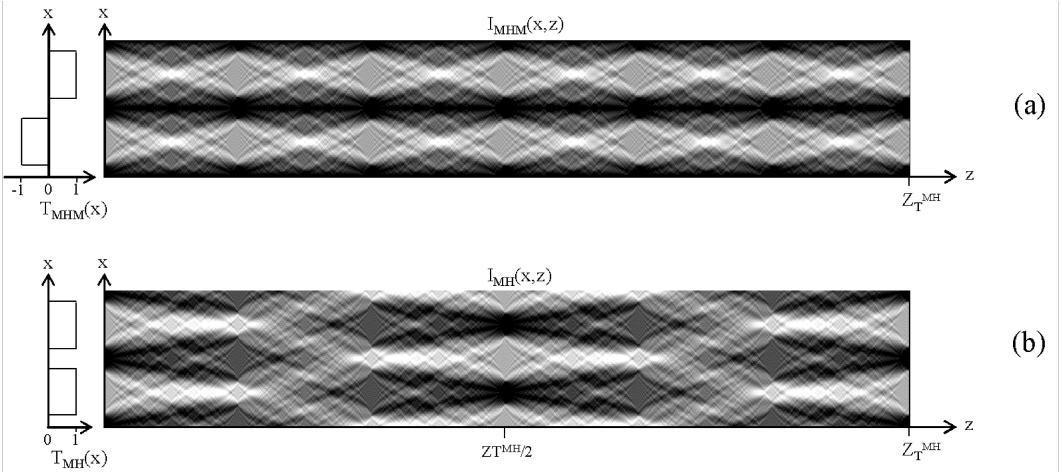


FIGURE 3.21 – Propagation après un MHM (a) et un MH simple (b). La propagation reste confinée dans le cas du MHM et on parle de pseudo-guidage. L'approximation de la propagation après un IDQL reste bonne dans le cas du MHM.

approximation de l'IDQL. Néanmoins, le MHM éclairé à λ_0 reste une approximation correcte de l'IDQL.

3.4.4 Influence d'un désaccord en longueur d'onde sur le MHM

En plus de l'invariance par propagation de ses interférogrammes, l'autre propriété fondamentale de l'IDQL est l'achromatisme. Il peut donc fonctionner en éclairage polychromatique aussi bien qu'en éclairage monochromatique. Or, le MHM tel qu'il est décrit ici n'est, a priori, prévu pour être utilisé qu'en lumière monochromatique. En effet, l'approximation d'IDQL suppose que le damier de phase génère des déphasages de π. Or ceci n'est vrai qu'à une seule longueur d'onde : la longueur d'onde d'accord λ_0. Pour pouvoir étudier l'impact d'un éclairage polychromatique sur les propriétés du MHM, il faut donc d'abord comprendre l'impact d'un désaccord (utilisation de $\lambda \neq \lambda_0$) sur les pinceaux lumineux générés par le MHM. Dans ce but, nous présentons en Fig. 3.22 trois simulations numériques représentant la propagation de l'intensité après le MHM pour trois longueurs d'onde différentes : $\lambda = \lambda_0$, $\lambda = 0,8\lambda_0$ et $\lambda = 1,2\lambda_0$. Dans chaque cas, on représente la propagation de la lumière depuis le composant jusqu'à sa première distance Talbot.

On remarque que même dans les cas désaccordés, la persistance des pinceaux lumineux existe, en dépit de l'interférence des ordres parasites. On observe ainsi des sur-intensités et des sous-intensités périodiques dans les pinceaux lumineux des cas désaccordés qui forment une modulation d'intensité dans la figure d'éclairement. La fréquence de cette modulation est plus lente que celle des pseudo-focalisations que l'on observe quand $\lambda = \lambda_0$. Cette modulation basse fréquence est causée par le battement de l'ordre 0, apparu à cause du désaccord en longueur d'onde, avec les ordres utiles. En lumière monochromatique, il est donc préférable d'utiliser le MHM accordé en longueur d'onde pour ne pas avoir des modulations périodiques dans la figure d'interférence (pour plus de détails quantitatifs, se reporter à la thèse de Sabrina Velghe [36]).

3.4.5 Influence d'un éclairage polychromatique sur le MHM

Le problème d'apparition d'un ordre zéro quand $\lambda \neq \lambda_0$ n'empêche pas l'utilisation du MHM en lumière polychromatique. En effet, les problèmes qui apparaissent quand on utilise une lon-

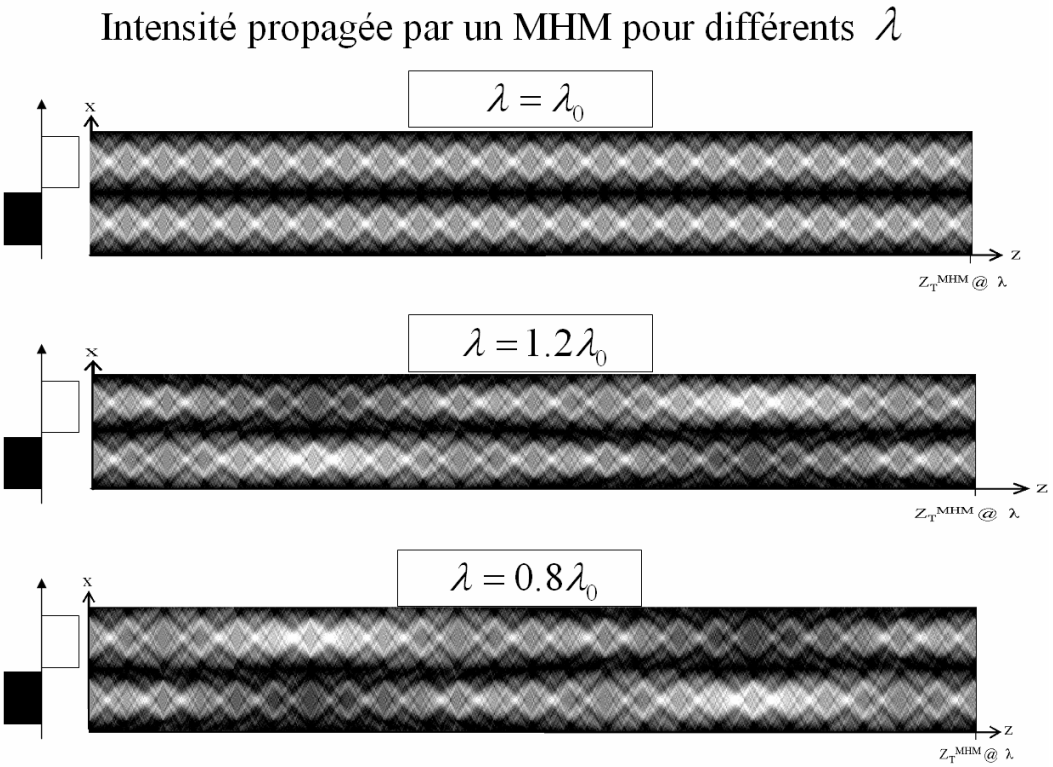


FIGURE 3.22 – Intensité propagée par un MHM pour trois longueurs d'ondes : λ_0, $\lambda = 1.2\lambda_0$ et $\lambda = 0.8\lambda_0$.

gueur d'onde différente de λ_0 se compensent quand on utilise une source polychromatique centrée sur cette même longueur d'onde. La fréquence de modulation augmente quand on s'éloigne de λ_0 mais de manière symétrique suivant qu'on utilise une longueur d'onde supérieure ou inférieure à λ_0 [36]. Ainsi, Nicolas Guérineau a démontré pendant sa thèse que ces phénomènes de modulation périodique de l'intensité en z se compensent à partir d'une certaine distance $Z_{panchro}$ donnant lieu, après cette distance, à une figure d'intensité invariante par propagation, achromatique et quasi-sinusoïdale, nous offrant donc une meilleur approximation de l'IDQL que dans le cas monochromatique accordé [34]. Le régime qui apparait après $z_{panchro}$ a été baptisé régime panchromatique et son existence a été démontrée pour le MHM ainsi que pour un masque de Hartmann classique [44]. La valeur de $z_{panchro}$ dans le cas où le MHM est éclairé avec une source polychromatique de largeur $\Delta\lambda$, centrée sur λ_0 et de spectre constant sur l'intervalle $[\lambda_0 - \Delta\lambda/2; \lambda_0 + \Delta\lambda/2]$ vaut :

$$Z_{panchro} = \frac{2a_0^2}{\Delta\lambda} \tag{3.33}$$

Le calcul de cette distance dans le cas d'un réseau de transmittance sinusoïdale est donné en Annexe B, et un calcul très détaillé sera mené dans le chapitre 4 de ce manuscrit pour démontrer l'existence d'un régime panchromatique dans le cas d'un réseau de phase seul. Si la source n'est pas symétrique centrée sur λ_0, l'invariance par propagation aura toujours lieu mais à une distance z plus grande que cette valeur de $Z_{panchro}$. A titre d'illustration , la Fig. 3.23 représente une coupe dans le plan (x, z) de l'intensité propagée après un MHM éclairé par une source polychromatique, dont le spectre est gaussien et symétrique, centré sur λ_0 et avec un $\Delta\lambda = 0,4\lambda_0$.

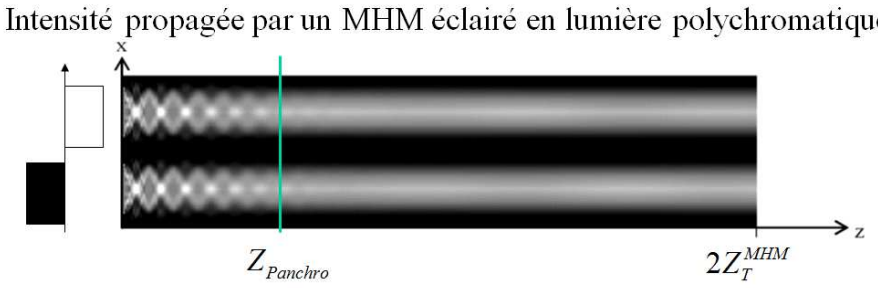


FIGURE 3.23 – Intensité propagée par un MHM éclairé par une source polychromatique gaussienne centrée sur λ_0 et de largeur spectrale $\Delta\lambda = \lambda_0 \pm 20\%$

Contrairement au profil obtenu dans le cas accordé monochromatique, quand le régime panchromatique est établi, on arrive à une variation longitudinale de l'éclairement quasiment nulle pour des distances comprises entre 0 et $2Z_T$. La forme du profil est presque sinusoïdale comme le montre la Fig. 3.24.

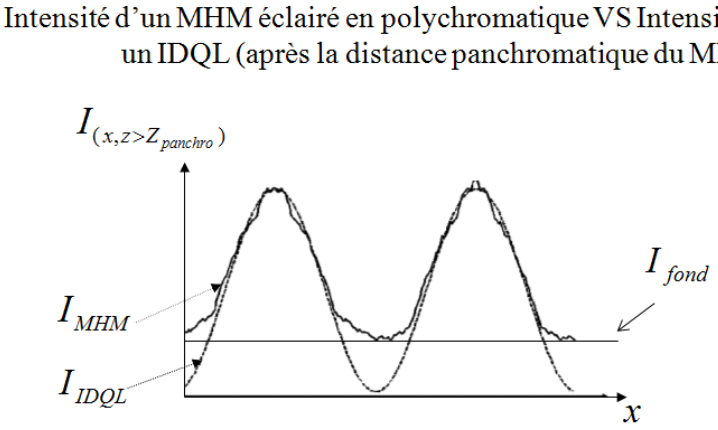


FIGURE 3.24 – Comparaison de coupes de l'intensité propagée par un MHM éclairée par une lumière polychromatique et un IDQL parfait après la distance $Z_{panchro}$ du MHM. On voit que le MHM polychromatique est une bonne approximation de l'éclairage sinusoïdal de l'IDQL.

On remarque quand même que l'amplitude de la modulation d'intensité du MHM en régime panchromatique est plus faible que celle de l'IDQL parfait (ainsi le contraste maximal des franges que l'on pourra obtenir avec un MHM en mode panchromatique sera inférieur à 1). Ceci est essentiellement dû au fait que l'ordre 0 créé par toutes les longueurs d'ondes de la source (sauf λ_0) génère une composante continue dans l'intensité totale de la figure d'éclairement du MHM. Cette composante est matérialisée par I_{fond} sur la Fig. 3.24. La valeur de ce I_{fond} sera d'autant plus grande que $\Delta\lambda$ sera grand. Mais $z_{panchro}$ sera d'autant plus courte que ce même $\Delta\lambda$ sera grand. Ainsi, on doit trouver un compromis entre avoir un bon contraste pour les franges et avoir un régime panchromatique proche du composant.

Finalement, cette étude en lumière polychromatique nous a montré qu'un MHM est une bonne approximation à seulement trois niveaux d'un IDQL, si on l'éclaire avec une source suffisamment large spectralement et centrée sur la longueur d'onde d'accord de son damier de phase.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié une technique d'interférométrie qui permet de mesurer les gradients de phase d'un front d'onde incident : l'interférométrie à décalage multi-latéral. Nous avons vu que grâce à cette technique, il était possible de construire des dispositifs qui génèrent des interférogrammes achromatiques et invariants par propagation. Notamment l'interféromètre à décalage quadri-latéral (IDQL) permet en une seule image d'acquérir simultanément deux dérivées du front d'onde selon deux axes orthogonaux et donc, de mesurer la phase en une seule acquisition. De plus, nous avons vu qu'il est possible d'utiliser des réseaux de diffraction simples pour créer ce type d'interféromètres. Le Masque de Hartmann Modifié ou MHM est une structure composée de deux réseaux binaires et qui permet d'approximer de manière simple le dispositif idéal qu'est l'IDQL. Ce dispositif peut générer des figures d'interférences achromatiques et invariantes par propagation quand il est éclairé par une source spectralement large. Ce composant a déjà été étudié dans les domaines du visible et de l'infrarouge, et a permis de créer la compagnie Phasics [45] qui commercialise aujourd'hui des analyseurs de front d'onde de haute qualité, ainsi que des microscopes optiques à contraste de phase qui sont à l'état de l'art dans ces deux domaines spectraux [46]. La suite de ce manuscrit, va consister à montrer comment nous avons essayé d'adapter ces travaux sur le MHM et le régime panchromatique au domaine des rayons X durs.

Chapitre 4

Etat de l'art des interféromètres dans les rayons X

Sommaire

4.1 Les différentes techniques d'imagerie par contraste de phase disponibles dans les rayons X 41
4.1.1 Interféromètre de Bonse & Hart 42
4.1.2 Le contraste de phase basé sur la propagation 43
4.1.3 Interféromètres à cristal analyseur 43
4.1.4 Interférométrie à réseau 44
4.2 Les interféromètres à réseaux mono-dimensionnels 45
4.2.1 Interféromètre à Effet Talbot à une dimension (IAET1D) 45
4.2.2 Interféromètre Talbot-Lau à une dimension (IAETL1D) 47
4.2.3 Utilisation de réseaux courbés 48
4.3 Interféromètres à effet Talbot à bi-dimensionnels (IAET2D) 49
4.4 Les interféromètres à réseau unique 51
4.4.1 Masque de Hartmann dans les rayons X 51
4.4.2 Le réseau de phase pure seul et déctection indirecte 53
4.5 Conclusion 54

Ce chapitre va servir à passer en revue les différentes techniques qui existent pour obtenir des images de contraste de phase dans les rayons X. Nous verrons que les plus récentes et les plus utilisées sont basées sur des interféromètres utilisant des réseaux de diffraction, c'est pourquoi une attention particulière sera portée à cette famille de techniques. Elle sera étudiée depuis ses débuts jusqu'àux dispositifs les plus avancés. Ceci permettra de dresser un bilan des contraintes les plus critiques et d'expliquer pourquoi ces techniques ne sont toujours pas industrialisées alors que le potentiel commercial est conséquent et que des recherches intenses existent dans ce domaine depuis presque dix ans. In fine, cela nous permettra d'introduire notre dispositif.

4.1 Les différentes techniques d'imagerie par contraste de phase disponibles dans les rayons X

Dans l'imagerie radiographique conventionnelle, qui utilise le contraste d'absorption, le détecteur qui enregistre l'intensité de l'onde incidente est placé directement après l'échantillon. De

ce fait, les informations sur les décalages de phase générés par l'échantillon sont perdues. Les techniques d'imagerie par contraste de phase utilisent des éléments optiques additionnels ou exploitent la propagation dans l'espace libre sur de longues distances pour changer ces décalages de phase en modulations d'intensité analysables par un détecteur. Le lien entre le profil de phase de l'échantillon et la modulation d'intensité au niveau du détecteur dépend de la technique utilisée. Dans cette section nous allons rapidement évoquer les quatre techniques utilisées pour mesurer des décalages de phase dans les rayons X.

4.1.1 Interféromètre de Bonse & Hart

La première technique que nous étudierons est l'interférométrie à cristaux, qui fut historiquement la première implémentation d'un dispositif capable de mesurer des contrastes de phase dans les rayons X. Elle fut découverte par Bonse et Hart en 1965 [4] et est représentée en Fig. 4.1.

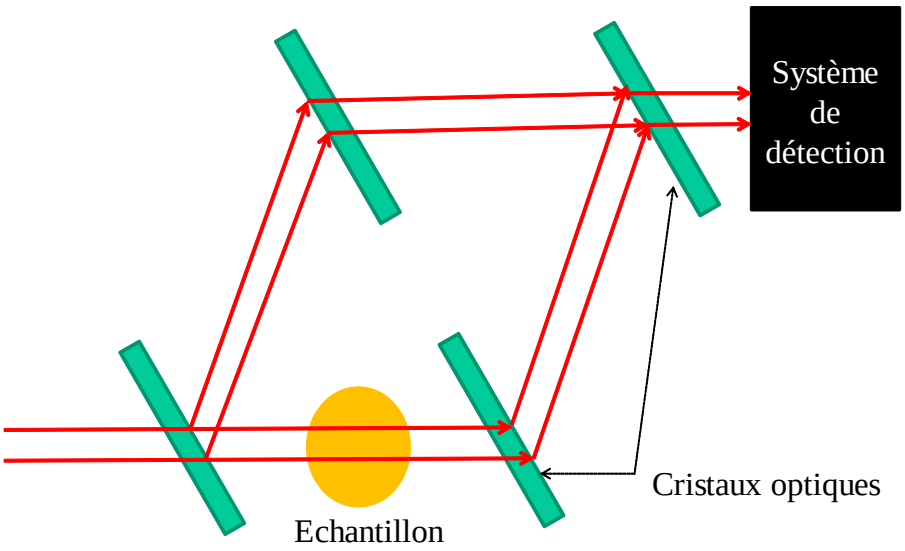


FIGURE 4.1 – Interféromètre à cristaux inventé en 1965 par Bonse et Hart [4], capable de mesurer les différences de phase introduite par un objet dans les rayons X.

Ce dispositif est un interféromètre de Mach-Zehnder [47, 48] adapté aux rayons X : il utilise des cristaux qui permettent de séparer un faisceau de rayons X cohérent incident en deux sous-faisceaux, puis de les recombiner. En plaçant un échantillon sur le trajet de l'un des deux sous-faisceaux, on génère une figure d'interférences lors de la recombinaison qui permet de mesurer les décalages de phase engendrés par l'objet étudié. Cette technique possède une grande capacité de résolution de densité de matière. En effet, le professeur Momose a pu mesurer des valeurs de l'ordre de $4mg/cm^3$ en 1996 [5]. C'est pourquoi cette technique est bien adaptée pour mesurer des contrastes de phase sur des echantillons biologiques ayant une faible densité. Momose a aussi montré que cet interféromètre ne fonctionnait que si le faisceau de lumière utilisé est monochromatique et collimaté [8], que le temps d'exposition pour obtenir une image de phase avec ce dispositif est assez long, environ 18 secondes par image [49], et qu'il permettait d'atteindre une résolution spatiale d'environ $10\mu m$ [50].

Toutefois, la principale contrainte de cette technique est son extrême sensibilité aux instabilités mécaniques. La différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre doit

être constante et surtout du même ordre de grandeur que la longueur d'onde utilisée. Or dans les rayons X durs, les longueurs d'onde sont de l'ordre de $0,05nm$, ce qui rend la contrainte de stabilité très délicate à assumer. Par exemple, l'expérience de Becker et Bonse montre une procédure d'alignement très complexe [51].

4.1.2 Le contraste de phase basé sur la propagation

La méthode la plus simple pour mesurer un contraste de phase consiste à n'utiliser aucun élément optique, mais uniquement un détecteur et la diffraction de Fresnel, en faisant des acquisitions d'images à différentes distances de l'objet à étudier. Cette méthode est généralement appelée méthode propagative et est illustrée en Fig. 4.2.

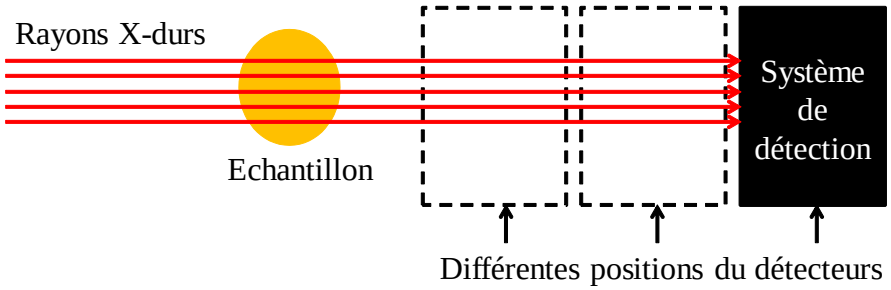


FIGURE 4.2 – Interférométrie par la méthode propagative : on prend des images de l'objet à différentes distances. Le contraste de l'image en champ proche est proportionnel à la courbure de la phase.

Ces méthodes ont principalement été étudiées en raison de leur extrême simplicité expérimentale, d'abord avec des faisceaux monochromatiques issus du rayonnement synchrotron [9, 18, 52], puis sur des sources de laboratoire polychromatiques et divergentes [53].

En utilisant cette méthode d'imagerie, Cloetens a pu obtenir des images avec une résolution de l'ordre de quelques microns [54].

Cette méthode est sensible à la somme des dérivées secondes de la phase (ou courbure) et va mettre en avant les contours dans les objets. Elle a également permis de faire de la tomographie (reconstruction de la phase en trois dimensions) dans le cas d'objets ayant un indice de réfraction homogène [55], et de l'holotomographie (recombinaison d'images de phase prises pour différentes valeures de la distance entre l'objet et l'échantillon)[56].

Malheureusement cette méthode n'est pas propice pour une adaptation sur un banc industriel compact car elle repose justement sur le fait d'utiliser plusieurs distances de propagation importantes pour que les effets de la diffraction de Fresnel soient mesurables et surtout pour distinguer les variations d'éclairement dues à la courbure de celles dues à l'absorption naturelle de l'échantillon.

4.1.3 Interféromètres à cristal analyseur

Un interféromètre à cristal analyseur est un dispositif qui n'utilise qu'un cristal de Bragg en incidence rasante comme seul et unique composant optique. Ce dernier est positionné entre l'échantillon et le détecteur, comme l'illustre la Fig. 4.3.

Le cristal analyseur est positionné dans une géométrie de Bragg de sorte que seuls les photons qui remplissent les conditions de Bragg puissent atteindre le détecteur et contribuer à la formation de l'image. Ainsi, quand le faisceau passe au travers de l'objet à étudier, seul un certain nombre

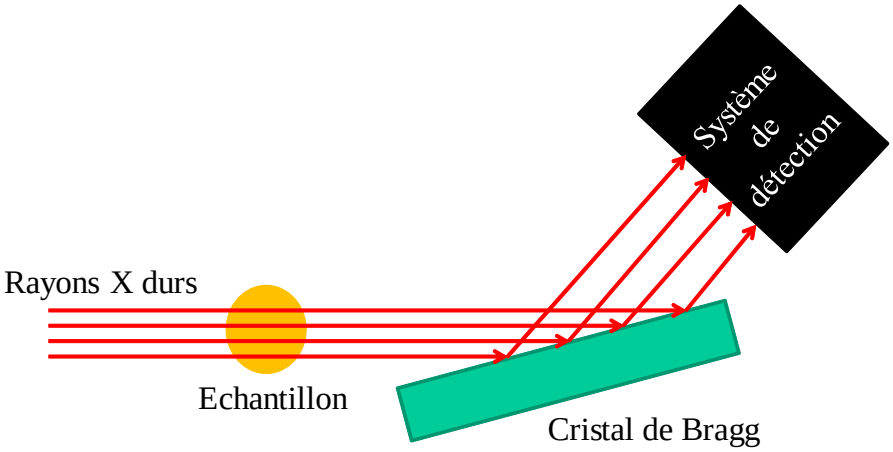


FIGURE 4.3 – Interféromètre à cristal analyseur : un cristal de Bragg est positionné entre l'objet et le détecteur et va servir à sélectionner les photons réfractés ou diffusés par cet objet. Cette sélection est une sélection angulaire : tous les photons qui sont dans les conditions de Bragg sont réfléchis par le cristal et contribuent à la formation de l'image.

des photons réfractés seront effectivement sélectionnés en fonction de leur angle d'incidence sur le cristal. Cette technique a été utilisé pour la première fois par Förster [57] en 1980, puis par Ingal et Beliaevskaya [58] et Davis [59] en 1995. Ces travaux ont mis en évidence que pour que cette technique fonctionne, il faut que le faisceau incident soit bien collimaté car l'acceptance angulaire des cristaux de Bragg est très faible, typiquement de l'ordre de quelques microradians. Ceci constitue une limite forte pour cet interféromètre.

Néanmoins, ce dispositif est beaucoup moins sensible aux instabilités mécaniques que l'interféromètre de Bonse et Hart. Une autre différence entre ces deux montages, est que l'interféromètre à cristal analyseur est sensible à la dérivée première de la phase, mais il ne peut mesurer qu'une seule composante de cette dérivée : selon la direction de diffraction. Une seule image de phase obtenue permet d'avoir des informations qualitatives sur l'objet sondé, mais il faut plusieurs images prises pour différentes positions du cristal pour obtenir des informations quantitatives. Ceci rajoute une contrainte de temps d'exposition trop long, comme dans le cas de Bonse et Hart.

Enfin, cet interféromètre a permis de réaliser des tomographies de phase, dont la première est reportée dans [60].

4.1.4 Interférométrie à réseau

C'est la technique la plus récente pour mesurer des contrastes de phase dans les rayons X. Classiquement utilisée dans le visible depuis les années 1950 et les travaux du Professeur Ronchi, elle fut introduite dans les rayons X par le professeur Momose [8, 61], puis utilisée par Christian David [62] et Timm Weitkamp [63]. Elle nécessite l'emploi d'un ou plusieurs réseaux de diffraction pour générer des figures d'interférences qui sont modifiées quand un échantillon est introduit dans le faisceau. Elle permet de mesurer une ou plusieurs composantes de la dérivée du front d'onde. La technique que j'ai utilisée pendant ma thèse est une des nombreuses variantes de l'interférométrie à réseau. C'est pour cela qu'une section entière de ce chapitre de manuscrit est réservée pour décrire plus précisément cette technique à partir de sa version de base, ainsi que toutes ses améliorations. L'objectif étant de mettre en évidence les contraintes de tous ces

interféromètres à réseau pour comprendre quelles sont celles qui sont si limitantes que l'industrie hésite toujours à commercialiser le contraste de phase.

4.2 Les interféromètres à réseaux mono-dimensionnels

Dans cette section, le principe de l'interférométrie á réseau est expliqué à partir de sa première version. Les versions plus évoluées sont aussi abordées mais ne seront décrites que sommairement pour faire clairement apparaître la liste des innovations apportées, et la liste des contraintes d'utilisation. L'objectif de cette partie est de mettre en évidence le ou les points durs qui gênent l'industrialisation de toutes les versions actuelles de l'interférométrie à réseau.

4.2.1 Interféromètre à Effet Talbot à une dimension (IAET1D)

Le premier interféromètre à réseau opérationnel dans les rayons X fut inventé par le professeur Atsushi Momose de l'université de Tokyo et est présenté en Fig. 4.4.

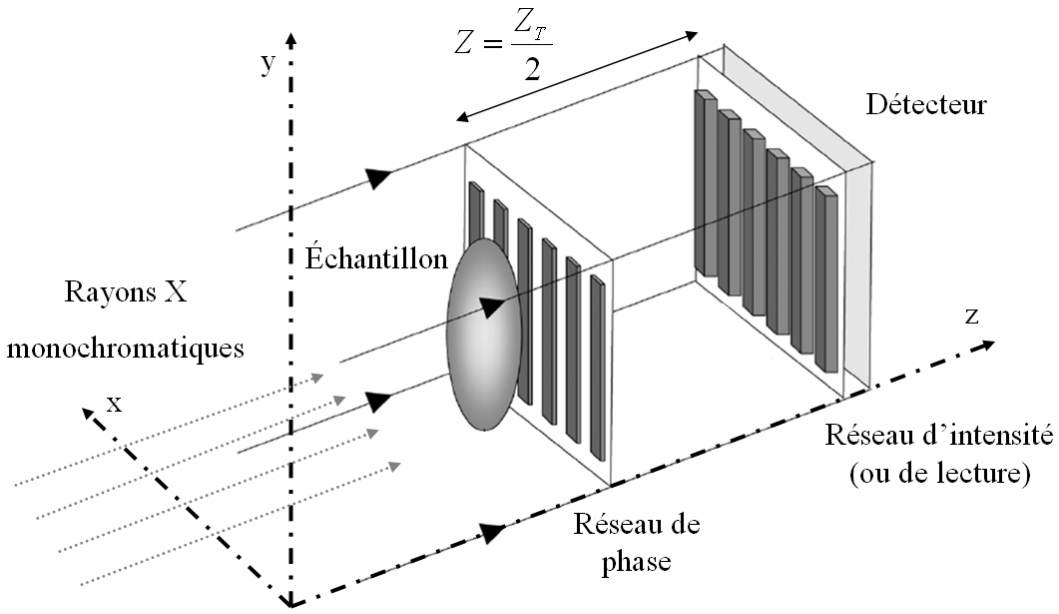


FIGURE 4.4 – Interféromètre à effet Talbot utilisant des réseaux périodiques mono dimensionnels. Il s'agit du premier interféromètre à réseaux pour les rayons X. Cette image est extraite de l'article [61].

Ce dispositif se compose de deux réseaux, périodiques selon un seul axe (noté x ici). Le premier réseau est un réseau de phase binaire, dont les lignes génèrent des sauts de phase de π et aucune absorption. Le second réseau est également une structure binaire mais en transmission : ses lignes sont totalement opaques au rayonnement incident.

Comme nous l'avons montré dans la section 2.3, un réseau de phase binaire éclairé par une onde, de longueur d'onde λ, plane et se propageant selon l'axe z se comporte comme un séparateur de faisceaux : il va diffracter plusieurs ordres qui, en interférant, vont créer périodiquement selon l'axe z, un système de franges. C'est l'effet Talbot fractionnaire décrit en section 2.2.3. Dans le cas où un réseau binaire de pas a_0 crée des sauts de phase égaux à π, des modulations d'intensité sont générées aux distances $nz_T/8 = na_0^2/4\lambda$, avec $n \in \mathbb{N}$. Ces modulations ont un profil transverse

périodique de pas $a_0/2$. Irene Zanette a aussi montré dans sa thèse que le profil de ces modulations est sinusoïdal [64].

Mais résoudre les franges produites par un réseau de phase seul, adapté au domaine des rayons X, n'est pas une chose aisée. En effet, pour qu'il puisse y avoir interférence, il faut que le pas du réseau soit inférieur à la longueur de cohérence l_c de la source. On rappelle que pour une source de taille h_s située à une distance D du point d'observation, l_c vaut :

$$l_c = \frac{\lambda D}{h_s} \tag{4.1}$$

Pour respecter les contraintes d'acquisition des images du milieu médical, l'exigence de coherence spatiale va obliger à fabriquer des réseaux de phase avec un pas très faible, de l'ordre de quelques microns. En effet, dans l'imagerie médicale, les longueurs d'onde sont de l'ordre de $0,06nm$, les tubes à rayons X ont des sources dont le diamètre est de l'ordre de $5\mu m$, et la distance minimale envisageable entre la source et le réseau sera d'environ $0,1m$. On arrive donc à une longueur de cohérence $l_c = 1,2\mu m$. Il faut donc construire des réseaux de phase dont le pas sera de l'ordre de 1 à 2 μm. Les franges qu'il va produire auront donc un pas deux fois plus petit. Il n'existe aujourd'hui aucun détecteur avec un pas aussi faible dans les rayons X. Ce problème reste inchangé y compris pour des applications sur faisceau synchrotron. En effet, sur une ligne de lumière synchrotron, la distance entre la source et la sortie de la ligne est d'environ $30m$, ce à quoi il faut rajouter encore 1 ou 2 m entre le panneau de sortie de ligne du faisceau et le réseau, et la taille de la source est d'environ $150\mu m$. On arrive donc à des longueurs de cohérence de l'ordre de $10\mu m$, qui vont nécessiter des réseaux avec un pas micronique, qui vont produire des franges de période également micronique. De plus, augmenter la période du réseau aurait pour effet de détériorer la sensibilité du dispositif ainsi que la résolution spatiale des images.

Ainsi, pour pouvoir résoudre les franges créées par ce réseau, on utilise un second réseau : un réseau binaire en transmission qui sera appelé réseau de lecture. Il est composé de lignes opaques positionnées dans le plan des franges et ayant un pas identique à celui des franges. Ce composant sera utilisé comme un masque et non comme un réseau de diffraction. Un détecteur est ensuite placé directement après le réseau de lecture, comme cela est illsutré en Fig. 4.4. En effectuant des translations du second réseau, on crée des franges de Moiré qui sont elles tout-à-fait analysables par le détecteur [64]. Cette méthode s'appelle la technique de "Phase-Stepping Scan" et est utilisée également dans le domaine visible [65].

En résumé, l'interféromètre inventé par le professeur Momose fonctionne de la manière suivante :

-un réseau de phase binaire crée des franges dans le plan de l'une de ses distances de Talbot fractionnaires

-ces franges sont sinusoïdales quand il n'y a pas d'échantillon dans le faisceau, et sont déformées quand on en introduit un, comme dans le cas de l'interféromètre à décalage bi-latéral décrit dans la section 3.2.2.

-l'analyse des franges du réseau de phase permet de remonter à la dérivée de la phase de l'échantillon dans la direction de périodicité du réseau.

-il faut utiliser un réseau avec un pas micronique, qui génère donc des franges avec un pas micronique aussi, et qui ne sont donc pas analysables directement par un détecteur de rayons X.

-un second réseau, composé de lignes opaques, est utilisé pour convertir les franges du premier réseau en franges de Moiré résolvables par un détecteur de rayons X.

Ce dispositif a permis d'obtenir des images à haute résolution spatiale pour diverses applications sur des lignes de lumière synchrotron telles que la métrologie des miroirs [11, 12] ou encore la microscopie par contraste de phase en rayons X [13].

Toutefois, ce système présente quelques contraintes qui n'ont pas permis sont industrialisation, car bien qu'il fonctionne avec des faisceaux issus de synchrotrons, il est moins adapté aux tubes à rayons X industriels. En effet, alors que les synchrotrons fournissent une lumière collimatée, monochromatique, spatialement cohérente et très brillante, les sources utilisées dans les laboratoires industriels ou d'imagerie médicale fournissent un faisceau polychromatique (la largeur de l'intervalle d'énergie des photons est d'environ $100keV$, pour une énergie moyenne de $100keV$), très divergent (typiquement 20 degrés), avec un flux photonique faible et avec une cohérence spatiale potentiellement limitante.

Comme il utilise l'effet Talbot, ce dispositif est a priori chromatique. En effet, la valeur des distances de Talbot fractionnaires z_{fT} dépend de la longueur d'onde λ. Mais des analyses récentes des effets de polychromaticité sur le contraste des images fournies par un interféromètre à effet Talbot ont montré que ces dispositifs étaient compatibles avec des sources larges spectralement [66]. Ainsi, des expériences de mesure de contraste de phase par interférométrie Talbot ont pu utiliser des faisceaux de lumière blanche d'une largeur d'environ 50 keV issus de synchrotrons [67, 68]. L'utilisation de sources polychromatiques a permis de réduire considérablement le temps de pose nécessaire pour l'obtention d'une image et donc, de réduire la dose de rayonnement subie par l'échantillon étudié.

La polychromaticité n'est pas le seul problème des interféromètres à effet Talbot utilisant des réseaux mono dimensionnels. L'effet Talbot oblige l'utilisateur à positionner son système de détection dans des plans bien précis : une des distances de Talbot fractionnaires du réseau de phase. La profondeur de champ est donc limitée à quelques valeurs discrètes. Ensuite, n'étant périodiques que dans une seule direction, ces réseaux ne permettront d'estimer qu'une seule composante de la dérivée de la phase. Comme nous l'avons vu dans la section 3.2.4, pour des raisons de robustesse, il est préférable de reconstruire la phase à partir de mesure d'au moins deux composantes orthogonales de la dérivée. Ainsi, les utilisateurs d'interféromètres à une dimension doivent effectuer deux séries de mesures en modifiant la direction des réseaux, ce qui est laborieux et augmente la dose de rayonnement ionisant subie par l'objet à étudier. Enfin, le second réseau pose aussi un certain nombre de problèmes pour l'industrie, mais ces problèmes seront détaillés plus loin dans ce manuscrit.

Toutes les contraintes énumérées dans le paragraphe ci-dessus ont forcé les chercheurs à améliorer cet interféromètre. Les sous-sections suivantes vont décrire les différentes évolutions de ce système.

4.2.2 Interféromètre Talbot-Lau à une dimension (IAETL1D)

La premier point dur quand on veut passer d'une source synchrotron à une source industrielle est le problème de la cohérence spatiale. En effet, comme je l'ai montré dans le chapitre précédant, l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence spatiale est de l'ordre de la dizaine de microns au synchrotron alors qu'elle est plutôt de l'ordre du micron dans le cas d'un dispositif industriel compact. Cependant, en utilisant l'effet Lau [69], on peut contourner ce problème. En effet, comme l'explique Patorski [70], en utilisant un réseau d'amplitude devant une source spatialement incohérente, on peut décomposer cette source en une multitude de sources qui sont incohérentes mutuellement, mais qui sont suffisamment petites pour que chacune d'entre elles soient cohérentes au niveau du réseau de phase. Ainsi, en ajoutant un troisième réseau au montage de l'interféromètre de Talbot, on obtient l'interféromètre de Talbot-Lau (IAETL) qui est opérationnel sur des sources industrielles. Ce dispositif est schématisé en Fig. 4.5.

Ce dispositif se compose donc de trois réseaux : un réseau source R_S de pas a_S, puis du reste de la configuration Talbot classique, à savoir un réseau de phase R_P de pas a_0 et un réseau de

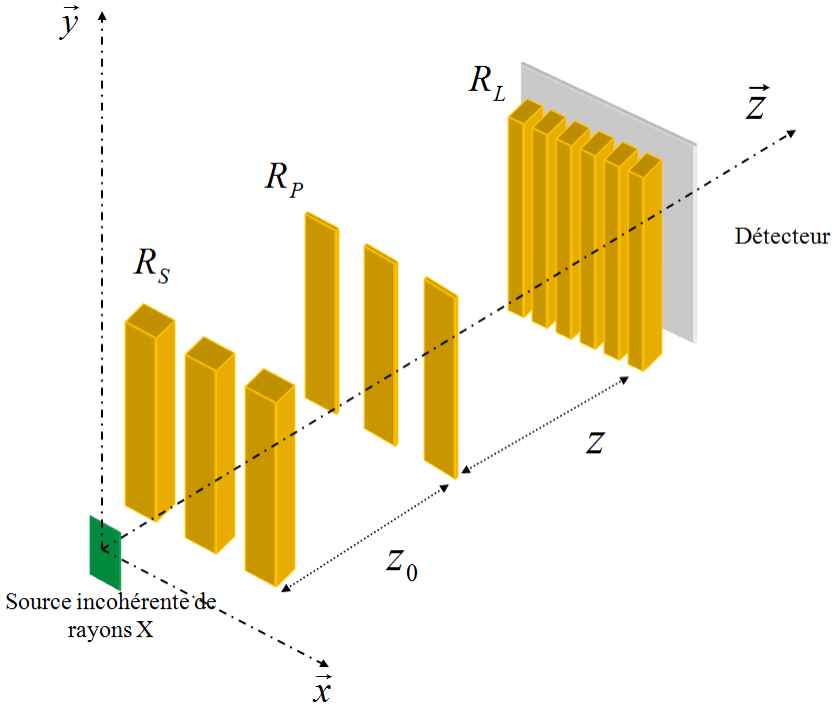


FIGURE 4.5 – Interféromètre à effet Talbot-Lau utilisant des réseaux périodiques mono dimensionnels. Le premier réseau, placé à une distance proche de la source, est une structure épaisse permettant de garantir suffisamment de cohérence partielle pour que l'interféromètre à effet Talbot fonctionne.

lecture R_L de pas égal à celui des franges créées par R_P : $a_0/2$. En général, pour des raisons de simplicité de production, on choisit pour le réseau R_S un pas $a_S = a_0$. Il faut ensuite adapter les distances z_0 et z pour que le dispositif fonctionne correctement, comme l'a montré Patorski [70].

L'interféromètre de Talbot-Lau à une dimension a donc permis d'obtenir les premières images de contraste de phase dans les rayons X à partir de sources industrielles standard. Ce montage à été utilisé pour la première fois par Franz Pfeiffer [71, 72, 73, 74, 75, 76] et les résultats qu'il a obtenu ont permis d'envisager des études sur l'homme. En effet, récemment, le professeur Momose a pu adapter un IAETL1D sur un système de radiographie médical et a pu faire des tests sur des volontaires au Japon [78]. Les images de contraste de phase obtenues ont permis de mettre en évidence des cartilages ainsi que des tendons qui sont invisibles en contraste d'absorption. Il s'agit du premier cas d'imagerie sur des êtres humains vivants.

4.2.3 Utilisation de réseaux courbés

Les interféromètres de Talbot et Talbot-Lau décrit dans les sections précédentes ont permis d'obtenir des images de phase de qualité, mais toujours sur des échantillons de taille restreinte, typiquement quelques centimètres au maximum. Dans le cas de l'utilisation d'une source collimatée, la raison en est simple : les faisceaux collimatés les plus larges font quelques centimètres de diamètre au maximum dans les rayons X, ce qui limite la taille des échantillons d'études. Et même si on pouvait produire des faisceaux collimatés très larges, on serait limité par la taille maximale des réseaux de l'interféromètre. En effet, il est aujourd'hui très délicat de faire des réseaux sur des dimensions plus grande que 10 cm. En utlisant une source ponctuelle divergente, et en utili-

sant le réseau près de la source, on pourrait arriver à mesurer la phase sur de gros échantillons. Cependant, le champ de vision des interféromètres de Talbot et Talbot-Lau est limité. En effet, l'utilisation d'un ou plusieurs réseaux épais empêche d'obtenir les franges d'interférences quand l'angle de l'onde incidente est supérieur à quelques degrés. Le champs du vue d'un interféromètre de Talbot-Lau est en réalité assez faible : même si il fonctionne avec une source divergente, il n'y a que la partie centrale de l'interférogramme qu'il produit qui est utilisable. C'est pour cela que l'interféromètre de Talbot-Lau à réseaux courbés a été inventé [79]. Il est présenté en Fig. 4.6. Revol a également comparé les contrastes obtenus avec un IAETL qui utilise des réseaux courbés avec un qui utilise des réseaux plans. Ces résultats, extraits de [79] sont illustrés en Fig. 4.7.

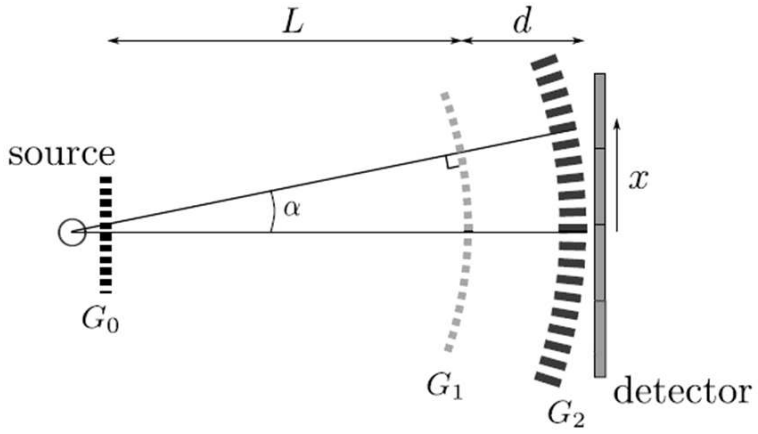


FIGURE 4.6 – Interféromètre à effet Talbot utilisant des réseaux courbés, permettant de mesurer d'augmenter le champs de vision de l'appareil. Image extraite de [79].

Le rayon de courbure des réseaux est adapté à la divergence de la source ce qui permet d'obtenir des franges contrastées dans des zones où elles étaient éteintes avec un IAETL classique. Il est clair que l'apport des réseaux courbés sur le champs de vision de l'interféromètre est conséquent. Ce dispositif a pu être implémenté récemment pour effectuer de la tomographie grand champ [80].

4.3 Interféromètres à effet Talbot à bi-dimensionnels (IAET2D)

Toutes les évolutions décrites dans la partie 4.2 concernent des systèmes qui utilisent des réseaux périodiques selon une dimension. Ils ne permettent donc de mesurer la dérivée de la phase que dans la direction de périodicité des réseaux. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3.2.4, pour pouvoir reconstruire la phase à partir de ses dérivées sans risquer de propager les erreurs de mesure pendant la reconstruction, il faut mesurer au moins deux composantes de la dérivée selon des directions non colinéaires. Ainsi, tous ces dispositifs obligent l'utilisateur à faire deux séries de mesures pour pouvoir reconstruire la phase des échantillons [81].

L'idée d'utiliser des réseaux bi-dimensionnels dans les IAET est apparue vers 2006 avec une idée du professeur Momose basée sur des réseaux capillaires hexagonaux [82]. Une étude préliminaire sur synchrotron a été réalisée mais les difficultés techniques d'obtenir des capillaires avec un pas régulier, ainsi que les problèmes de conditions aux limites dues au caractère hexagonal des capillaires, ont rendus l'expérience peu satisfaisante.

Ce n'est finalement qu'en 2010 que les premières réalisations pratiques d'IAET à structures bi-dimensionnelles sont apparues. En effet, réaliser des réseaux de lecture pour les IAET représente

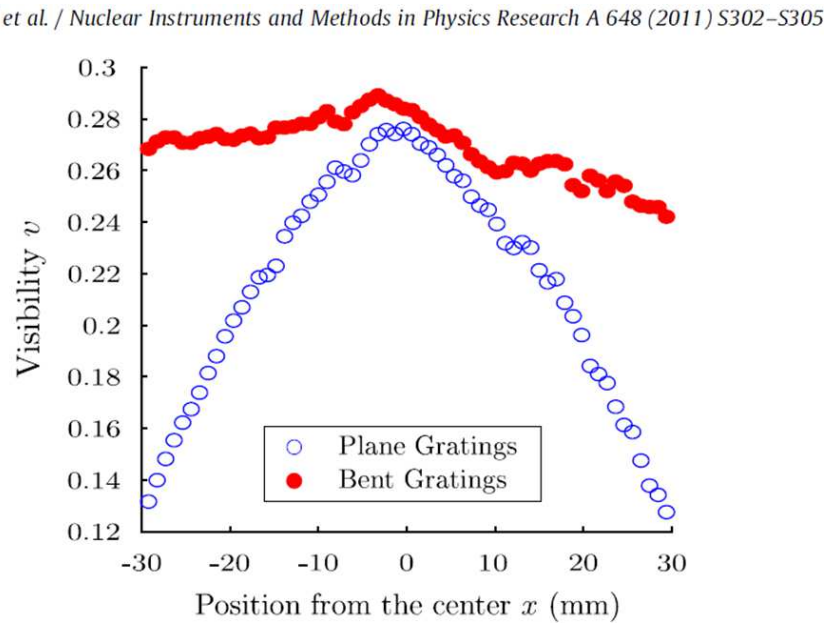


FIGURE 4.7 – Contraste des franges d'interférences versus champs de vision, dans le cas de réseaux plans (cercles bleus) et dans le cas de réseaux courbés, adaptés à la source (points rouges).

un défi technologique, même dans le cas mono-dimensionnel car ces réseaux doivent être composés de lignes opaques. Même en utilisant un matériau comme l'or, qui possède un grand numéro atomique et donc une bonne capacité à absorber les rayons X, l'épaisseur minimale nécessaire pour obtenir une absorption suffisante dans la bande des X-durs est de $30\mu m$. Or, comme nous l'avons expliqué dans la partie 4.2.1, le pas des réseaux de lecture utilisés dans les IAET sont de l'ordre de quelques microns. On se retrouve donc en présence de structures qui présentent un fort rapport d'aspect, comme cela est illustré dans la Fig. 4.8.

Si la barrière technologique nécessaire à la fabrication de ces structures a pu être franchie dans les années 2000 dans le cas mono-dimensionnel, il a fallu attendre les années 2010 pour que cela soit possible dans le cas bi-dimensionnel. Les expériences de Itoh [83] et Zanette [84] ont permis de montrer que l'utilisation de structures bi-dimensionnelles dans les IAET permet d'obtenir des reconstructions de phase plus fiables et plus rapides que dans le cas 1D. L'interféromètre utilisé par l'équipe de Zanette est décrit en Fig. 4.9.

Ce dispositif a permis de démontrer la possibilité d'adapter le principe de l'interféromètre à effet Talbot dans un cas bi-dimensionnel sur synchrotron. Mais seulement quelques expériences sur des tubes conventionnels ont été réalisées. En effet, la plupart des interféromètres de Talbot-Lau récents sont tous des dispositifs utilisant des réseaux périodiques selon une seule dimension [75, 76, 77]. La possibilité d'utiliser un Talbot-Lau à 2 dimensions a été envisagée en 2007 [85] et les premières expériences ont été réalisées en 2011 [86]. Mais ces expériences, bien qu'ayant fournies des images intéressantes, ont présenté des contraintes trop fortes pour une application dans l'imagerie médicale sur des êtres vivants. La fabrication d'un interféromètre de Talbot-Lau utilisant des réseaux courbés à deux dimensions est aujourd'hui impossible, bien que les avancées récentes obtenues sur des détecteurs microbolométriques en silicium laissent entrevoir des perspectives intéressantes [87].

L'utilisation d'un réseau de lecture soulève en fait de nombreux problèmes. Outre les contraintes technologiques de réalisation évoquées dans ce paragraphe, ce réseau impose des contraintes

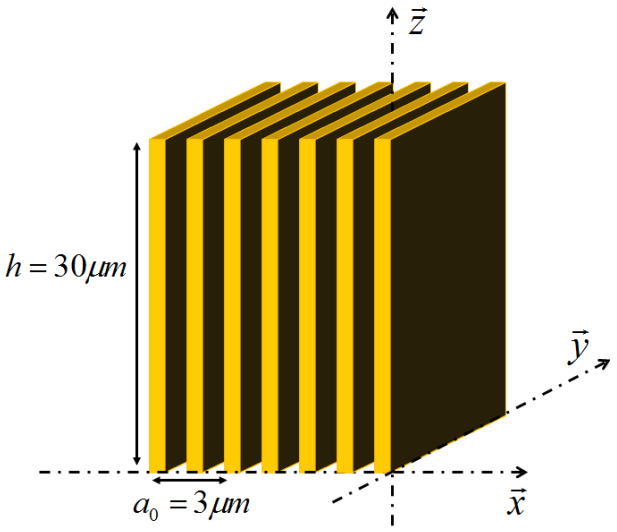


FIGURE 4.8 – Réseau de lecture typique utilisé dans un IAET1D : il s'agit d'une structure en or opaque dans les rayons X-durs. Son pas est de l'ordre de quelques microns pour répondre aux exigences des applications en imagerie médicale, son épaisseur est de $30\mu m$ pour pouvoir suffisamment atténuer les rayons X. On obtient donc une structure avec un fort rapport d'aspect.

d'utilisation qu'il convient d'évoquer clairement pour comprendre l'orientation de ma thèse. L'utilisation d'une ou deux structures épaisses va naturellement se ressentir sur la quantité de photons nécessaire à l'obtention des images. De plus, la méthode de "phase-stepping" évoquée dans la partie 4.2.1 pour retrouver les informations contenues dans les franges de Moiré aggrave ce phénomène, surtout dans le cas à 2D car il faut faire des scans dans les deux directions de périodicité du réseau. Enfin, le principe même de l'effet Talbot réduit l'intervalle des distances possible entre le réseau de phase et le réseau de lecture à des valeurs discrètes, et le contraste dans les interférogrammes peut chuter rapidement si cette distance est mal réglée.

C'est pourquoi d'autres équipes scientifiques ont mené des expériences qui utilise un seul réseau périodique. Ces expériences sont l'objet de la section suivante.

4.4 Les interféromètres à réseau unique

4.4.1 Masque de Hartmann dans les rayons X

Le masque de Hartmann est l'une des plus vieilles techniques permettant de mesurer les variations de phase d'un front d'onde incident. Inventé par Hartmann en 1880, il s'agit d'un réseau de transmission binaire composé de lignes opaques périodiques dont la taille a est suffisamment grande devant la longueur d'onde λ pour que le réseau fonctionne dans son régime d'optique géométrique. Il produit ainsi des faisceaux de lumière qui sont structurés. Les pinceaux issus des ouvertures du masque sont parallèles entre eux quand le front d'onde incident est plan et sont défléchis quand le front d'onde est aberrant. En enregistrant la figure d'éclairement produite par le faisceau seul et en la comparant avec celle obtenue avec un échantillon sur son trajet, on peut mesurer la déflection du faisceau introduite par l'objet. Ceci est expliqué dans la Fig. 4.10.

L'angle de déflection θ vaut $\theta = \tan^{-1}(s/z)$, où z est la distance entre le masque et le plan d'observation, et s la valeur du décalage entre les faisceaux avec et sans objet, mesuré au niveau du plan d'observation. Or, on peut montrer [88] que $\theta(x) = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\partial\phi(x)}{\partial x}$. Ainsi, en mesurant

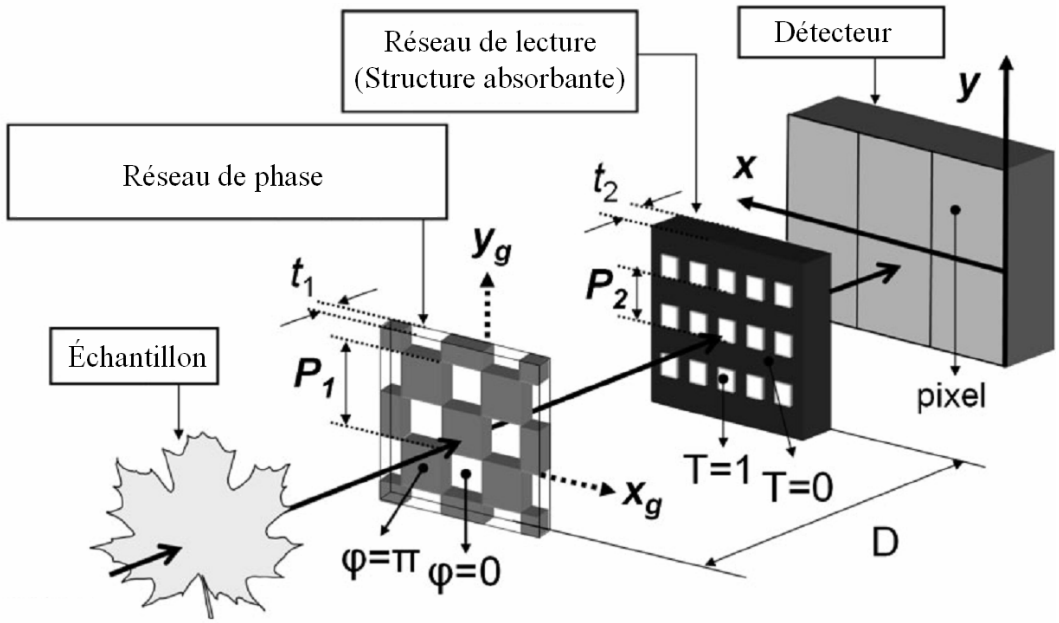


FIGURE 4.9 – Interféromètre à effet Talbot utilisant des réseaux bi-dimensionnels, permettant de mesurer les dérivées dans les 2 directions de périodicité du réseau en une seule acquisition. Cette figure est extraite de [84]

la déflection s introduite par l'objet, on peut remontrer à la dérivée de sa phase. Ce principe s'applique également dans le cas où le réseau utilisé est 2D-périodique. Le masque de Hartmann 2D-périodique est une grille composée d'ouvertures carrées réparties périodiquement selon x et y, et permet donc de mesurer $\partial\phi(x,y)/\partial x$ et $\partial\phi(x,y)/\partial y$.

Le simplicité de la technique a permis des implémentations de masques de Hartmann 1D-périodiques [88] et 2D-périodiques [89] sur synchrotron, mais aussi sur des tubes rayons X industriels [90]. Ceci vient du fait que pour fonctionner, il faut que le pas du réseau utilisé comme masque de Hartmann soit suffisamment grand devant la longueur d'onde pour que l'approximation de l'optique géométrique soit vrai. Typiquement, les grilles utilisées par Kaye Morgan [88, 89] ont un pas d'environ $30\mu m$ et produisent donc des figures d'intensité dont le pas est aussi de $30\mu m$. Une telle figure d'éclairement peut être résolue par un détecteur de rayons X haute résolution sans besoin d'utiliser un réseau de lecture. Un autre avantage du masque de Hartmann est son rapport d'aspect : il faut que son pas soit de $30\mu m$ pour éviter les effets de diffraction, et il faut que son épaisseur soit de $30\mu m$ pour atténuer suffisamment les rayons X. On se retrouve donc avec une structure dont le rapport d'aspect est autour de 1, et qui est donc relativement facile à produire. L'inconvénient majeur de cette méthode est sa limite en terme de résolution spatiale. Celle-ci correspond au moment où l'on ne peut plus dissocier la tache lumineuse produite par un faisceau seul de celle produite par un faisceau après introduction de l'échantillon. Cette limite est donc atteinte si le décalage $s < 2a$. Plus a est faible, meilleure sera la limite de résolution, mais on ne peut pas réduire trop la valeur de a sous peine de perdre l'approximation de l'optique géométrique. Sachant que $s = z\tan(\theta)$, on peut toujours augmenter la valeur de la distance d'observation z pour ajuster la sensibilité, mais cela revient à augmenter l'encombrement du système, ce qui n'est pas toujours possible dans les applications industrielles.

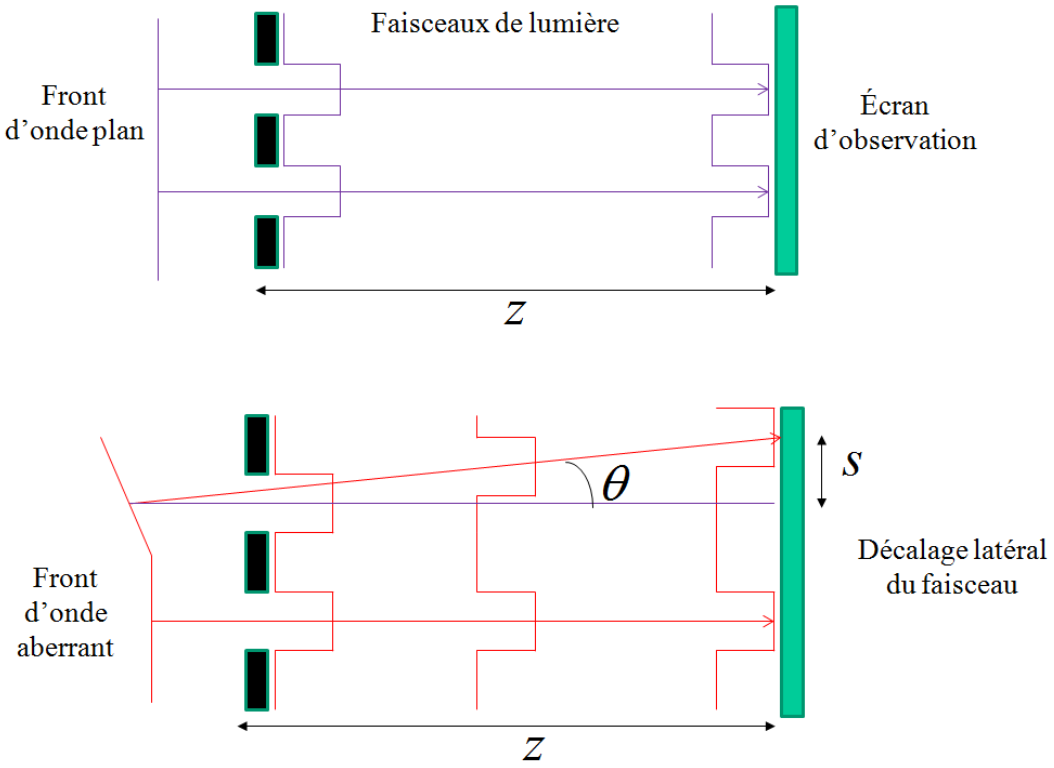


FIGURE 4.10 – Principe du masque de Hartmann : les ouvertures carrées sont suffisamment grandes devant la longueur d'onde pour créer des faisceaux de lumières non-diffractants. Les faisceaux sont parallèles quand le front d'onde incident est plan et sont déviés quand le front d'onde est aberrant, comme après un passage à travers un échantillon par exemple. La mesure de la déviation des faisceaux permet de remonter à la dérivée de la phase. $\theta(x) = \tan^{-1}(s/z)$

.

4.4.2 Le réseau de phase pure seul et déctection indirecte

Résumons un peu les points clés de cette étude des différents interféromètres à réseaux pour mesurer le contraste de phase dans les rayons X. Pour ne pas être limité par la résolution spatiale, il faut utiliser un réseau avec un pas faible. Mais la construction de réseaux d'absorption de pas faible est très délicate en raison du fort rapport d'aspect nécessaire. Cependant, si le réseau possède un pas faible, le pas du système d'interférences qu'il va générer sera faible également, trop faible pour être résolu directement par un détecteur de rayons X. C'est pour cela que la plupart des équipes utilisent un second réseau de transmission qui transforme les franges produites par le réseau de phase en franges de Moiré analysables directement par un détecteur. Pourtant, une autre solution existe pour ne pas avoir à utiliser un réseau de lecture : la détection indirecte. Son principe est le suivant : un composée chimique appelé scintillateur convertit les photons X en photons visibles, un objectif de microscope collecte les franges d'interférences dans le plan de ce scintillateur afin de les grossir et un détecteur visible les enregistre (plus de détails sont donnés dans la suite de ce manuscrit car il s'agit de la méthode que j'ai utilisée pendant ma thèse également).

Cette technique a été utilisé pour la première fois dans l'imagerie de phase en 2007 par Takeda [91]. Il a utilisé un réseau de phase binaire 1D-périodique illuminé par une onde plane

monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 0,07nm$, produisant un système de franges dont le pas était de $2\mu m$. En plaçant un système de détection indirecte à une distance de Talbot fractionnaire du réseau, il a pu obtenir des images de contraste de phase ainsi qu'une image tomographique d'un polymère, dont la résolution spatiale était de quelques microns.

L'inconvénient de cette technique est qu'elle repose sur l'effet Talbot et qu'elle est donc sensible à la position du détecteur par rapport au réseau et monochromatique.

L'interféromètre développé pendant ma thèse et décrit dans ce manuscrit est inspiré de l'expérience de Takeda. Il n'est composé que d'un unique réseau de phase pure, mais 2D-périodique et s'appuie sur un effet particulier appelé effet panchromatique [44].

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les différentes techniques permettant d'obtenir des images par contraste de phase dans les rayons X. Nous avons vu que les techniques utilisant des réseaux sont les plus susceptibles de permettre un jour une utilisation industrielle du contraste de phase dans les rayons X. Les dispositifs à réseaux les plus utilisés sont les interféromètres à effet Talbot et ses évolutions, qui nécessitent l'emploi d'un réseau de phase, et d'un ou deux réseaux de transmission. L'un de ces réseaux de transmission est utilisé pour lire les franges produites par le réseau de phase, trop petites pour être détectées directement par un capteur de rayons X. Mais l'utilisation de ce réseau pose des problèmes d'utilisation qui sont très limitants pour le transfert vers l'industrie. C'est pour cela que certaines techniques basées sur l'utilisation d'un unique réseau commencent à émerger. Les techniques utilisant des réseaux d'absorption comme le masque de Hartmann ont produit des résultats intéressants, mais le pas minimal possible pour ces réseaux est trop grand et limite la résolution spatiale de ces méthodes. Une technique utilisant un unique réseau de phase pure 1D-périodique dans son régime de Talbot et un système de détection indirecte a été envisagé. La suite de cette thèse va s'appuyer sur ces travaux pour créer un interféromètre n'utilisant qu'un unique réseau de phase 2D-périodique mais ne reposant pas sur l'effet Talbot.

Chapitre 5

L'interféromètre à réseau de phase unique (SPGI)

Sommaire

5.1 L'interféromètre monté au synchrotron SOLEIL 56
5.1.1 La ligne de lumière "Métrologie" du synchrotron SOLEIL 56
5.1.2 Le réseau de phase 59
5.1.3 Le bloc de détection indirecte 63
5.2 Validation théorique du SPGI 66
5.2.1 Transmittance d'un damier de phase binaire 2D-périodique 66
5.2.2 Propagation de l'éclairement après un damier de phase binaire éclairé par une onde monochromatique 69
5.2.3 Influence d'un éclairage polychromatique : apparition d'un régime panchromatique 72
5.2.4 Influence d'un front d'onde sphérique 76
5.2.5 Influence de la coherence spatiale de la source 77
5.2.6 Influence du filtrage lié aux différents éléments de l'interféromètre . . . 79
5.3 Validation expérimentale du SPGI au synchrotron SOLEIL 80
5.3.1 Mesure Expérimentale de la FTM de l'interféromètre 80
5.3.2 Démonstration expérimentale de l'existence du régime panchromatique . 84
5.4 Conclusion 85

Ce cinquième chapitre présente l'interféromètre à contraste de phase que nous avons développé pendant cette thèse sur la ligne "Métrologie" du synchrotron SOLEIL. Le principal objectif était de créer un système simple et compatible avec les exigences de l'industrie de l'imagerie en rayons X. Celui-ci sera donc composé d'un unique réseau de phase, d'un système de détection indirecte et d'une source large spectralement. Ce dispositif sera baptisé *Single Phase Grating Interferometer* ou SPGI. Nous allons montrer que sous certaines conditions, un SPGI peut être une approximation suffisante de l'Interféromètre à Décalage Quadri-Latéral décrit dans la section 3.3.2 et ainsi créer des figures d'interférences achromatiques, invariantes par propagation et de profil transverse sinusoïdal. La première section de ce chapitre est consacrée à la description de la ligne de lumière utilisée au synchrotron et des différents composants de l'interféromètre. La seconde section est une étude théorique de la propagation après notre réseau, appuyée par des simulations numériques, qui va permettre d'expliquer le principe de fonctionnement de l'interféromètre, mais aussi d'évaluer les limitations dues à chacun de ses composants. Enfin, la troisième et dernière section sera consacrée à la validation expérimentale du SPGI.

5.1 L'interféromètre monté au synchrotron SOLEIL

Le SPGI que nous avons conçu pour l'imagerie en rayons X est composé de trois éléments : une source de lumière X large spectralement, un damier de phase binaire 2D-périodique et un bloc de détection indirecte. Un schéma global de ce dispositif est représenté en Fig. 5.1. Chacun de ses composants sera présenté dans cette section.

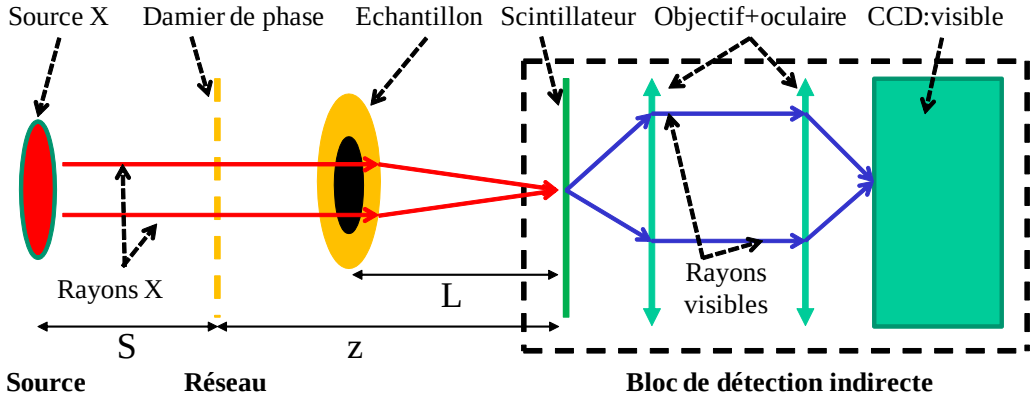


FIGURE 5.1 – L'interféromètre à réseau de phase unique ou SPGI. Il est composé d'une source de rayons X large spectralement, d'un réseau de phase binaire en forme de damier et d'un bloc de détection indirecte lui-même composé d'un scintillateur qui convertit les photons X en photons visibles, d'un objectif de microscope mis au point sur le plan du scintillateur, d'un oculaire et d'un détecteur CCD matriciel visible haute sensibilité.

5.1.1 La ligne de lumière "Métrologie" du synchrotron SOLEIL

Le SPGI a été implémenté sur la ligne "Métrologie" du synchrotron SOLEIL. Le rayonnement synchrotron est un rayonnement électromagnétique issu de l'accéleration de particules relativistes chargées [92]. Il fut observé pour la première fois en 1947 dans un accélérateur de particules, mais était un rayonnement non désiré dans l'expérience. Les premières machines dédiées à la production de rayonnement synchrotron furent créées en 1970. Le paragraphe suivant donne quelques notions base sur le rayonnement synchrotron nécessaires à la compréhension de cette thèse, pour plus de détails le lecteur peut se reporter à des articles scientifiques spécialisés comme celui de Als-Nielsen et MacMorrow [93].

Le synchrotron SOLEIL est un accélérateur de troisième génération constitué de trois éléments principaux. Le premier est un injecteur, qui est en fait un petit accélérateur linéaire de particules, dont le rôle est de préparer des électrons à basse énergie. Le second est un anneau magnétique de stockage, qui maintient les électrons dans une trajectoire circulaire. Le dernier élément est en fait une multitude de cavités accélératrices destinées à augmenter l'énergie des électrons. Ils sont maintenus dans un vide particulièrement poussé à l'intérieur d'un tube torique. En raison de leur faible masse, l'accélération causée par la courbure de la trajectoire des électrons génère une onde électromagnétique que l'on nomme rayonnement synchrotron. L'anneau de stockage n'est pas circulaire ; il est en fait constitué d'une multitude de segments rectilignes, reliés par des aimants de courbures. Ce sont des électro-aimants générant un champ magnétique de $1,72T$ orientés perpendiculairement à la trajectoire des électrons. Le champ dévie les particules et les aligne dans l'axe du segment suivant. La trajectoire des électrons dans l'anneau est donc

un polygone de forme quasi-circulaire. Dans cet anneau, leur énergie est maintenue à $2,45GeV$. C'est au niveau des aimants de courbure qu'est émis le rayonnement synchrotron. Il s'agit d'un rayonnement polychromatique de spectre large pouvant s'étendre de l'infrarouge lointain jusqu'aux rayons X durs et qui est émis tangentiellement à la trajectoire des particules. A cause des effets relativistes, l'ouverture angulaire du faisceau de lumière est extrêmement faible (de l'ordre du milliradian). Ce faisceau est ensuite envoyé dans les lignes de lumière où des éléments optiques vont permettre de sélectionner la gamme de longueur d'onde souhaitée pour les expériences. Un schéma de principe du synchrotron est présenté en Fig. 5.2.

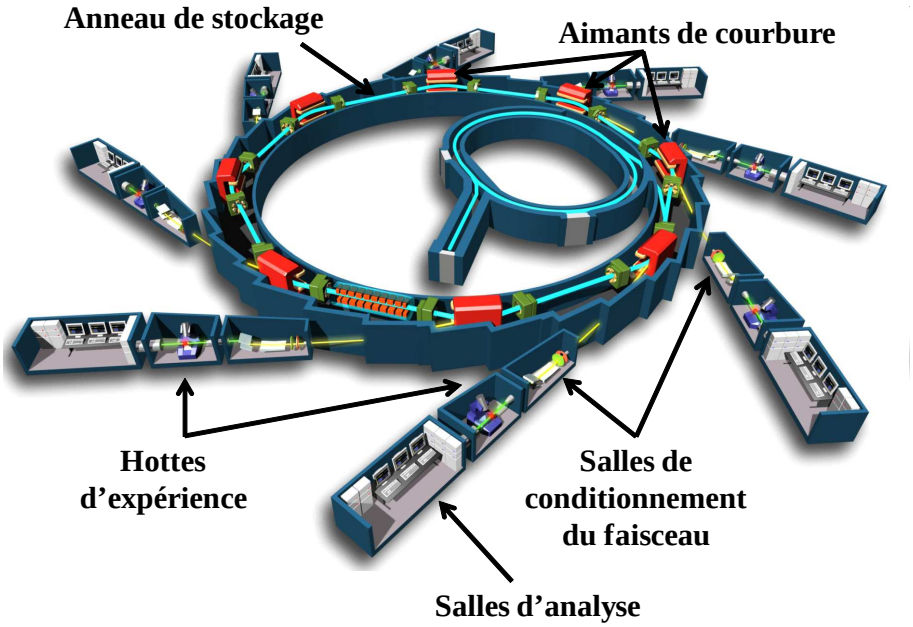


FIGURE 5.2 – Schéma de principe du synchrotron

Sur les synchrotrons de troisième génération comme le SOLEIL, des éléments d'insertion sont utilisés pour obtenir des faisceaux plus intenses. Ce sont des aimants situés au milieu des segments d'anneau. Il en existe de deux types : les *wigglers* ou tortilleurs et les ondulateurs. Les deux fournissent un champ magnétique alternatif qui permet aux électrons de subir des accélérations successives et donc de créer un rayonnement plus intense que celui d'un aimant de courbure. Les lignes de lumière situées au niveau de ces éléments d'insertion travaillent donc avec des faisceaux très intenses.

C'est le cas de la ligne "Métrologie" qui se situe au niveau d'un ondulateur, et qui est la ligne sur laquelle le SPGI a été monté. Ainsi, la source que nous avons utilisé correspondra à la section de faisceau acccélérée par l'ondulateur. Si on appelle z la direction de propagation du rayonnement, alors la section de faisceau qui émet est contenue dans le plan (x, y) transverse à z. Mourad Idir et Pascal Mercère [94] ont montré que la source de lumière ainsi créée possède un profil Gaussien dans les directions deux directions x et y, dont les largeurs à mi-hauteur valent $140\mu m$ selon x et $60\mu m$ selon y. La section émettrice est située à une distance $S = 31m$ (S est définie en Fig. 5.1) de la position du réseau dans la ligne de lumière. Le faisceau de rayons X issu de l'ondulateur est guidé jusqu'à une salle d'expérience appelée hotte par des chambres sous vide qui permettent d'introduire des éléments pouvant modifier la forme et la taille du faisceau (fentes opaques) ou son spectre (monochromateurs). Une photo de la hotte de la ligne

"Métrologie" avec vue sur la dernière chambre sous vide est présentée en Fig. 5.3. Le spectre émis par l'ondulateur du synchrotron SOLEIL est donné en Fig. 5.4. Le calcul ne tient pas compte de la présence d'éléments filtrants sur le trajet du faisceau. On voit que le spectre est maximum pour une longueur d'onde de $0,165nm$, ce qui correspond à des photons dont l'énergie vaut $7,5keV$.

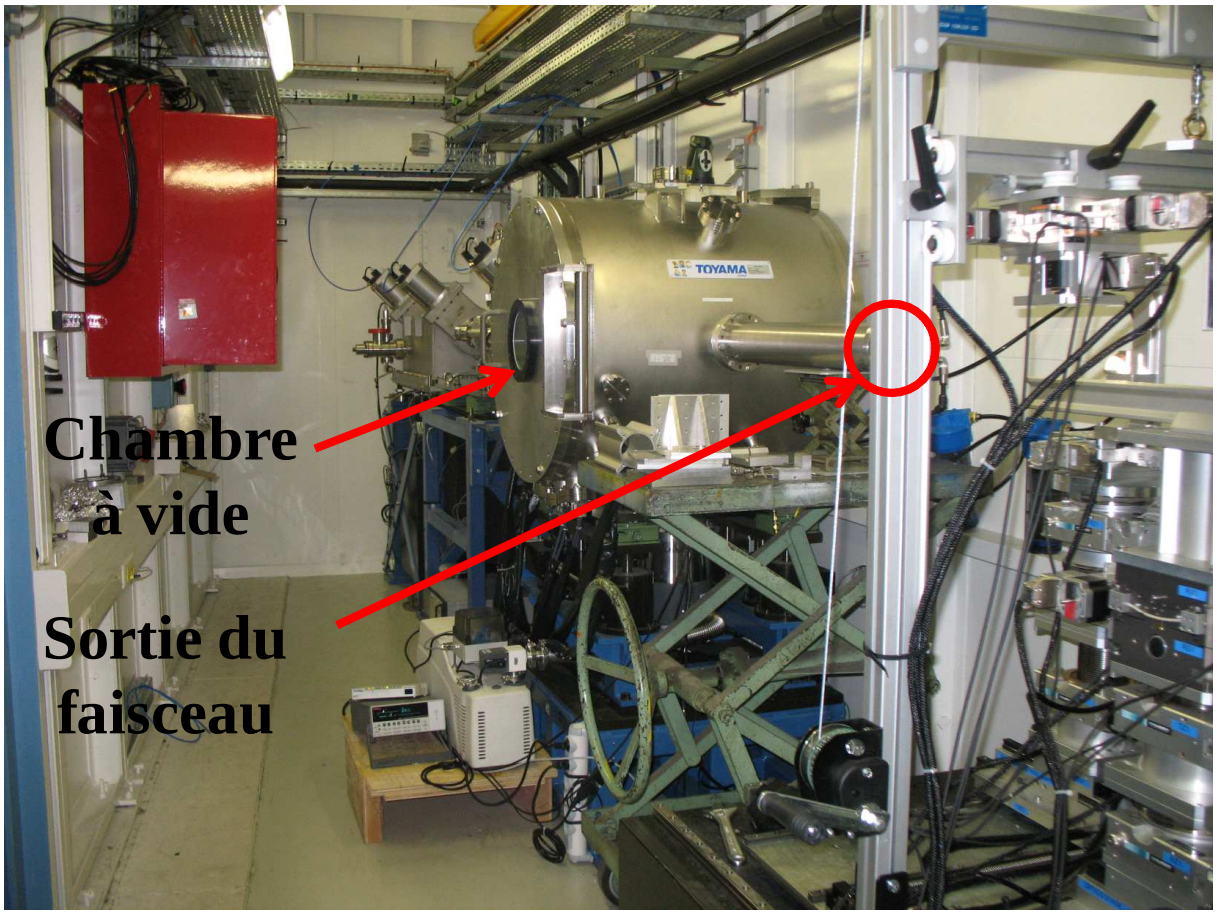


FIGURE 5.3 – Hotte de la ligne "Métrologie" au synchrotron SOLEIL. La dernière chambre à vide d'où sort le faisceau est visible.

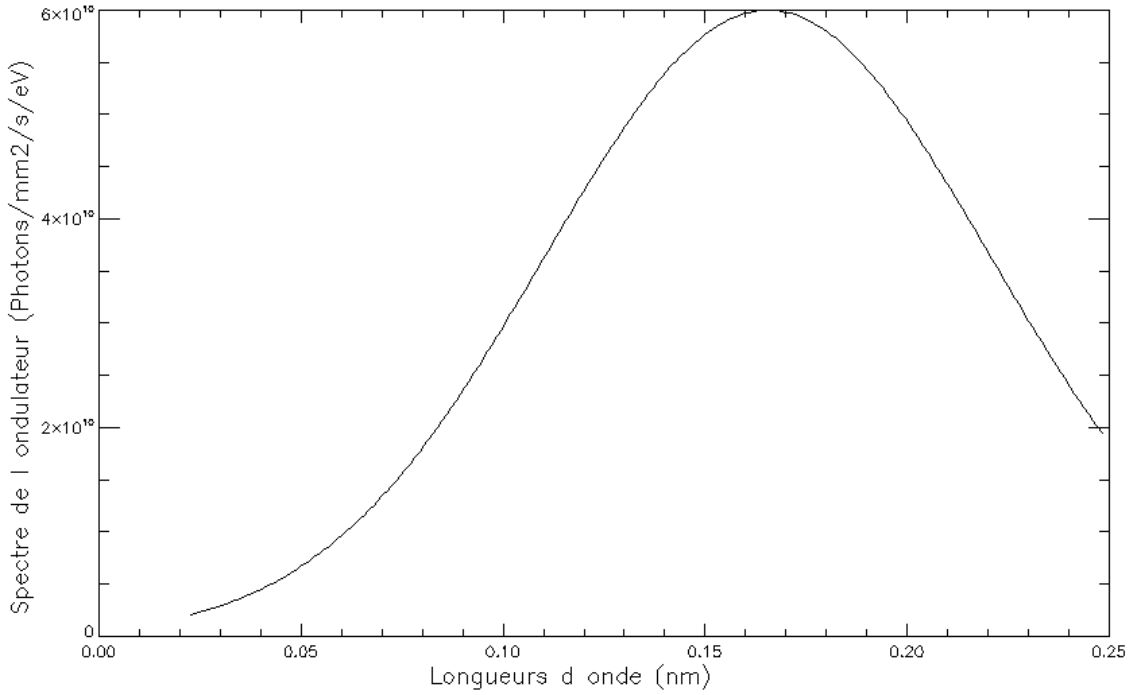


FIGURE 5.4 – Spectre émis par le faisceau d'électrons accélérés par l'ondulateur du synchrotron SOLEIL, calculé sans tenir compte de la présence d'éléments filtrants.

5.1.2 Le réseau de phase

Le réseau utilisé dans notre interféromètre est un réseau binaire 2D-périodique en forme de damier constitué de plots d'or carrés de $3\mu m \times 3\mu m \times 3\mu m$. Ces plots génèrent un déphasage de π pour des photons de $14,1KeV$ soit $0,088nm$. Une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de ce réseau est représentée en Fig. 5.5, ainsi qu'un schéma représentant une vue en coupe dans les plans (x,z) ou (y,z).

Ce réseau a été fabriqué dans les salles blanches du Laboratoire de Photonique et Nanostructures du CNRS par Gregory Vincent, Christophe Roblin et Laurence Ferlazzo. Pour cela, ils ont utilisé deux techniques : la croissance électrolythique et la lithographie UV. Le procédé de fabrication est composé de plusieurs étapes que l'on va rapidement décrire et qui sont illustrées dans la Fig. 5.6.

Tout d'abord, on sélectionne un substrat, en l'occurence une plaque de silicium polie sur ses deux faces de $300\mu m$ d'épaisseur. Sur ce substrat est déposé par évaporation une couche mince de $100nm$ d'or, qui va servir de conducteur pour la croissance électrolythique. Dans un second temps, nous enduisons cette fine couche d'or par une résine photosensible, à l'aide d'une tournette. Cette résine doit répondre à deux critères : contenir un électrolythe pour être compatible avec les procédés de croissance, et être compatible avec les épaisseurs d'or à faire croître ($3\mu m$). La résine choisie est le AZ 15nXT de Microchemicals, permettant d'atteindre des épaisseurs de plusieurs microns. Le motif du damier de phase est ensuite défini dans la résine grâce à une insolation de rayons UV ou lithographie UV, à l'aide d'un masque de chrome à la géométrie voulue que l'on a fabriqué au préalable. Afin de s'assurer que la fine couche d'or n'est plus masquée par de la résine dans les zones attaquées par les UV, on trempe l'échantillon dans un bain de AZ 326MIF, puis on lui fait subir une gravure plasma. L'échantillon, maintenant prêt

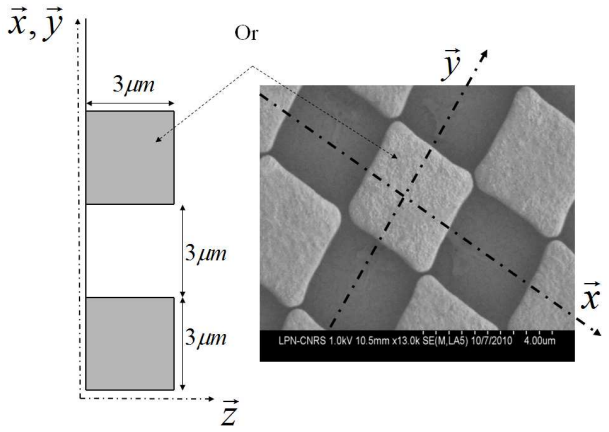


FIGURE 5.5 – Schéma et image prise au MEB du réseau de phase binaire utilisé dans notre interféromètre.

pour la croissance électrolythique, est trempé dans un bain contenant des ions d'or en solution chauffé à 50 degrés Celcius. L'objet se trouve entre deux électrodes et le début de la croissance est marqué par l'apparition d'un courant quand une différence de potentiel est appliquée aux électrodes. Les électrons apportés au circuit par le générateur réagissent avec les ions contenus dans la solution par oxydo-réduction et des atomes d'or peuvent ainsi croître sur les parties de l'échantillon non-masquées par la résine. Pour notre réseau, des plots de $3\mu m$ d'or ont pu être obtenus après avoir maintenu pendant 3 minutes une différence de potentiel de $0,7V$ et un courant de $8mA$. La dernière étape consiste à retirer la résine en utilisant un solvant spécial appelé "KwikStrip Remover" dans le commerce, et en complétant par une gravure plasma.

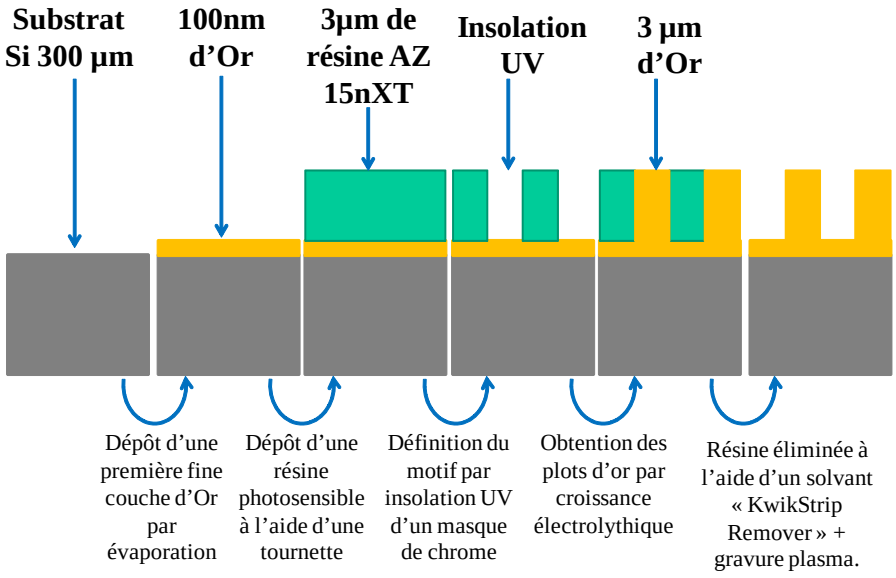


FIGURE 5.6 – Fabrication du réseau par croissance électrolythique et lithographie UV.

L'image prise au MEB permet de vérifier que la régularité de la forme carrée des plots d'or est bien respectée sur tout le réseau. Une mesure effectuée au profilomètre optique a permis de vérifier que la hauteur des plots d'or est régulière sur toute la zone du réseau. Le résultat de

cette mesure est donné en Fig. 5.7.

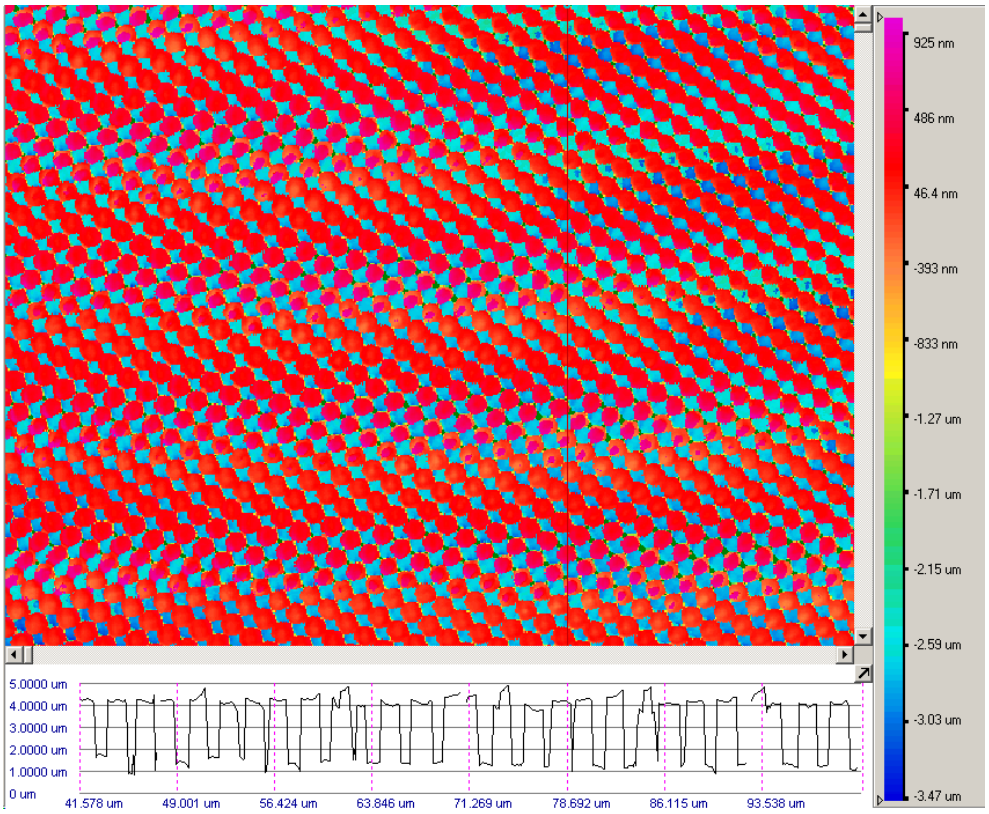


FIGURE 5.7 – Mesure de la hauteur des plots du réseau de phase effectuée au profilomètre optique.

Grâce à cette mesure, on peut voir que la hauteur de $3\mu m$ est en moyenne bien respectée : la moyenne de l'écart par rapport à ces $3\mu m$ est de $300nm$ sur toute l'image.

On obtient donc une structure composée de plots d'or cubiques de $3\mu m$ de côté, posés sur une couche de $100nm$ d'or, elle-même posée sur un substrat de $300\mu m$ de silicium. L'ensemble est monté sur un quart de wafer où plusieurs essais de croissance électrolythique on été réalisés, comme on peut le voir sur la Fig. 5.8. Toutes ces zones ont été examinées au MEB et au profilomètre optique, et la zone la plus homogéne en terme de forme et de hauteur de plots a été retenue comme le réseau à utiliser pour les expériences. Cette zone est délimitée par un cercle noir au niveau du wafer sur la Fig. 5.8. Comme on peut le voir sur cette photographie, le wafer est partiellement rayé en raison des nombreuses manipulations faites sur lui. Nous avons donc créé un support de protection qui est représenté en Fig. 5.9.

La couche fine d'or, ainsi que le substrat, vont jouer un rôle de filtre spectral pour le faisceau issu de l'ondulateur. On peut aussi ajouter à la liste des filtres de l'expérience, la couche de $150\mu m$ de CVD-diamant présente à la sortie de la chambre à vide de la hotte, ainsi que les $1,2m$ d'air présents entre la chambre à vide et le système de détection indirecte. Ces différents filtres vont réduire le nombre de photons incidents du faisceau, mais également déplacer le pic de son spectre vers les courtes longueurs d'onde (hautes énergies) car la fenêtre de CVD a tendance à couper toutes les énergies inférieures à $7,5keV$. Le spectre résultant de tous ces filtrages est piqué sur une énergie de $15,5keV$ (soit $0,08nm$) comme le montre la Fig. 5.10. De plus, le flux photonique pour ce pic est environ 100 fois plus faible que celui du pic correspondant au faisceau en sortie de l'ondulateur sans filtrage.

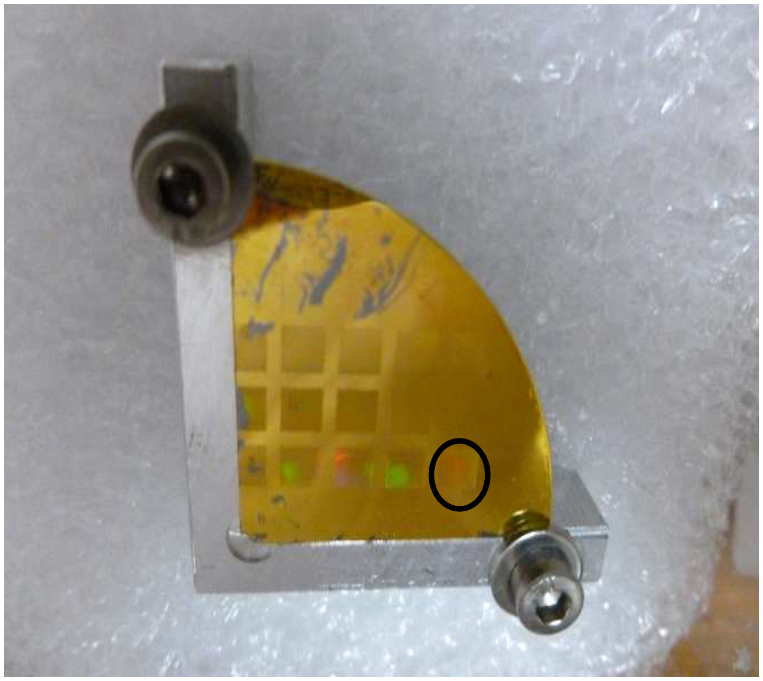


FIGURE 5.8 – Wafer sur lequel a été gravé le réseau de phase utilisé dans toutes nos expériences. Plusieurs zones ont servi de test, la zone cerclée en noir est celle contenant le meilleur réseau.

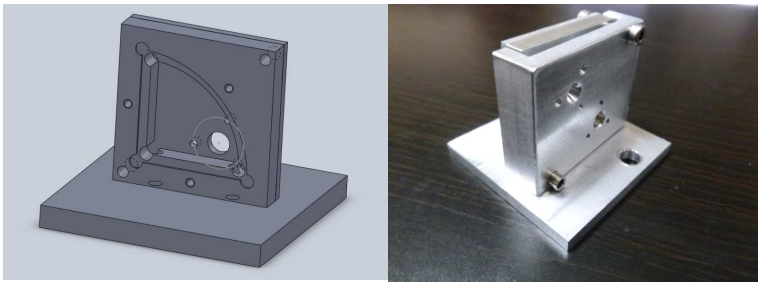


FIGURE 5.9 – Dessin sous SolidWorks et photographie du support de protection du réseau.

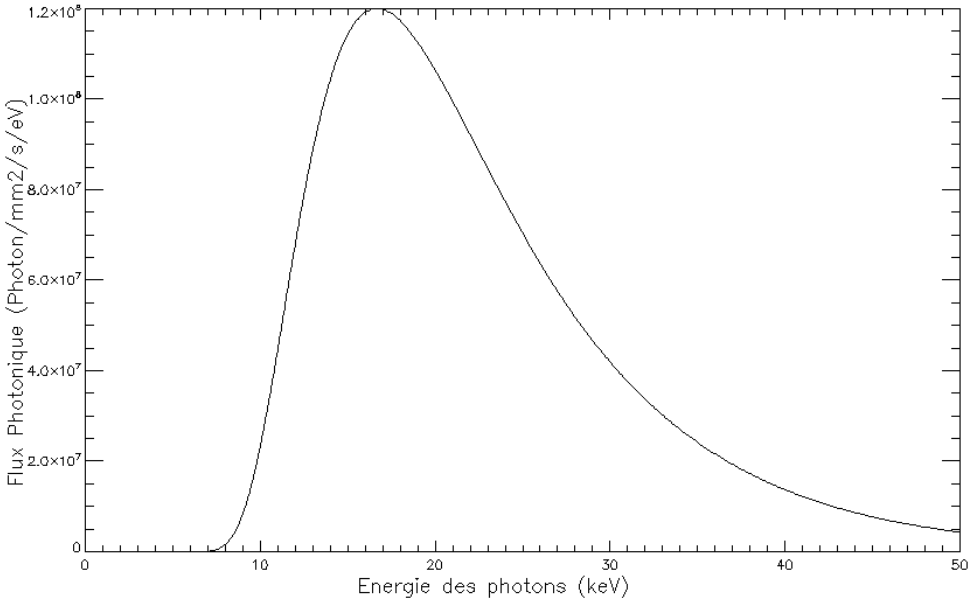


FIGURE 5.10 – Spectre de rayons X de la ligne "Métrologie" tenant compte des différents éléments filtrants présents entre l'ondulateur et le système de déctection indirecte.

5.1.3 Le bloc de détection indirecte

Le bloc de détection indirecte va servir à enregistrer les franges d'interférence créées par le réseau de phase. Comme cela est schématisé dans la Fig. 5.1, il est composé d'un scintillateur, dont le rôle est de convertir les photons du faisceau de rayons X en photons du domaine visible, d'un objectif de microscope et d'un oculaire monté dans un tube et enfin d'une caméra CCD adapté au rayonnement visible. La photographie Fig. 5.11 montre ce dospositif expérimental implémenté dans la hotte de la ligne de lumière.

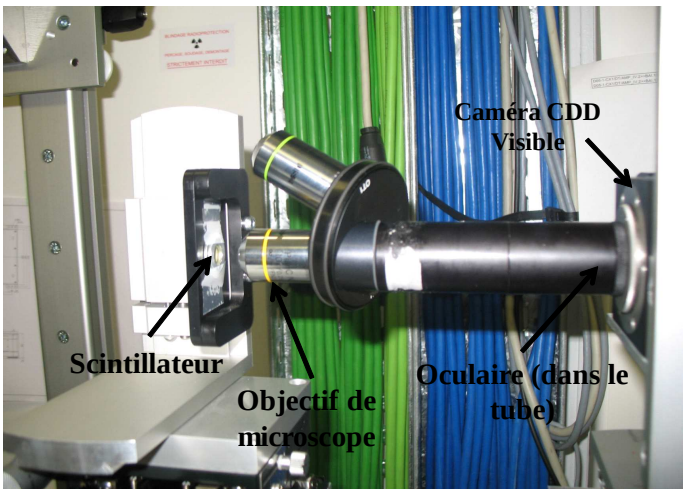


FIGURE 5.11 – Système de détection indirecte

Scintillateur

Le scintillateur est un cristal d'Yttrium Aluminium Garnet (YAG) doppé au cérium (Ce) dont l'épaisseur est de $25\mu m$. Il convertit tous les photons X impactants en photons visibles à la longueur d'onde de $550nm$. Malheureusement, ce composant n'est pas parfait et il ne convertit pas tous les rayons X avec la même efficacité. Il possède une fonction de transfert qui va elle aussi impacter sur le spectre du faisceau. Ceci est important à prendre en compte sachant que l'on propose un interféromètre utilisant tout le spectre d'une source polychromatique. Le spectre final, tenant compte des paramètres la source et de l'ondulateur de la ligne "Métrologie", des différents éléments filtrants se trouvant sur le trajet du faisceau et de la fonction de transfert du scintillateur, se trouve en Fig. 5.12.

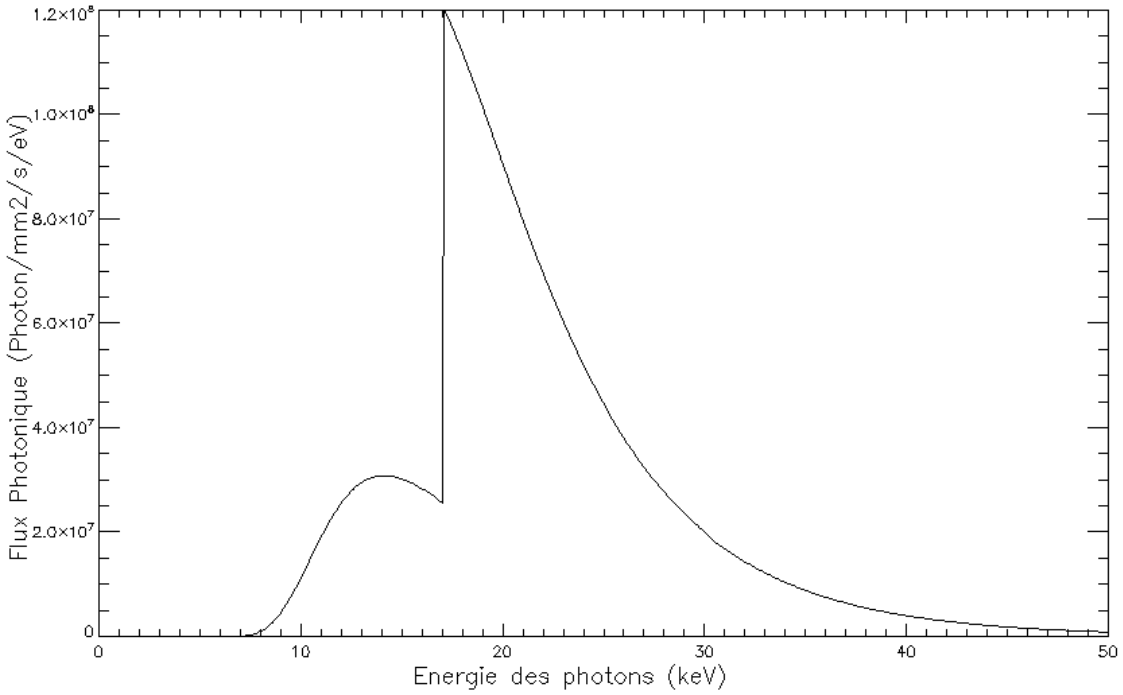


FIGURE 5.12 – Spectre final utilisé au cours de nos expériences sur la ligne "Métrologie" du synchrotron SOLEIL.

L'impact du scintillateur se voit sur la forme finale du spectre. La forme Gaussienne que l'on avait sans le scintillateur est à peu près conservée mais est rognée pour les énergies allant de $7,5keV$ à $17,5keV$. Le maximum spectral est miantenant atteint pour des photons de $17,5keV$. Globalement, le scintillateur réduit encore la valeur du flux photonique pour chaque énergie, mais reste suffisant pour nos expériences, comme nous le montreront par la suite. On considèrera pour la suite que ce spectre est équivalent à un spectre Gaussien centré sur $17,5keV$ $(0,07nm)$ et de largeur spectrale $\Delta E = 20keV$, correspondant à une largeur en longueur d'onde de $\Delta\lambda = 0,081nm$.

Système de reprise

Le système de reprise de lumière est constitué d'un objectif de microscope et d'un tube directement vissé sur la caméra CCD visible dans lequel est contenu un oculaire. L'objectif utilisé est

un Olympus PLCN UIS 2 de grossissement ($\times 10$) et d'ouverture numérique $ON = 0,25$. L'oculaire contenu dans le tube est une lentille de longueur focale mal connue. Ainsi, nous avons mesuré expérimentalement le grossissement global de l'ensemble constitué de l'objectif et de l'oculaire. Pour cela, nous avons utilisé une mire de pas micronique connu avec une grande précision et nous avons évalué le pas en nombre de pixels sur la caméra. La taille, sans grossissement, d'un pixel de caméra est une donnée constructeur connue également avec une grande précision. Nous en avons déduit que le grossissement global G du dispositif de reprise est de $5,9$.

Caméra CCD

La caméra CCD visible utilisée au cours de nos expériences est une PCO2000 fabriquée en Allemagne [95]. Elle est illustrée en Fig. 5.13, et ses caractéristiques principales sont listées dans le tableau ci-dessous.

Quelques éléments de la Fiche Technique de la PCO2000		
Donnée	Unité	Valeur
Dimensions $(H \times V \times P)$	$mm \times mm \times mm$	$84 \times 66 \times 175$
Masse	kg	$1,8$
Résolution $(H \times V)$	$pixels$	2048×2048
Taille Pixel $(H \times V)$	$\mu m \times \mu m$	$7,4 \times 7,4$
Taille senseur $(H \times V)$	$mm \times mm$	$15,2 \times 15,2$
Dynamique	$bits$	14
Fréquence d'affichage des images	fps	$14,7$

FIGURE 5.13 – Caméra CCD PCO 2000.

Toutefois, puisque cette caméra est utilisée avec un dispositif introduisant un grossissement G, la taille de pixel effectif au niveau du scintillateur est de $1,26\mu m \times 1,26\mu m$.

5.2 Validation théorique du SPGI

Nous voulons montrer dans cette section qu'un réseau de phase peut être considéré comme une approximation binaire d'un IDQL. Pour cela, nous allons calculer analytiquement l'intensité propagée après un réseau de phase binaire et montrer que dans certains cas, il peut être achromatique, invariant par propagation et de profil transverse sinusoïdal. Des simulations numériques viendront appuyer les résultats théoriques.

5.2.1 Transmittance d'un damier de phase binaire 2D-périodique

Le réseau étudié théoriquement dans ce chapitre est un damier de phase binaire. Sa transmittance complexe $t_\lambda(x, y)$ est de module égal à 1 en tout point $M(x, y)$ du réseau, mais introduit un déphasage périodique sous forme d'un créneau de 0 à π dans les directions x et y, comme cela est illustré dans la Fig. 5.1. Le déphasage introduit par les dames du réseau est bien évidemment dépendant de la longueur d'onde utilisée pour les éclairer. On qualifiera la longueur d'onde pour laquelle le réseau génère un déphasage égal à π de longueur d'onde d'accord et on la notera λ_0. Dans toute la suite, le pas du motif de ce réseau dans les deux directions x et y sera noté a_0.

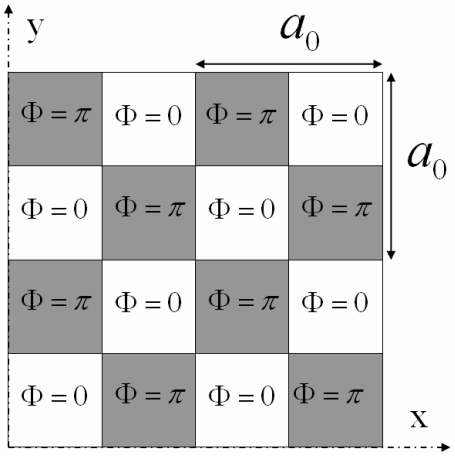


FIGURE 5.14 – Damier de phase binaire : les dames grises ajoutent un déphasage de π à l'onde incidente par rapport aux dames blanches, pour la longueur d'onde d'accordage λ_0. $|t_\lambda(x, y)| = 1$ en tout point M(x,y) du réseau.

Transmittance du réseau à λ quelconque

L'expression analytique générale de t_λ quand λ est quelconque peut s'écrire :

$$t_\lambda(x, y) = \exp\left(i\pi \frac{\lambda}{\lambda_0} Rect_{a_0}(x) Rect_{a_0}(y)\right) \tag{5.1}$$

où $Rect_{a_0}(x)$ est la fonction créneau en x de période a_0, de hauteur 1 et centrée en 0.

Comme il s'agit d'un réseau de diffraction 2D-périodique, on peut calculer sa décomposition en série de Fourier (DSF), qui donnera directement les coordonnées des ordres diffractés dans l'espace des fréquences spatiales. Ainsi, T_λ, la DSF de t_λ, peut s'écrire comme il suit :

$$T_\lambda(x,y) = C_{0,0}(\lambda) + \sum_{p,q\in\mathbb{Z}-\{0,0\}} C_{p,q}(\lambda)\exp\left(i2\pi\frac{px+qy}{a_0}\right) \tag{5.2}$$

où p et q sont des entiers relatifs et $C_{p,q}$ sont les coefficients de Fourier de T_λ et $C_{0,0}$ représente l'ordre zéro de la diffraction. Cette transmittance permet d'avoir directement accès au spectre de t_λ : $\tilde{T}_\lambda$:

$$\tilde{T}_\lambda(f_x,f_y) = C_{0,0}(\lambda)\delta(0,0) + \sum_{p,q\in\mathbb{Z}-\{0,0\}} C_{p,q}(\lambda)\delta\left(\frac{f_x-p}{a_0},\frac{f_y-q}{a_0}\right) \tag{5.3}$$

où $\delta(x,y)$ est la distribution de Dirac 2D. Le spectre donne directement les ordres diffractés par le réseau de phase. Ainsi, on sait que ces ordres sont disposés sur une grille cartésienne dans l'espace des fréquences, dont le pas est $1/a_0$. L'énergie $E_{p,q}$ contenue dans un ordre de coordonnées (p,q) est donnée par la relation :

$$E_{p,q}(\lambda) = |C_{p,q}(\lambda)|^2 \tag{5.4}$$

Le théorème de Parseval-Plancherel nous garantit que l'énergie moyenne $\bar{E}(\lambda)$ en sortie du réseau vaut la somme de l'énergie dans chaque ordre :

$$\bar{E}(\lambda) = \frac{1}{a_0^2}\int\int_{motif} |t_\lambda(x,y)|^2\,dxdy = \sum_{(p,q)\in\mathbb{Z}^2} |C_{p,q}(\lambda)|^2 \tag{5.5}$$

Nous allons montrer que beaucoup d'ordres diffractés sont nuls, ou bien ont une énergie négligeable, en calculant analytiquement la valeur des coefficients $C_{p,q}(\lambda)$, .

$$\begin{aligned} C_{0,0}(\lambda) &= \frac{1}{a_0^2}\int_{-a_0/2}^{a_0/2}\int_{-a_0/2}^{a_0/2} t_\lambda(x,y)dxdy \\ C_{p,q}(\lambda) &= \frac{1}{a_0^2}\int_{-a_0/2}^{a_0/2}\int_{-a_0/2}^{a_0/2} t_\lambda(x,y)\exp\left(i2\pi\frac{px+qy}{a_0}\right)dxdy \quad \text{si} \quad (p,q)\neq(0,0) \end{aligned} \tag{5.6}$$

En remplaçant t_λ par son expression donnée dans l'équation (5.1), on obtient une expression à variables séparées :

$$C_{p,q}(\lambda) = \frac{1}{a_0^2}G_x(p,\lambda)G_y(q,\lambda) \tag{5.7}$$

Avec

$$\begin{aligned} G_x(p,\lambda) &= \int_{-a_0/2}^{a_0/2}\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}Rect_{a_0}(x)\right)\exp\left(i2\pi\frac{px}{a_0}\right)dx \\ G_y(q,\lambda) &= \int_{-a_0/2}^{a_0/2}\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}Rect_{a_0}(y)\right)\exp\left(i2\pi\frac{qy}{a_0}\right)dy \end{aligned} \tag{5.8}$$

Sachant que $Rect_{a_0}(x)$ et $Rect_{a_0}(y)$ valent 0 sur l'intervalle $\{-a_0/2;0\}$, et 1 sur $\{0;a_0/2\}$, on peut facilement calculer l'expression analytique $G_p(x)$ et $G_q(y)$. Ce calcul est détaillé dans l'annexe C. On arrive à l'expression suivante pour les coefficients $C_{p,q}$:

$$\begin{aligned} C_{0,0}(\lambda) &= \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\cos^2\left(\frac{\pi\lambda}{2\lambda_0}\right) \\ C_{p,q}(\lambda) &= \frac{4}{\pi^2 pq}\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\sin\left(\frac{\pi p}{2}\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}[p+\lambda/\lambda_0]\right)\sin\left(\frac{\pi q}{2}\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}[q+\lambda/\lambda_0]\right) \end{aligned} \tag{5.9}$$

L'énergie $E_{p,q}$ contenue dans chaque ordre est donc donnée par la relation suivante :

$$\begin{aligned} E_{0,0}(\lambda) &= \cos^4\left(\frac{\pi\lambda}{2\lambda_0}\right) \\ E_{p,q}(\lambda) &= \frac{16}{\pi^4 p^2 q^2}\sin^2\left(\frac{\pi p}{2}\right)\sin^2\left(\frac{\pi q}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\pi}{2}[p+\lambda/\lambda_0]\right)\cos^2\left(\frac{\pi}{2}[q+\lambda/\lambda_0]\right) \end{aligned} \tag{5.10}$$

Transmittance du réseau accordé en longueur d'onde : $\lambda = \lambda_0$

Quand le réseau est accordé, la relation (5.10) devient alors :

$$\begin{aligned} E_{0,0}(\lambda_0) &= 0 \\ E_{p,q}(\lambda_0) &= \frac{16}{\pi^4 p^2 q^2}\sin^2\left(\frac{\pi p}{2}\right)\sin^2\left(\frac{\pi q}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\pi}{2}[p+1]\right)\cos^2\left(\frac{\pi}{2}[q+1]\right) \end{aligned} \tag{5.11}$$

On remarque donc déjà dans ce cas que l'ordre 0 est nul. Puis, en analysant la relation (5.11), on voit que les ordres (p,q) sont nuls dès que p ou q est pair à cause des termes $\sin^2(p\pi/2)$ et $\sin^2(q\pi/2)$. Les seuls ordres non-nuls sont les ordres (p,q) tels que p et q sont impairs, du type $(1,1)$, $(1,3)$, $(-3,1)$ etc... La relation (5.11) montre aussi que l'énergie dans chaque ordre est proportionnelle à $1/(p^2q^2)$. Ainsi on s'attend à ce que les ordres les plus proches du centre soient ceux qui contiennent la plus grande proportion de l'énergie moyenne, et que l'énergie des ordres périphériques soit rapidement négligeable quand p ou q augmente. Cette propriété est intéressante car pour être un IDQL, il faudrait que le réseau ne diffracte que les quatres ordres les plus proches du centre : $(1,1)$, $(1,-1)$, $(-1,1)$ et $(-1,-1)$. Même si ce n'est pas le cas, on constate que l'énergie dans les autres ordres est très rapidement négligeable, en particulier les ordres $(p \neq 1, q \neq 1)$. Ces résultat sont confirmés par la simulation présentée en Fig. 5.15. Cette figure met en évidence 4 propriétés :

1- l'ordre 0 est nul.

2- les ordres $C_{p,q}$ tels que p ou q est pair sont nuls.

3- l'énergie est principalement répartie dans les quatre ordres les plus proches du centre, c'est-à-dire les ordres $(1,1)$, $(1,-1)$, $(-1,1)$ et $(-1,-1)$.

4- les ordres parasites sont principalement répartis sur quatre droites d'équation $f_y = 1$, $f_y = -1$, $f_x = 1$ et $f_x = -1$ en raison de la dépendance des coefficients $C_{p,q}$ au terme $1/p^2q^2$.

Ces propriétés vont nous permettre d'envisager d'utiliser le réseau de phase seul comme approximation de l'IDQL parfait. Il faudra d'abord vérifier comment ces propriétés évoluent lors de la propagation. Mais avant cela, nous allons étudier le cas d'un désaccord en longueur d'onde.

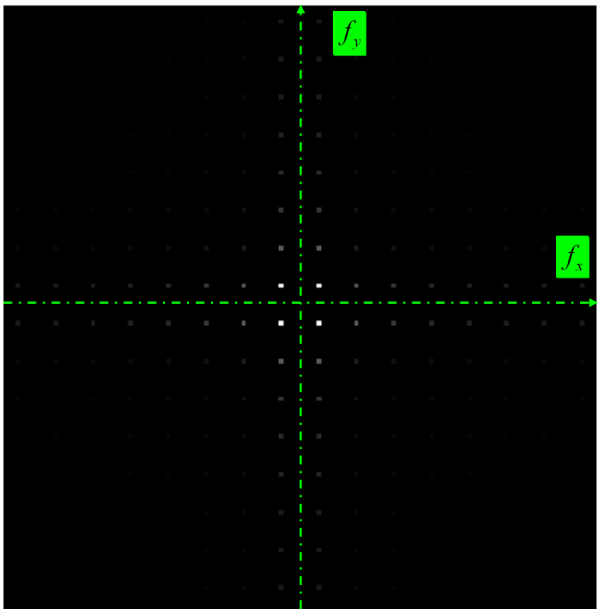


FIGURE 5.15 – Ordres de diffractions transmis directement après un damier de phase binaire dans le cas où il est accordé en longueur d'onde.

Transmittance du réseau désaccordé en longueur d'onde : $\lambda \neq \lambda_0$

Le spectre de l'intensité obtenu directement en sortie du réseau de phase dans le cas d'un éclairage monochromatique désaccordé est simulé en Fig. 5.16.

Le principal changement par rapport à l'utilisation en mode accordé est l'apparition d'un ordre zéro, qui peut contenir une fraction d'énergie majoritaire suivant la longueur d'onde λ utilisée. Pour les ordres différents de l'ordre 0, les termes qui dépendent de la longueur d'onde sont du type $\cos^2\left(\frac{\pi}{2}[q+\lambda/\lambda_0]\right)$. Ainsi, pour toutes les longueurs d'onde telles que le rapport λ/λ_0 est proche d'un nombre entier impair, on aura un comportement identique au cas accordé. On aura donc périodiquement des longueurs d'onde qui créeront des spectres identiques ou proche que ceux de la longueur d'onde d'accord. Cette propriété est aussi intéressante pour envisager une utilisation achromatique du damier de phase. Ceette étude va nous permettre de faire l'approximation que $C_{p,q}(\lambda) = C_{p,q}(\lambda_0)$ quelque soit le (λ) considéré.

5.2.2 Propagation de l'éclairement après un damier de phase binaire éclairé par une onde monochromatique

Calcul général

On considère l'éclairement en sortie du réseau de phase, qui sera le plan de cote $z = 0$. Son intensité moyenne à une longueur d'onde λ sera noté I_λ. Ainsi, l'amplitude complexe en $z = 0$ vaut :

$$u_\lambda(x, y, 0) = \sqrt{I_\lambda} t_\lambda(x, y) \tag{5.12}$$

Ainsi, on peut naturellement écrire la DSF de cette amplitude complexe, grâce à la DSF de la transmittance du réseau :

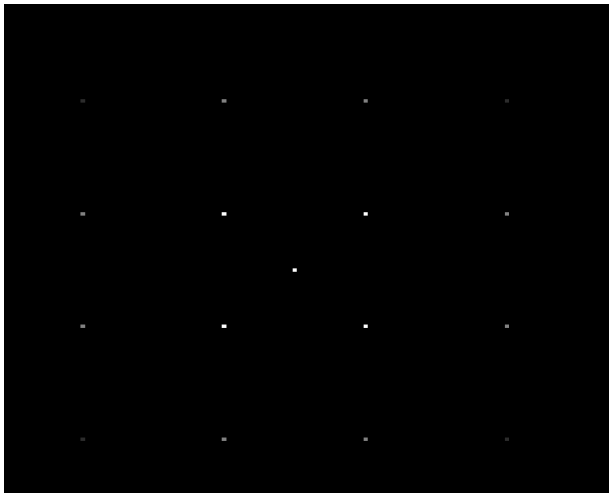


FIGURE 5.16 – Ordres de diffractions transmis directement après un damier de phase binaire dans le cas désaccordé en longueur d'onde : $\lambda = 0.9\lambda_0$

$$U_\lambda(x,y,0) = \sqrt{I_\lambda} T_\lambda(x,y) = \sqrt{I_\lambda} \sum_{p,q\in\mathbb{Z}} C_{p,q}(\lambda) \exp\left(i2\pi \frac{px+qy}{a_0}\right) \tag{5.13}$$

Le spectre de l'amplitude complexe vaut donc :

$$\tilde{U}_\lambda(f_x,f_y,z=0) = \sqrt{I_\lambda} \sum_{p,q\in\mathbb{Z}} C_{p,q}(\lambda)\delta\left(f_x - \frac{p}{a_0}; f_y - \frac{q}{a_0}\right) \tag{5.14}$$

Avec la théorie de la FTEL (fonction de transfert de l'espace libre) décrite en section 2.1, on peut écrire le spectre de l'amplitude propagée dans un plan de côte z de la façon suivante :

$$\tilde{U}_{p_\lambda}(f_x,f_y,z) = \sqrt{I_\lambda} \sum_{p,q\in\mathbb{Z}} C_{p,q}(\lambda)\delta\left(f_x - \frac{p}{a_0}; f_y - \frac{q}{a_0}\right) \exp\left(i2\pi \frac{z}{\lambda}\sqrt{1 - \frac{\lambda^2(p^2+q^2)}{a_0^2}}\right) \tag{5.15}$$

L'amplitude propagée se déduit donc simplement de la relation précédente et vaut :

$$U_{p_\lambda}(X,Y,z) = \sqrt{I_\lambda} \sum_{p,q\in\mathbb{Z}} C_{p,q}(\lambda) \exp\left(i2\pi \frac{z}{\lambda}\sqrt{1 - \frac{\lambda^2(p^2+q^2)}{a_0^2}}\right) \exp\left(i2\pi \frac{pX+qY}{a_0}\right) \tag{5.16}$$

L'intensité propagée $I_{p_\lambda}(X,Y,z)$ se calcule de la manière suivante : $I_{p_\lambda} = |U_{p_\lambda}|^2 = U_{p_\lambda} U^*_{p_\lambda}$ et vaut :

$$I_{p_\lambda}(X,Y,z) = I_\lambda \sum_{p,q,p',q'\in\mathbb{Z}} C_{p,q}(\lambda) C^*_{p',q'}(\lambda) \exp\left(i2\pi \frac{(p-p')X + (q-q')Y}{a_0}\right) \exp\left(i2\pi \frac{z}{Z_{p,q,p',q'}}\right) \tag{5.17}$$

Avec

$$Z_{p,q,p',q'} = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\frac{\lambda^2(p^2+q^2)}{a_0^2}} - \sqrt{1-\frac{\lambda^2(p'^2+q'^2)}{a_0^2}}} \approx \frac{2a_0^2}{\lambda[(p+p')^2-(q+q')^2]} \tag{5.18}$$

Cependant, compte-tenu du réseau utilisé, le spectre présente une symétrie axiale d'axe f_x, une symétrie axiale d'axe f_y et une symétrie centrale. Ainsi, on peut écrire que :

$$\begin{aligned} C_{p,q} &= C_{-p,q} \\ C_{p,q} &= C_{p,-q} \\ C_{p,q} &= C_{-p,-q} \end{aligned} \tag{5.19}$$

Ainsi, on peut regrouper certains termes de l'équation (5.17) pour faire apparaitre des fonctions cosinus sous leur forme exponentielle. Cette relation peut ainsi se mettre sous la forme suivante :

$$I_{p_\lambda}(X,Y,z) = 2I_\lambda \sum_{p,q,p',q' \in \mathbb{Z}} C_{p,q,p',q'}(\lambda) \exp\left(i2\pi \frac{(p-p')X+(q-q')Y}{a_0}\right) \cos\left(2\pi \frac{z}{Z_{p,q,p',q'}} + \Phi_{p,q,p',q'}\right) \tag{5.20}$$

Avec

$$\begin{aligned} C_{p,q,p',q'}(\lambda) &= |C_{p,q}(\lambda) C^*_{p',q'}(\lambda)| \\ \Phi_{p,q,p',q'} &= \arg(C_{p,q}(\lambda) C^*_{p',q'}(\lambda)) \end{aligned} \tag{5.21}$$

En analysant l'équation (5.17), on observe que la figure d'éclairement propagée après un damier de phase est la somme d'éclairements élémentaires générés par chaque ordre (p,q)et(p',q') pris séparément, mais également par les battements d'ordres (p,q) avec des ordres (p',q'). Tous ces éclairements élémentaires ont une période $Z_{p,q,p',q'}$ qui est liée aux battements d'un ordre (p,q) avec un ordre (p',q'). On remarquera que cette période est infinie et indépendante de la longueur d'onde pour tous les battements tels que $p^2+q^2 = p'^2+q'^2$. Donc les éclairements générés par les battements d'ordres qui sont égaux ou sur un même cercle sont achromatiques et invariants par propagation. On retrouve ainsi la condition pour qu'un réseau soit continûment auto-imageant de Montgomery et Durnin. Cependant, dans le cas général, l'éclairement total I_{p_λ} n'est pas uniquement composé d'éclairements élémentaires achromatiques et invariants par propagation car il y a des battements entre les ordres situés sur des cercles différents et qui sont chromatiques. Ainsi, de manière générale, la figure d'éclairement générée par un réseau de phase illuminé par une onde monochromatique est une figure chromatique, qui dépend de la distance z d'observation et sans propriété particulière. Pour mieux comprendre comment on va obtenir un régime invariant par propagation à partir d'un réseau de phase seul, on décompose l'éclairement total monochromatique I_{p_λ} en deux termes : un terme invariant I_{I_λ} et un terme fluctuant I_{T_λ}. On a donc

$$I_{p_\lambda}(X,Y,z) = I_{I_\lambda}(X,Y) + I_{T_\lambda}(X,Y,z) \tag{5.22}$$

Avec

$$
\begin{aligned}
I_{I_\lambda}(X,Y) &= 2I_\lambda \sum_{p^2+q^2=p'^2+q'^2} C_{p,q,p',q'}(\lambda)\cos\left(\Phi_{p,q,p',q'}\right)\exp\left(i2\pi\frac{(p-p')X+(q-q')Y}{a_0}\right) \\
I_{T_\lambda}(X,Y,z) &= 2I_\lambda \sum_{p^2+q^2\neq p'^2+q'^2} C_{p,q,p',q'}(\lambda)\cos\left(2\pi\frac{z}{Z_{p,q,p',q'}}+\Phi_{p,q,p',q'}\right)\exp\left(i2\pi\frac{(p-p')X+(q-q')Y}{a_0}\right)
\end{aligned}
\tag{5.23}
$$

Le terme I_{I_λ} est invariant par propagation et de profil sinusoïdal. Il possède donc deux des trois propriétés fondamentales de l'IDQL. Ansi, si I_{I_λ} pouvait être rendu achromatique, et si I_{T_λ} pouvait être minimisé, le réseau de phase pourrait être considéré comme une approximation de l'IDQL. La suite de cette section va consister à montrer qu'en utilisant une source suffisamment large et symétrique spectralement, on peut atteindre cet objectif.

Etude de la propagation de la figure d'éclairement dans le cas monochromatique à différents λ

Une simulation de l'éclairement propagé par un damier de phase binaire en lumière monochromatique a été réalisée. Les résultats sont illustrés en Fig. 5.4. Cette simulation représente des coupes dans le plan (X,z) de l'intensité propagée après le damier de phase pour différentes longueurs d'onde et sur des distances z allant de $z=0$ à $Z=z_T$, où z_T est la première distance de Talbot. Pour rappel, les distances de Talbot sont données par la relation suivante :

$$
z_T = \frac{\lambda}{1-\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{p^2}}} \approx \frac{2p^2}{\lambda} \tag{5.24}
$$

Sur la Fig. 5.17, les traits colorés correspondent aux distances de Talbot fractionnaires $z=\frac{m}{8}z_T, m\in\mathbb{N}$. Les traits verts correspondent à des valeurs impaires de m tandis que les traits rouges correspondent aux valeurs paires. Les coupes dans les plans qui correspondent aux valeurs de m paires sont des pures modulations de phase dans laquelle l'amplitude, et donc l'intensité, est constante. Dans les plans qui correspondent aux valeurs impaires de m, on a des modulations d'intensité. On remarque tout d'abord qu'il y a un doublement de période du motif dans ces modulations d'intensité. Ainsi, dans tous les plans de Talbot fractionnaires, le pas des franges d'interférence est deux fois plus petit que celui du réseau utilisé. On constate aussi que dans les cas désaccordés, il y a une fois sur deux un déphasage de π dans le motif (inversion des couleurs des dames). Ceci est dû à la présence d'un ordre zéro qui bat avec les autres. On voit donc que dans un cas monochromatique, on a intérêt à utiliser le réseau de phase en mode accordé pour avoir plus de distances pour lesquelles la modulation d'amplitude vaut exactement le motif du réseau. Cette figure illustre bien l'effet Talbot dans le cas d'un damier de phase et montre que dans le cas d'un éclairage monochromatique, le réseau possède une profondeur de champ limitée à des seules valeurs discrètes de la distance de propagation.

5.2.3 Influence d'un éclairage polychromatique : apparition d'un régime panchromatique

Nous allons considérer une source polychromatique de spectre I_λ et d'intensité moyenne I_0 telle que :

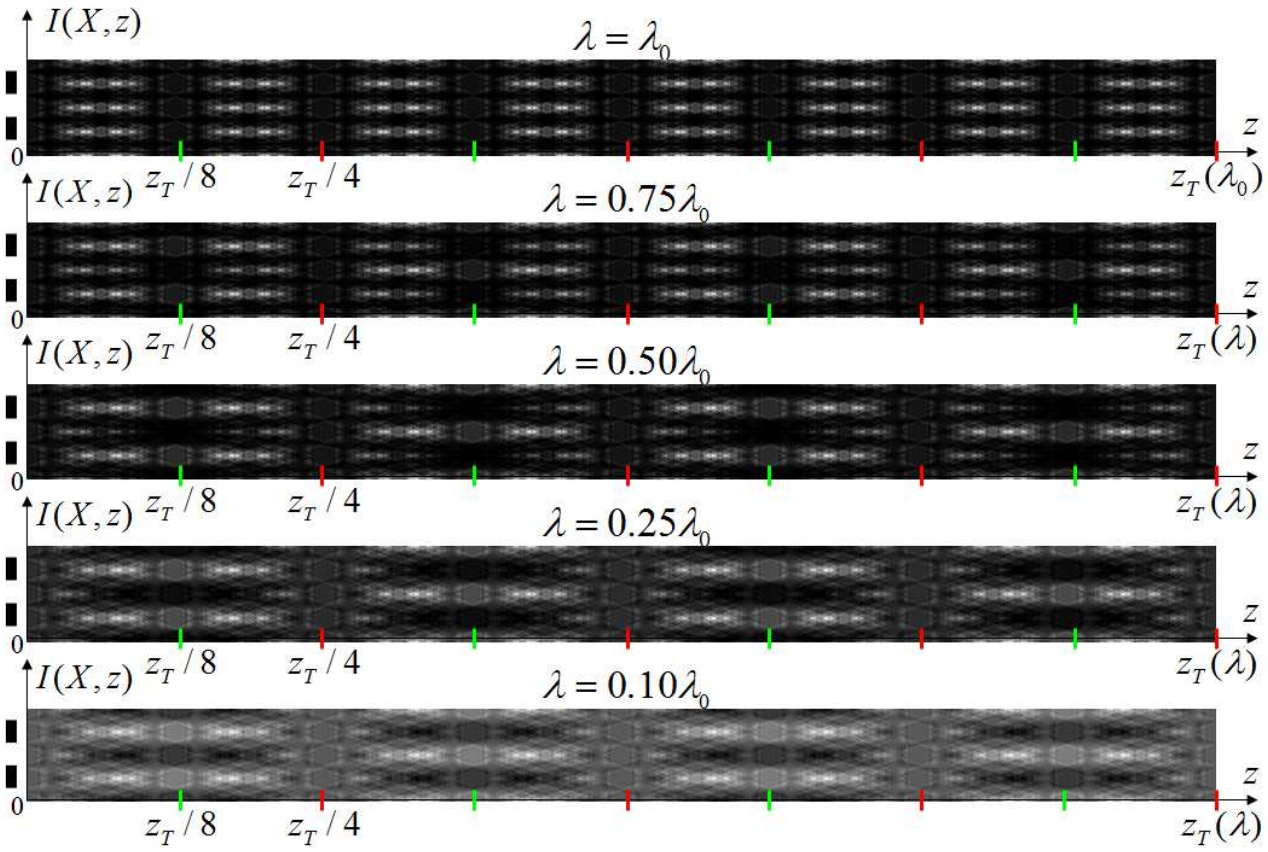


FIGURE 5.17 – Simulations de l'éclairement propagé par un damier de phase illuminé par une onde monochromatique, à différents λ. Il s'agit de coupes dans le plan (X, z) calculées pour des distances qui vont de $z = 0$ à $z = z_T(\lambda)$, où $z_T(\lambda)$ représente la distance de Talbot correspondant au réseau à la longueur d'onde considérée. Les traits colorés correspondent aux distances de Talbot fractionnaires du type $z = \frac{m}{8} z_T(\lambda)$. Les traits verts correspondent aux cas où m est impair alors que les traits rouges correspondent aux cas m pair.

$$I_0 = \int_{\mathbb{R}^+} I_\lambda d\lambda \tag{5.25}$$

En s'appuyant sur la relation (5.22), l'éclairement généré par le réseau couplé à une telle source peut se calculer comme :

$$I_p(X, Y, z) = \int_{\mathbb{R}^+} I_{p_\lambda}(X, Y, z) d\lambda = I_I + I_T \tag{5.26}$$

Avec

$$\begin{aligned} I_I &= \int_{\mathbb{R}^+} I_{I_\lambda}(X,Y)d\lambda = 2\sum_{p^2+q^2=p'^2+q'^2}\int_{\mathbb{R}^+} I_\lambda C_{p,q,p',q'}(\lambda)\cos\left(\Phi_{p,q,p',q'}\right)d\lambda \\ I_T &= \int_{\mathbb{R}^+} I_{T_\lambda}(X,Y,z)d\lambda = 2\sum_{p^2+q^2=p'^2+q'^2}\int_{\mathbb{R}^+} I_\lambda C_{p,q,p',q'}(\lambda)\cos\left(\frac{2\pi z}{Z_{p,q,p',q'}}+\Phi_{p,q,p',q'}\right)d\lambda \end{aligned} \tag{5.27}$$

Comme dans le cas monochromatique, on peut décomposer l'intensité propagée en deux parties : l'une invariante par propagation (I_I), et l'autre qui fluctue selon z (I_T). Pour plus de simplicité dans les calculs, nous allons supposer, en nous appuyant sur le travail effectué en section 5.1.2, que les coefficients $C_{p,q}(\lambda)$ varient peu en fonction de λ et sont donc tous égaux à $C_{p,q}(\lambda_0)$. On a en effet vu que le seul changement important dans les $C_{p,q}$ quand $\lambda \neq \lambda_0$ est l'introduction d'un ordre 0 ($C_{0,0}$ non-nul) dans la transmittance du réseau. Cet ordre 0 ne fait qu'introduire un fond continu et constant selon z qui va limiter le constraste de la figure d'éclairement globale. Ainsi, cet ordre 0 n'introduit pas de variations avec z et son effet global peut être perçu simplement comme une composante du terme d'éclairement constant I_I qui va limiter le contraste dans I_I. Ainsi, on peut réécrire plus simplement les deux termes I_I et I_T. On notera $C_{p,q,p',q'} = C_{p,q,p',q'}(\lambda_0)$ et $\Phi_{p,q,p',q'} = \Phi_{p,q,p',q'}(\lambda_0)$. On obtient ainsi :

$$I_I = 2I_0 \sum_{p^2+q^2=p'^2+q'^2} C_{p,q,p',q'}\cos\left(\Phi_{p,q,p',q'}\right) \tag{5.28}$$

et

$$\begin{aligned} I_T &= \sum_{p^2+q^2\neq p'^2+q'^2} C_{p,q,p',q'}\int_{\mathbb{R}^+} I_\lambda \exp\left(i2\pi\frac{(p'^2+q'^2)-(p^2+q^2)}{2a_0^2}\right)d\lambda \\ &+ \sum_{p^2+q^2\neq p'^2+q'^2} C_{p,q,p',q'}\int_{\mathbb{R}^+} I_\lambda \exp\left(-i2\pi\frac{(p'^2+q'^2)-(p^2+q^2)}{2a_0^2}\right)d\lambda \end{aligned} \tag{5.29}$$

On remarque que le I_I ainsi obtenu est invariant par propagation, achromatique et de profil transverse sinusoïdal. C'est donc l'éclairement d'un IDQL. I_T est un éclairement complètement fluctuant avec z et qui est une somme d'exponentielles complexes dans lesquelles on peut faire apparaître le spectre (i.e. la TF selon la variable λ) de la source. On peut en effet écrire I_T de la façon suivante :

$$I_T = \sum_{p^2+q^2\neq p'^2+q'^2} C_{p,q,p',q'}\tilde{I}_{source}\left[\frac{(p'^2+q'^2)-(p^2+q^2)}{2a_0^2}\right] + C_{p,q,p',q'}\tilde{I}_{source}\left[-\frac{(p'^2+q'^2)-(p^2+q^2)}{2a_0^2}\right] \tag{5.30}$$

Le terme I_T est donc lié à la source et on peut imaginer qu'il sera possible de limiter son influence dans l'éclairement total si on choisit astucieusement la source. Par exemple, si on considère une source Gaussienne de moyenne I_g, centrée sur la longueur d'onde λ_0 et ayant une largeur spectrale $\Delta\lambda$. L'expression de l'intensité de cette source peut s'écrire :

$$I_{source} = \frac{I_g}{\sqrt{2\pi}\Delta\lambda}\exp\left(-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\Delta\lambda^2}\right) \tag{5.31}$$

Ainsi, le spectre de cette source $\tilde{I}_{source}$ peut s'écrire

$$\tilde{I}_{source}(\Lambda) = I_g \exp(-i2\pi\lambda_0\Lambda)\exp(-2\pi^2\Delta\lambda^2\Lambda^2) \tag{5.32}$$

avec Λ la coordonnée duale de λ dans l'espace de Fourier. En injectant ce spectre dans la relation (5.30), on obtient l'expression du terme I_T dans le cas où le réseau de phase est éclairé par un spectre Gaussien centré sur λ_0 :

$$I_T = 2I_g \sum_{p^2+q^2\neq p'^2+q'^2} C_{p,q,p',q'} \exp\left(-\frac{2\pi^2 z^2}{Z^2_{p,q,p',q'}(\Delta\lambda)}\right)\cos\left(\frac{2\pi z}{Z_{p,q,p',q'}(\lambda_0)} + \Phi_{p,q,p',q'}(\lambda_0)\right) \tag{5.33}$$

L'intensité I_T est donc périodique en z mais est affectée d'un terme de visibilité $V(z) = \exp\left(-\frac{2\pi^2 z^2}{Z^2_{p,q,p',q'}(\Delta\lambda)}\right)$ qui tend vers zéro quand z croît. Ce terme de visibilité est aussi achromatique car il ne dépend que de $\Delta\lambda$. En analysant la relation (5.33), on va pouvoir trouver une distance $d_{p,q,p',q'}$ telle que, dès que $z > d_{p,q,p',q'}$, le terme de visibilité V devient inférieur à une valeur V_0 souhaitée. Si V_0 est suffisamment faible, alors le terme I_T sera considéré comme négligeable devant I_I à partir de cette distance $d_{p,q,p',q'}$. Cette distance vaut :

$$d_{p,q,p',q'} = \sqrt{-\frac{\ln(V_0)}{2\pi^2}}\frac{2a_0^2}{\Delta\lambda[(p'^2+q'^2)-(p^2+q^2)]} \tag{5.34}$$

Il existe donc, pour chaque éclairement élémentaire composant I_T, une distance à partir de laquelle l'éclairement total $I_p(X,Y,z)$ devient uniquement composé du terme I_I et devient donc achromatique, invariant par propagation et sinusoïdal. La plus grande de ces distances est obtenue pour la plus petite valeur de $(p'^2+q'^2)-(p^2+q^2)$. Cela veut dire que plus les plus petits ordres sont ceux qui battent le plus longtemps et sont ceux qui contribuent le plus à créer une figure d'intensité qui varie avec z. Sachant qu'à part l'ordre 0 ($p=0, q=0$), les valeurs de p, q, p' et q' sont limités aux nombres impairs. Ainsi, la plus grande distance $d_{p,q,p',q'}$ sera obtenue dans le cas du battement d'un ordre $(1,1)$ avec l'ordre 0. Cette distance sera nommée distance panchromatique ou $Z_{panchro}$ et correspondra à $d_{0,0,1,1}$. Elle a pour valeur :

$$Z_{panchro} = \sqrt{-\frac{\ln(V_0)}{2\pi^2}}\frac{a_0^2}{\Delta\lambda} \tag{5.35}$$

Au delà de cette distance, toutes les composantes de I_T ont une visibilité inférieure à V_0. On pourra donc considérer que I_T est devenu négligeable devant I_I et que l'éclairement propagé par le damier de phase est donc achromatique et invariant par propagation, comme dans le cas d'un IDQL. On dira que le damier fonctionne dans son régime panchromatique.

Pour illustrer ce résultat théorique, une simulation numérique est présentée en Fig. 5.18. Elle représente une coupe dans le plan (X,z) de l'intensité propagée après un damier de phase éclairé par une source polychromatique Gaussienne de largeur spectrale $\Delta\lambda = 0,081$ nm et centrée sur $\lambda_0 = 0,07$ nm. Pour la simulation, nous avons choisir des valeurs de λ_0 et $\Delta\lambda$ qui sont cohérentes avec la source de lumière du synchrotron SOLEIL. On va aussi considérer que le régime panchromatique apparaît quand V_0, le constraste de l'éclairement élémentaire correspondant au battement entre l'ordre 0 et les ordres $(1,1)$, devient inférieur à $0,01$. Enfin, le pas du réseau choisit pour la simulation sera celui du réseau utilisé pour la démonstration expérimentale, soit $6\sqrt{2}\mu m$. Avec ces caractéristiques, on obtient une distance panchromatique théorique de $Z_{panchro} = 43cm$. L'éclairement est représenté depuis le plan du réseau ($z=0$)

jusqu'à la moitié de sa première distance de Talbot, calculée pour $\lambda = 0,07nm$, $z = 1,03m$. Le plan de côte $z_{panchro}$ est signalé par un trait de couleur rouge sur la figure.

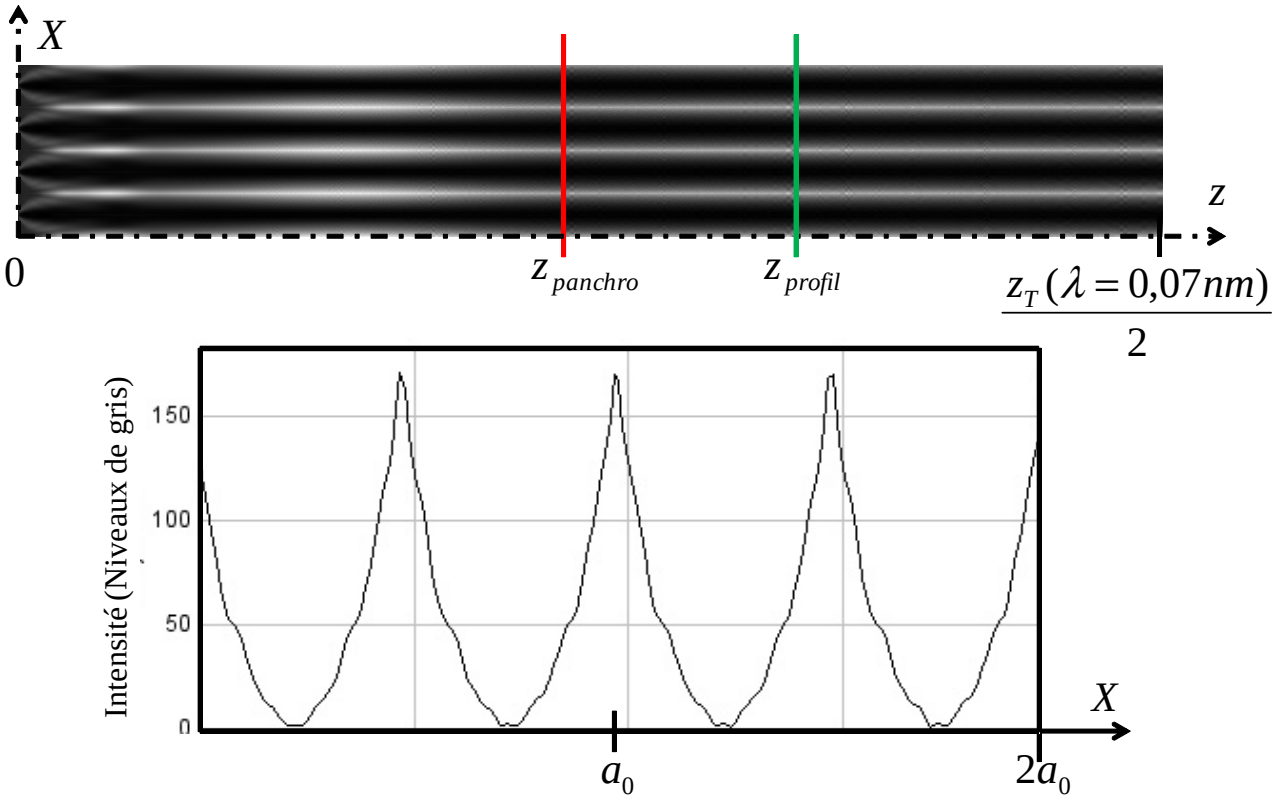


FIGURE 5.18 – a- Simulation de l'éclairement propagé par un damier de phase illuminé par une onde plane polychromatique, dont le spectre est une Gaussienne de longueur centrale $\lambda_0 = 0.07nm$ et de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda = 0.081nm$. Le début du régime panchromatique est marqué par un trait de couleur rouge à la cote $z = 43cm$. b- Profil de l'intensité propagée dans le plan de cote $z = z_{profil}$. La cote z de ce plan est démarqué dans la Fig. (a) par un trait de couleur vert.

On voit aussi sur cette figure que le profil transverse de l'intensité obtenue en régime panchromatique est périodique de période $a_0/2$, que le minimum d'éclairement est 0 et que la forme est grossièrement sinusoïdale. On fera donc l'approximation qu'un tel profil d'intensité peut s'écrire $I_{profil}(X) = I_0\left[1 + \sin\left(\frac{2\pi X}{a_0/2}\right)\right]$. Le profil d'intensité est identique en Y.

5.2.4 Influence d'un front d'onde sphérique

Le formalisme que l'on a utilisé dans tous les calculs repose sur plusieurs hypothèses, notamment que l'onde incidente sur le réseau est plane, comme l'est par exemple celle produite par une source ponctuelle située à une distance infinie du réseau.

Pour une source ponctuelle située à une distance R du plan de l'objet diffractant, le champ incident peut s'écrire :

$$U_\lambda(x, y, 0) = I_\lambda \exp\left(i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda R}\right) \tag{5.36}$$

Pour calculer l'effet d'un tel front d'onde sur la figure d'éclairement propagée, on introduit la relation précédente dans l'équation (5.13). Comme l'a démontré Cloetens [18], on obtient le même éclairement que dans le cas des ondes planes, sauf que la période des interférogrammes est multipliée par un facteur de grandissement $G = \frac{R+z}{R}$, et les distances de Talbot fractionnaires sont modifiées. Les distances de Talbot fractionnaires dans le cas d'une onde sphérique z_{fTG} sont reliées à celles du cas des ondes planes z_{fT} par la relation suivante :

$$z_{fTG} = \frac{z_{fT} * R}{R - z_{fT}} \tag{5.37}$$

5.2.5 Influence de la coherence spatiale de la source

Une autre hypothèse que l'on a utilisé dans le calcul de démonstration du régime panchromatique est que la source est ponctuelle et non-résolue. En réalité, la source que nous utiliserons à SOLEIL n'est pas ponctuelle, et même si elle est située à $31m$ de la hotte d'expérience, ses dimensions physiques vont jouer rôle important sur la figure de diffraction en introduisant des effets de cohérence partielle qui vont atténuer le contraste des franges au fur et à mesure que la distance z entre le réseau et le détecteur va augmenter. Pour démontrer ceci, calculons le contraste des franges créées par le réseau dans un plan de cote z. Comme nous l'avons démontré dans la section 5.2.3, les franges créées par un damier de phase de période $\sqrt{2}a_0$ en régime panchromatique ont un profil transverse sinusoïdal de période $\frac{\sqrt{2}}{2}a_0$. Ainsi, écrire l'intensité dans le plan (X, z) (on se ramène à l'étude d'un problème à une dimension pour simplifier les calculs) :

$$I_p(X, z) = I_0\left(1 + \sin\left(\frac{2\pi X}{a_0/2}\right)\right) \tag{5.38}$$

Mais dans le cas d'une source aux dimensions finies, qui émet donc un rayonnement partiellement coherent spatialement, le profil d'intensité obtenu est une convolution entre le profil obtenu avec un point source I_p et la forme du profil de la source projetée sur le plan de cote z, P_z. Comme on le voit sur la Fig. 5.19, si la source est une Gaussienne de largeur à mi-hauteur σ_s, son profil projeté en z est une Gaussienne de largeur σ_z telle que $\sigma_z = z\sigma_s/S$, où S est la distance entre la source et le réseau.

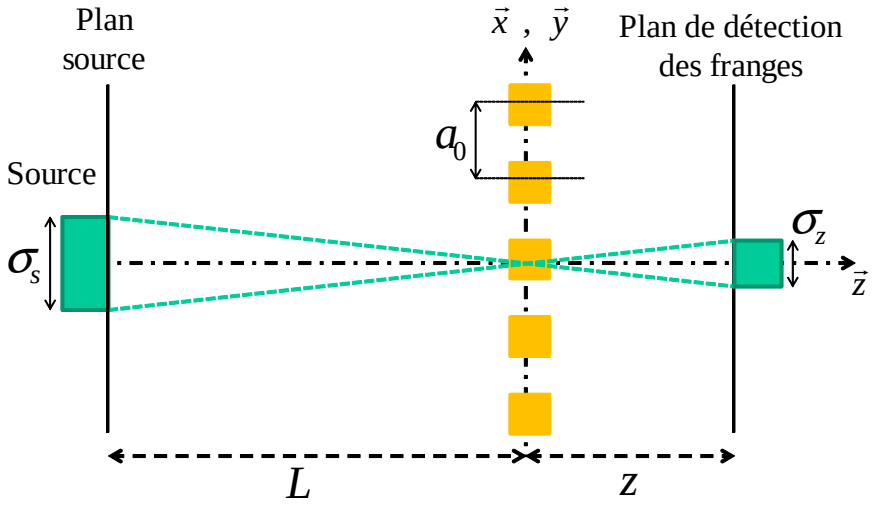


FIGURE 5.19 – Source projetée sur le plan du détecteur.

Ainsi, on peut écrire le profil d'intensité I dans le plan du détecteur comme :

$$I(X,z) = I_p(X,z) * P_z(X,z) = I_0\left(1+\sin\left(\frac{2\pi X}{a_0/2}\right)\right) * \exp\left(-\frac{X^2}{2\sigma_z^2}\right) \tag{5.39}$$

Où $*$ désigne le produit de convolution. Après calcul, on obtient l'expression suivante :

$$I(X,z) = I_0\left[1+\exp\left(-\frac{2\pi^2X^2\sigma_z^2}{a_0/2}\right)\cos\left(\frac{2\pi X}{a_0/2}\right)\right] \tag{5.40}$$

Weitkamp a montré [96] que la visibilité des franges V pouvait s'exprimer en fonction de σ_z :

$$V(\sigma_z) = \exp\left[-\left(\frac{1,887\sigma_z}{a_0/2}\right)^2\right] \tag{5.41}$$

Ce qui, en fonction de z, donne :

$$V(z) = \exp\left[-\left(\frac{1,887z\sigma_s}{Sa_0/2}\right)^2\right] \tag{5.42}$$

On voit donc que plus z va être importante, plus la visibilité va être faible. On appelera donc fin du régime panchromatique la distance d_{fp} à partir de laquelle la visibilité devient inférieure à une valeur V_0 que l'on fixera.

$$d_{fp} = \frac{Sa_0/2}{1,887\sigma_s}\sqrt{-\ln(V_0)} \tag{5.43}$$

Sachant que la dimension la moins cohérente de la source à SOLEIL est la dimension horizontale avec une largeur à mi-hauteur de $140\mu m$, un réseau de pas $\sqrt{2}a_0 = 6\sqrt{2}\mu m$ et considérant que si le contraste des franges tombe en dessous de $V_0 = 10\%$, l'interférogramme est inexploitable, la distance maximale pour d'utilisation du régime panchromatique vaut $d_{max} = 77cm$.

Comme le montre la simulation Fig. 5.20, on voit l'intensité des franges décroître à cause de la cohérence partielle transverse de la source. La distance d_{max} est également représentée sur la figure. L'intensité est calculé depuis $z = 0$ jusqu'à $z = 1,03m$, qui correspond à la moitié de la première distance de Talbot du réseau pour $\lambda = 0,07nm$.

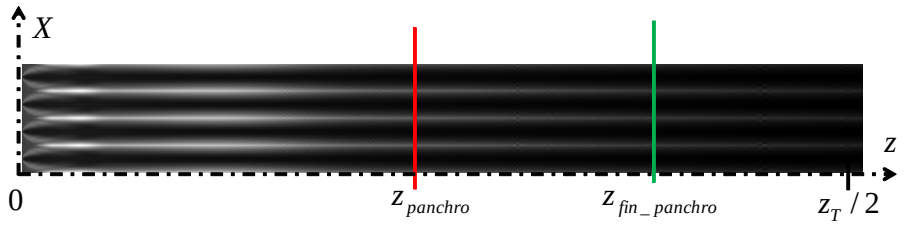


FIGURE 5.20 – Simulation du profil d'intensité obtenu avec le SPGI en mode panchromatique dans le plan(X,z) convoluée avec la source du synchrotron SOLEIL dans sa dimension la moins cohérente spatialement. Le régime panchromatique devient inexploitable à partir de $77cm$ car le contraste des franges passe en dessous de 10%.

Ce phénomène avait été étudié par Timm Weitkamp pour démontrer que si on utilise un interféromètre à effet Talbot, on ne peut pas choisir n'importe quelle distance de Talbot fractionnaire pour positionner le second réseau [96]. Ce même résultat a été démontré dans un cas

2D par Xin Ge [97]. Il a également démontré que l'utilisation d'un réseau de phase en forme de damier minimise les effet de la cohérence partielle de la source.

Ainsi, le régime panchromatique possède une borne supérieur en terme de distance entre le réseau et le bloc de détection. Au delà de cette distance, il est impossible d'exploiter les interférogrammes obtenus avec le SPGI monté à SOLEIL.

5.2.6 Influence du filtrage lié aux différents éléments de l'interféromètre

La caméra, les deux optiques et le scintillateur constituent un ensemble d'éléments spatialement filtrants qui vont limiter le contraste des fréquences spatiales transmises jusqu'au CCD. Ceci va conditionner la limite de résolution spatiale de l'interféromètre. En effet, en imagerie incohérente, la modulation de l'éclairement de fréquence spatiale dans le plan image est obtenue par la convolution d'une image parfaite par la réponse percussionnelle ou PSF (*Point Spread Function*) du système. Cette convolution traduit le fait que dans l'espace réciproque des fréquences spatiales, un système optique se comporte comme un filtre linéaire en éclairement dont la fonction de transfert, appelée fonction de transfert de modulation ou FTM, traduit les effets de filtrage.

Tout d'abord, la PSF d'un système optique représente la réponse de ce système à un point source S non résolu situé à l'infini. Cette PSF représente la distribution d'éclairement autour de S', image parfaite de S par le système optique. Dans le cas d'un système composé d'optiques telles que des miroirs, des lentilles ou des lames de verres, on peut montrer que la PSF du système n'est liée qu'à la transformée de Fourier de la fonction de transmittance de la pupille de sortie [14] :

$$PSF(X,Y) = \frac{1}{(\lambda z)^2} \frac{\tilde{p}_s\left(\frac{X}{\lambda z}, \frac{Y}{\lambda z}\right) \tilde{p}_s^*\left(\frac{X}{\lambda z}, \frac{Y}{\lambda z}\right)}{\int\int_{pupille} p_s(x,y) p_s^*(x,y) dxdy} \tag{5.44}$$

où p_s est la fonction transmittance de la pupille de sortie, * est le symbole complexe conjugué, $\tilde{p}_s$ est la transformée de Fourier de p_s, z la distance d'observation du point S' et λ la longueur d'onde d'éclairement.

Le système de détection de notre interféromètre étant composé d'un scintillateur, qui peut s'assimiler à une lame de verre à faces parallèles, d'un objectif de microscope et d'une lentille dans un tube, nous sommes dans un cas où la formule (5.44) s'applique. Notons, que si le système présente des aberrations sur l'une de ses pupilles, il faut alors modifier l'équation (5.44) en remplaçant p_s par $p_s(x,y).m_{aber}(x,y)$, où m_{aber} est un terme décrivant les aberrations du système. Il peut s'exprimer de la manière suivante :

$$m_{aber} = \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}W\right) \tag{5.45}$$

Avec W l'écart normal calculé de la surface d'onde vraie par rapport à la sphère centrée en S'.

Mais notre interféromètre utilise également un déctecteur CCD composé de pixels carrés de taille t_{pix} organisés en une matrice bi-dimensionnelle. Dans ce cas, la PSF totale PSF_{SPGI} peut s'écrire :

$$PSF_{SPGI} = (PSF * DS_{pix}) \times \text{Ш}_{t_{pix},t_{pix}} \tag{5.46}$$

Où DS_{pix} la distribution spatiale d'un pixel et $\text{Ш}_{t_{pix},t_{pix}}$ représente un peigne de Dirac 2D de pas t_{pix} dans les deux directions qui traduit l'échantillonnage de la PSF sur le détecteur.

Je définis maintenant la fonction de transfert du système ou FT_{SPGI} comme étant la transformée de Fourier de la PSF_{SPGI}. Donc :

$$FT_{SPGI}(f_x, f_y) = \int\int_{pupille} PSF_{SPGI}(X,Y) \exp\Big[i2\pi(Xf_x + Yf_y)\Big] dXdY \tag{5.47}$$

En utilisant l'équation (5.46), on peut écrire que :

$$FT_{SPGI}(f_x, f_y) = \Big(FTO \times FT_{pix}\Big) * \text{Ш}_{1/t_{pix},1/t_{pix}} \tag{5.48}$$

Où FTO est la transformée de Fourier de la PSF et FT_{pix} est la transformée de Fourier de DS_{pix} et représente la fonction de transfert d'un pixel. La fonction de transfert de modulation s'obtient en prenant le module de la fonction de transfert du système. On a obtient $FTM = \|FT_{SPGI}\|$.

La pupille de l'interféromètre est l'objectif de microscope. Celui-ci reçoit du scintillateur un rayonnement visible à $550nm$. La pupille étant circulaire, sa PSF est une tache d'Airy et sa fonction de transfert est un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure vaut $f_{pup} = ON/\lambda = 455cyles/mm$. Les pixels carrés de la caméra ont une fonction de transfert en forme de sinus cardinal introduisant également un filtrage passe-bas dont la fréquence de coupure est $f_{pix} = 1/(2t_{pix})$. Comme la caméra est utilisée avec un dispositif grossissant, il faut considérer la taille effective du pixel $t_{pix} = 1,26\mu m$. On obtient ainsi une fréquence de coupure de $399cycles/mm$ introduite par le filtrage pixel. C'est donc la caméra qui sera l'élément le plus filtrant du montage expérimental.

Grâce à un programme implémenté dans le langage *IDL*, j'ai simulé les FTM de la pupille seule, du pixel seul et de tout le SPGI, afin de pouvoir visualiser chaque contribution sur la FTM globale. Le résultat de cette simulation est présenté en Fig. 5.21.

Cette figure permet de voir l'influence de la pupille et du pixel dans le filtrage global. On remarque que le pixel limite la fréquence de coupure du système, mais c'est la pupille qui réduit le plus le contraste des fréquences spatiales intermédiaires. Comme le réseau a une période de $6\sqrt{2}\mu m$, les franges qu'il va produire ont une période de $3\sqrt{2}\mu m$ ce qui correspond à une fréquence spatiale de $235mm^{-1}$. On voit sur cette simulation que le contraste maximal théorique pour ces franges sera donc de 11%, ce qui est suffisant pour exploiter les interérogrammes. Néanmoins, ces 11% seront réduits si on utilise une distance $z > 77cm$ entre le réseau et le bloc de détection indirecte, à cause des effets de cohérence partielle de la source évoqués dans la section précédente.

5.3 Validation expérimentale du SPGI au synchrotron SOLEIL

5.3.1 Mesure Expérimentale de la FTM de l'interféromètre

J'ai aussi mesuré expérimentalement la FTM du SPGI grâce à une méthode appelée *Slanted-Edge Analysis* [98, 99, 100, 101]. Le principe de cette technique est simple : on introduit entre la source et les systèmes optiques un objet totalement opaque avec un bord franc droit, que l'on nomme une arête. On enregistre l'image de cette arête. Celle-ci est de suffisamment bonne qualité, on obtient une image contenant 2 zones ayant un chacune un contraste fortement éloigné de l'autre et séparée par une frontière. En scannant l'image dans une direction perpendiculaire

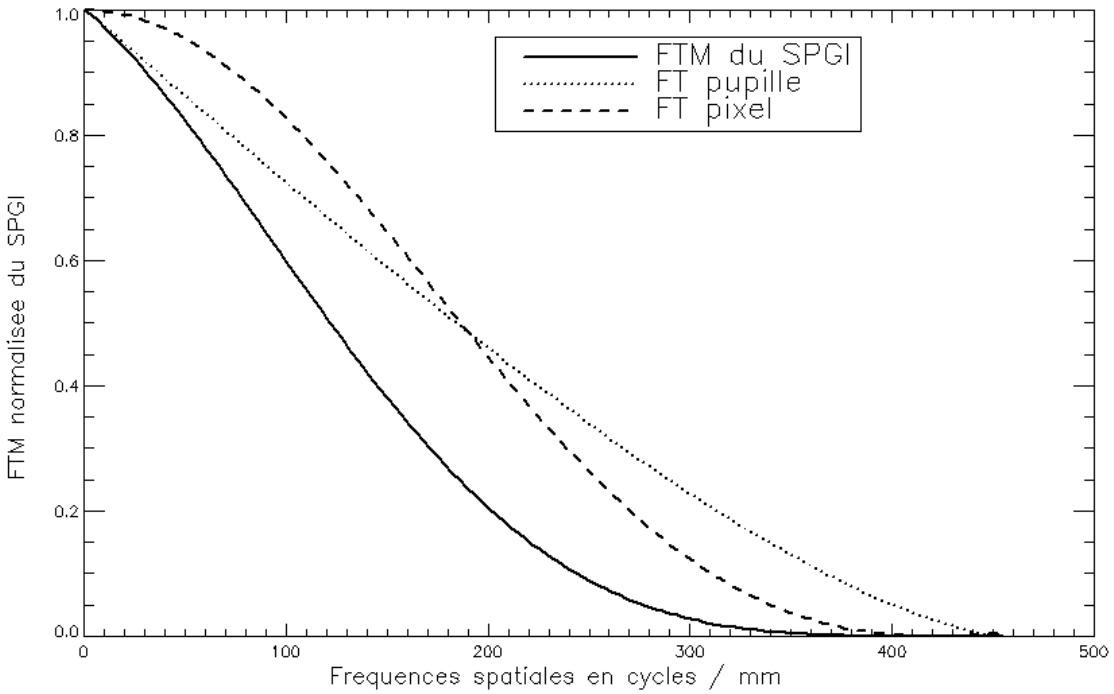


FIGURE 5.21 – Simulation des fonctions de transfert de modulation de la pupille, du pixel et du SPGI complet.

à cette frontière, on peut obtenir une "fonction d'étalement d'arrête" ou ESF (*Edge Spread Function*), comme cela est illustré en Fig. 5.22.

On déduit la PSF de l'ESF grâce à une opération de dérivation. Des explications plus détaillées existent dans [98, 99, 100, 101]. On déduit ensuite la MTF à partir de la PSF grâce aux opérations décrites précédemment.

Pour la mesure expérimentale de la FTM, j'ai utilisé une feuille d'or de $40\mu m$ d'épaisseur pour couper le champ de la caméra en deux zones avec un fort contraste. Cette feuille est suffisamment épaisse pour être opaque aux rayons X, et suffisamment rigide pour offrir un bord franc bien net entre les deux zones. L'image, obtenue avec un temps d'exposition de $85,5ms$, est présentée en Fig. 5.23. Grâce à un algorithme implémenté sous le logiciel ImageJ, la FTM du SPGI a pu être calculée à partir cette image. Cette FTM est représentée en Fig. 5.24, que l'on peut comparer à la FTM théorique Fig. 5.21.

On remarque que cette mesure expérimentale est cohérente avec la simulation numérique présentée avant. Les courbes expérimentales et théoriques sont proches tant sur leur forme que sur la valeur du contraste des fréquences spatiales. On retrouve une forme typique d'un système limité par le filtrage pixel. Le creux de la FTM par rapport à la théorie est lié à la sous-estimation de la FTM pixel et au filtrage introduit par le scintillateur. La fréquence de coupure obtenue expérimentalement vaut $401 cycles/mm$, ce qui est très proche des $399 cycles/mm$ théoriques. La différence entre les deux valeurs peut provenir des imprécisions de mesure du grossissement global du système de reprise.

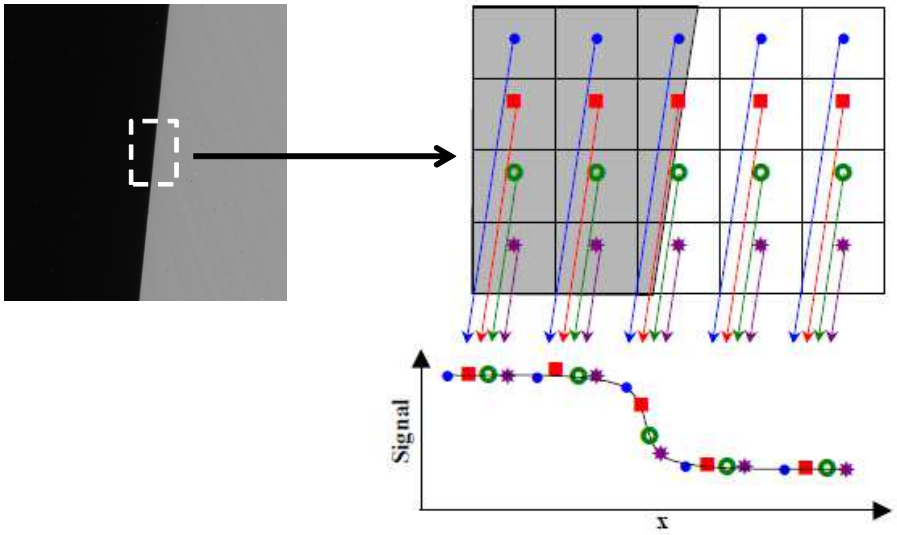


FIGURE 5.22 – Mesure de l'*Edge Spread Function* par la méthode *Slanted Edge Analyis*.

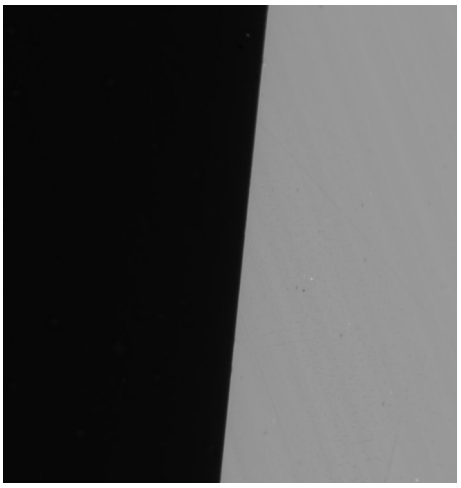


FIGURE 5.23 – Image d'un bord franc obtenu avec le SPGI en utilisant une feuille d'or de $40\mu m$ d'épaisseur. Cette image a été utilisée pour calculer expérimentalement la FTM du SPGI avec la méthode *Slanted-Edge Analysis*.

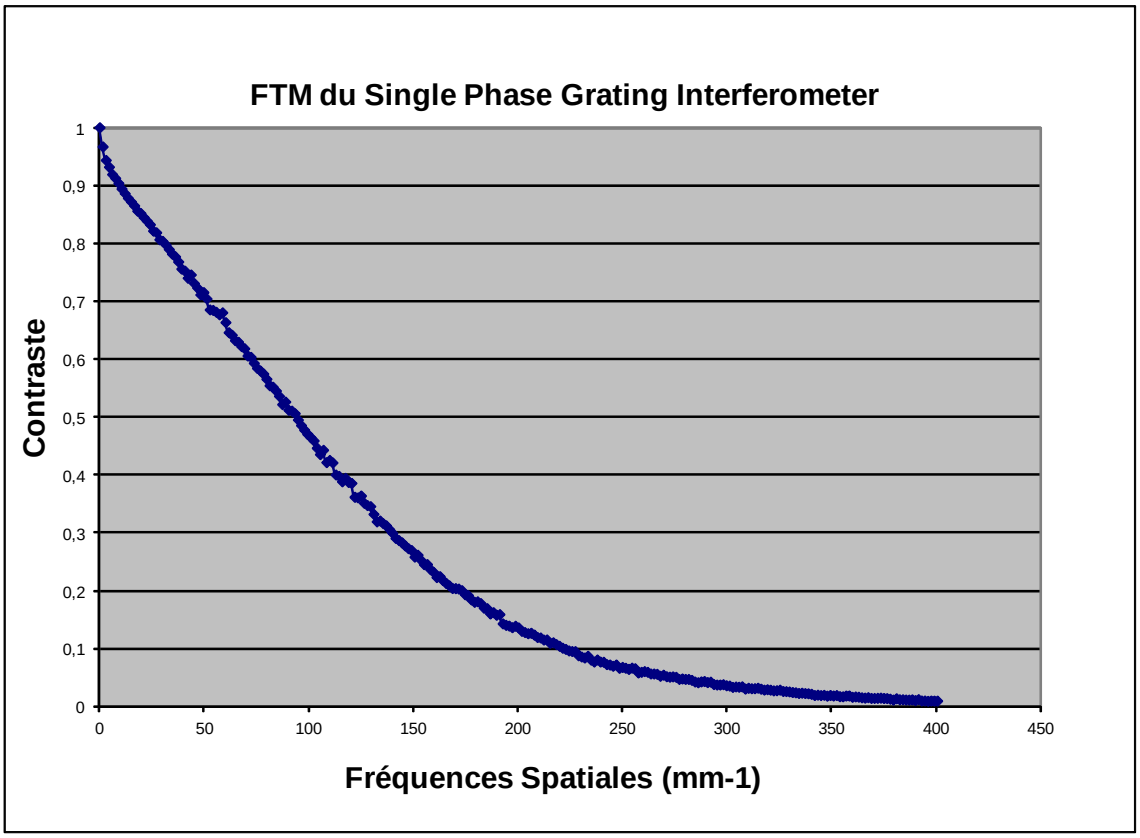


FIGURE 5.24 – Fonction de Transfert de Modulation (FTM) du SPGI monté au synchrotron SOLEIL calculée expérimentalement via la méthode *Slanted-Edge Analysis*.

5.3.2 Démonstration expérimentale de l'existence du régime panchromatique

La première expérience que nous avons effectué au synchrotron SOLEIL a servi à démontrer expérimentalement l'existence d'un régime panchromatique pour notre réseau.

Notons, que pour cette première expérience qui a eut lieu très tôt dans ma thèse, la caméra PCO2000 que j'avais commandé n'avait pas pu être livrée à temps. Ainsi, et seulement pour cette expérience, nous avons utilisé une autre caméra, empruntée sur la ligne "Métrologie" à SOLEIL. Il s'agit d'une BASLER ScoutA1390-17gm, une caméra bien moins sensible que la PCO2000, nécessitant des temps d'expositions plus longs pour obtenir les interférogrammes. Néanmoins, le filtrage pixel est quasiment identique pour les deux caméras, et le contraste que l'on obtient pour les franges avec la BASLER est de 10% dans les zones où le régime panchromatique est valide, contre 11% avec la PCO2000.

J'ai fait des acquisitions de plusieurs interférogrammes pour différentes valeurs de la distance z entre le réseau et le détecteur, allant de $44cm$ à $54cm$. J'ai ensuite calculé les spectres de ces interférogrammes afin de vérifier qu'ils correspondaient au spectre d'un IDQL bien approximé. Nous avons vu dans le chapitre 3, que le spectre de la transmittance d'un IDQL était réparti dans 4 pics, mais le spectre de l'intensité en contient lui 8. On parlera d'harmoniques et non d'ordres, dans le cas de pics dans les transformées de Fourier des figures d'intensité. On a en fait 4 harmoniques utiles, mais chacune de ces harmoniques possède un symétrique, ce qui fait qu'on a 8 harmoniques utiles. L'utilité de toutes ces harmoniques, ainsi que la méthode pour extraire l'information de phase à partir de ces harmoniques, fera l'objet du chapitre suivant.

J'ai analysé l'évolution de l'énergie dans les harmoniques utiles du spectre en fonction de la distance z entre le réseau et le détecteur. Les résultats de cette première expérience sont illustrés en Fig. 5.25. La Fig. 5.25(a) représente une partie de l'un des interférogrammes obtenus avec le SPGI pour une distance $z = 49cm$. On observe donc une grille de points cartésienne. Ces points sont orientés à 45 degrés par rapport aux axes de la caméra car les mailles du réseau ont été également positionnées ainsi pendant l'expérience. La période du réseau selon les axe X et Y de la caméra est donc de $6\sqrt{2}\mu m$. La Fig. 5.25(b) représente la transformée de Fourier de l'intensité présentée en Fig. 5.25(a). On y voit les huits harmoniques mentionnées ci-dessus, mais on peut également apercevoir quatres harmoniques parasites dans les coins de l'image (cerclées de rouge dans la Fig. 5.25(c)), ainsi qu'une harmonique centrale masquée correspondant à l'ordre zéro. On voit que les pics les plus importants correspondent aux 8 harmoniques utiles, preuve qu'on a bien atteint le régime panchromatique du SPGI et que l'IDQL est bien approximé. L'ordre zéro, est le seul ordre parasite contenant une fraction importante de l'énergie totale, mais son existence est dûe au fait qu'en régime panchromatique, on utilise beaucoup de longueurs d'onde $\lambda \neq \lambda_0$. Enfin, la Fig. 5.25(c) représente une évolution de l'énergie contenue dans chacune des 4 harmoniques utiles en fonction de la distance, sur une plage de distance allant de $44cm$ à $54cm$. On voit que sur cette plage de distance, l'énergie dans les pics décroît lentement. Ceci est le signe qu'on est bien dans un régime panchromatique dans lequel l'énergie dans les ordres utiles est invariante par propagation, mais que cette invariance est limitée par les effets de cohérence partielle, d'où la légère décroissance linéaire. On remarque aussi que le pic de l'harmonique selon l'axe Y est plus important que les autres. Ceci est dû au fait que que la source du synchrotron SOLEIL est rectangulaire et non carrée. Elle possède donc une direction plus cohérente que l'autre. Il s'agit de la dimension verticale. Ainsi, le rapport signal sur bruit est meilleur dans la direction Y que dans la direction X. Les résultats présentés ci-dessous ont fait l'objet d'une publication dans le journal *Optics Letters* [102]. Nous montrerons dans le chapitre suivant que cette asymétrie n'est pas problématique pour la reconstruction de phase d'échantillons.

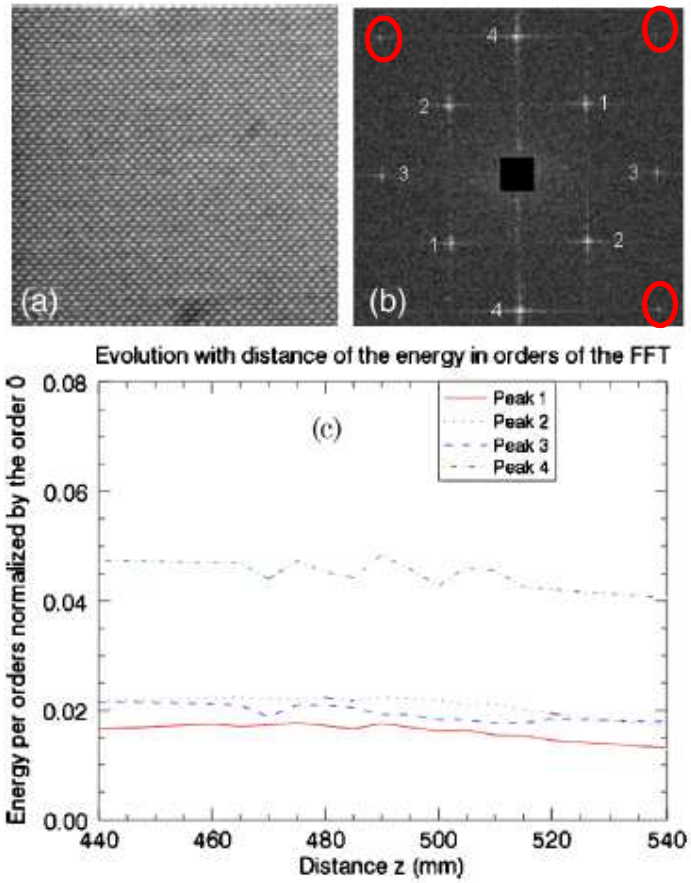


FIGURE 5.25 – (a) Un des 20 interférogrammes enregistrés avec le SPGI, pris à une distance $z = 49cm$. (b) Spectre de Fourier de l'image (a) : On peut y voir les 4 pics des ordres utiles, ainsi que des ordres parasites sur les bords de l'image. Le pic du plus gros ordre parasite est celui de l'ordre 0 mais est masqué pour obtenir une meilleure dynamique de visualisation. (c) Evolution avec la distance z de l'énergie dans les 4 ordres principaux. L'énergie est normalisée par rapport à l'ordre 0. Cette image est extraite d'un article publié dans la revue Optics Letters [102].

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'interféromètre à réseau de phase unique monté sur la ligne de lumière "Métrologie" du synchrotron SOLEIL. L'interféromètre se décompose en 3 blocs distincts : une source polychromatique, un réseau de phase et un bloc de détection indirecte, qui ont tous été décris. L'existence d'un régime panchromatique, c'est-à-dire d'un régime dans lequel les interférogrammes créés sont invariants par propagation, achromatiques et de profil transverse sinusoïdal, a été démontré théoriquement et expérimentalement. Les limites de ce régime, causées par l'extension spectrale limitée de la source et par l'apparition d'effets de cohérence partielle de la source, ont également été abordées. Nous avons au final pu montrer que le mode panchromatique existe sur plus d'une quinzaine de centimètres, donnant à ce dispositif une profondeur de champ bien supérieure à celle des interféromètres à effet Talbot.

Chapitre 6

Exploitation des interférogrammes obtenus avec le SPGI

Sommaire

6.1 De l'interférogramme aux composantes de la dérivée de la surface d'onde 87

6.1.1 Spectre en intensité du SPGI en régime panchromatique 88

6.1.2 Des harmoniques aux dérivées partielles de la surface d'onde 89

6.1.3 Soustraction des aberrations du montage par mesure différentielle 90

6.1.4 Cas de la défocalisation 91

6.1.5 Nombre de points restitués dans la surface d'onde reconstruite 92

6.2 Reconstruction de la surface d'onde à partir de ses dérivées partielles par la méthode de Ghiglia 93

6.3 Evaluation du bruit dans les images reconstruites 95

6.3.1 Evaluation du bruit dans l'image de la dérivée du front d'onde 95

6.3.2 Evaluation du bruit dans la surface d'onde reconstruite 96

6.4 Procédure expérimentale de reconstruction des surfaces d'onde avec le SPGI 97

6.5 Conclusion 98

L'objectif de ce chapitre est d'expliquer comment on peut mesurer la surface d'onde d'un échantillon à partir des interférogrammes produits par le SPGI. Tout d'abord, nous montrerons comment on peut extraire les composantes de la dérivée de la surface d'onde à partir des interférogrammes, puis nous expliquerons comment cette surface peut être reconstruite à partir de composantes de sa dérivée. Enfin, nous établirons une procédure expérimentale qui expliquera en plusieurs étapes comment mesurer et reconstruire les surfaces d'onde.

6.1 De l'interférogramme aux composantes de la dérivée de la surface d'onde

Dans cette section, nous allons expliquer pourquoi et comment on peut extraire les composantes de la dérivée de la surface d'onde à partir des interférogrammes obtenus avec le SPGI.

6.1.1 Spectre en intensité du SPGI en régime panchromatique

Le SPGI est une approximation de l'Interféromètre à Décalage Quadri-Latéral, qui transmet, en plus des quatre ordres de diffraction utiles, un ordre 0 (ainsi que quelques ordres parasites ayant une fraction d'énergie très faible et que nous allons donc négliger). Comme nous l'avons montré dans la partie 3.3.2, équation (3.21), l'intensité propagée par un IDQL peut se mettre sous la forme suivante :

$$I_z(X,Y) = \frac{I_0}{8}\left[2 + 2\cos\left(\frac{2\pi X}{a_0/2} + \frac{2\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial X}\right) + 2\cos\left(\frac{2\pi Y}{a_0/2} + \frac{2\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial Y}\right) + \cos\left(\frac{2\sqrt{2}\pi X_d}{a_0/2} + \frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial X_d}\right) + \cos\left(\frac{2\sqrt{2}\pi Y_d}{a_0/2} + \frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial Y_d}\right)\right] \tag{6.1}$$

Où $X_d = \frac{X-Y}{\sqrt{2}}$ et $Y_d = \frac{X+Y}{\sqrt{2}}$ sont les coordonnées des points diagonaux. Si on calcule la transformée de Fourier de cette intensité, on obtient son spectre, comme cela est illustré dans la Fig. 6.1.

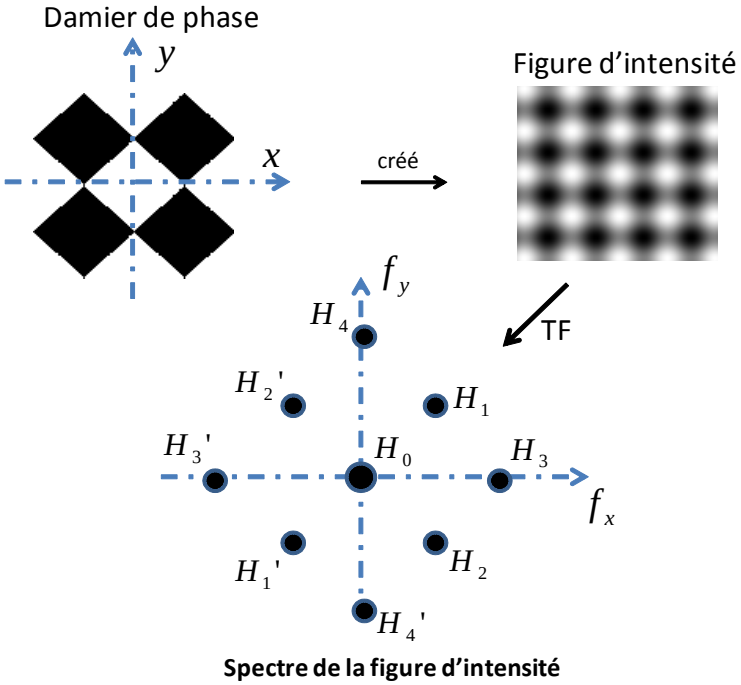


FIGURE 6.1 – Spectre de la figure d'intensité produite par le SPGI. On y voit la présence de 9 harmoniques. L'harmonique centrale correspond à l'ordre zéro

Le spectre de la figure d'intensité du SPGI se compose de 9 pics que l'on nommera harmoniques (à différencier des pics dans la transformée de Fourier de la transmittance complexe qui sont les ordres diffractés). L'harmonique centrale est créée par le terme continu de $I_z(X,Y)$, et chacun des 4 termes en cosinus va créer une paire d'harmoniques, pour un total de 9 harmoniques. On notera H' l'harmonique symétrique de H par rapport à la fréquence centrale nulle. Ce spectre peut ainsi se décomposer de la manière suivante :

$$
\begin{aligned}
TF\big[I_z\big](f_x,f_y) = \frac{I_0}{8}\Big\{ & \quad H_0(f_x,f_y)\delta(0,0) \\
& + \quad H_1(f_x,f_y)\delta(f_x-\tfrac{1}{a_0/2},f_y-\tfrac{1}{a_0/2}) + H_{-1}(f_x,f_y)\delta(f_x+\tfrac{1}{a_0/2},f_y+\tfrac{1}{a_0/2}) \\
& + \quad H_2(f_x,f_y)\delta(f_x+\tfrac{1}{a_0/2},f_y-\tfrac{1}{a_0/2}) + H_{-2}(f_x,f_y)\delta(f_x-\tfrac{1}{a_0/2},f_y+\tfrac{1}{a_0/2}) \\
& + \quad H_3(f_x,f_y)\delta(f_x-\tfrac{2}{a_0/2},0) + H_{-3}(f_x,f_y)\delta(f_x+\tfrac{2}{a_0/2},0) \\
& + \quad H_4(f_x,f_y)\delta(0,f_y-\tfrac{2}{a_0/2}) + H_{-4}(f_x,f_y)\delta(0,f_y+\tfrac{2}{a_0/2}) \\
\Big\} &
\end{aligned}
\tag{6.2}
$$

6.1.2 Des harmoniques aux dérivées partielles de la surface d'onde

Les déformations des interférogrammes étant issues d'un processus de modulation de la phase autour de la fréquence spatiale correspondant aux franges du réseau, leur traitement s'apparente à une démodulation. L'objectif est ici de retrouver le signal modulant à travers l'étude des variations de phase du signal modulé. Contrairement au traitement analogique des signaux temporels, on dispose ici de tout le signal en une seule mesure, ce qui permet un traitement global par l'analyse du spectre. La méthode utilisée s'inspire de celles de Takeda [103] et de Velghe [104] pour l'étude d'interférogrammes. Elle consiste à étudier les harmoniques dans le spectre : si les harmoniques ne se chevauchent pas, on en sélectionne une par fenêtrage dans l'image du spectre, puis on la recentre correctement dans la fenêtre utilisée. Il faut pour cela choisir une fenêtre suffisamment grande pour avoir un bon échantillonnage de la quantité extraite, mais pas trop grande pour être sûr de ne sélectionner que des informations de l'harmonique choisie, sans risquer de prendre une partie de l'information correspondant à une autre harmonique. Cette procédure est expliquée dans la Fig. 6.2.

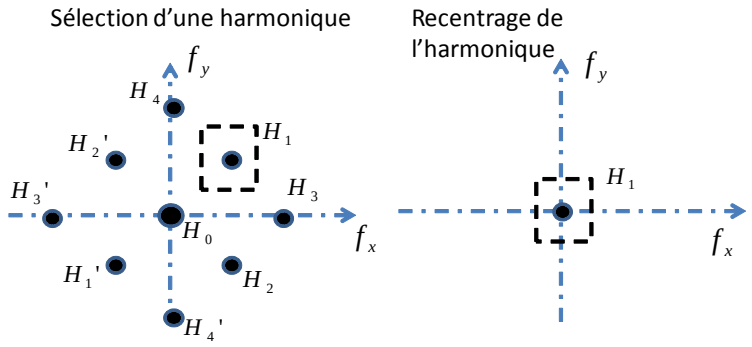


FIGURE 6.2 – Sélection et recentrage d'une harmonique dans l'espace des fréquences spatiales pour évaluer la dérivée selon X_d

Cette étape permet d'obtenir séparément une harmonique de la relation (6.2), comme par exemple l'harmonique H_1. Elle permet d'obtenir la dérivée partielle de la surface d'onde selon l'axe X_d car ces deux quantités sont reliées par la relation suivante :

$$
\frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial X_d} = Arg\Big(TF^{-1}[H_1]\Big) \tag{6.3}
$$

Ainsi, on peut exprimer la dérivée partielle en fonction de l'argument de la transformée de Fourier inverse de l'harmonique, de la distance z entre le réseau et le plan d'observation et de la période des franges $a_0/2$. On obtient :

$$\frac{\partial W}{\partial X_d} = \frac{a_0/2}{2\sqrt{2}\pi z} Arg\Big(TF^{-1}[H_1]\Big) \tag{6.4}$$

On notera que si on applique cette étude à l'harmonique centrale H_0, on peut étudier la répartition de l'intensité de l'onde incidente et en mesurer les éventuelles non-uniformités. Ces variations d'intensité peuvent agir sur la forme des harmoniques utiles mais n'influenceront pas la mesure des dérivées car elles ne modifient pas l'argument de la transformée de Fourier des harmoniques.

Notons aussi, que comme la dérivée partielle est obtenue à partir de l'argument d'une quantité complexe, elle ne sera connue qu'à 2π près. Ainsi, la dérivée mesurée sera enroulée entre $-\pi$ et π. Un algorithme de déroulage de phase peut être utilisé pour obtenir la dérivée réelle [105].

6.1.3 Soustraction des aberrations du montage par mesure différentielle

Dans le cas d'une mesure réelle, la quantité mesurée n'est pas directement la surface d'onde W, mais la somme de W avec W^{abe}, un terme qui correspond à l'intégration de toutes les aberrations présentes sur le trajet optique dans le montage expérimental. Ainsi, quand on veut mesurer la dérivée partielle selon X_d à partir de l'harmonique H_1, on mesure en fait :

$$H_1(f_x, f_y) = TF\left[\exp\left(i\frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial\big(W(X,Y) + W^{abe}(X,Y)\big)}{\partial X_d}\right)\right] \tag{6.5}$$

Pour s'affranchir du terme des aberrations du montage, on enregistre, sans changer la configuration du montage, un interférogrammme sans échantillon. On obtient un interférogramme dit de référence dont le spectre contient des harmoniques qui permettent de remonter à la dérivée des aberrations du montage. On peut donc obtenir l'harmonique suivante :

$$H_1^{abe}(f_x, f_y) = TF\left[\exp\left(i\frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial\big(W^{abe}(X,Y)\big)}{\partial X_d}\right)\right] \tag{6.6}$$

En combinant H_1 et H_1^{abe}, on peut arriver à ne mesurer que la dérivée du front d'onde incident [31]. Ainsi, on a :

$$TF^{-1}[H_1] \times \Big[TF^{-1}[H_1^{abe}]\Big]^* = \exp\left(i\frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial X_d}\right) \tag{6.7}$$

Où * désigne le complexe conjugué du terme entre crochets. Ainsi, en prenant l'argument de cette quantité, on remonte, à un facteur numérique de proportionnalité près, à la dérivée partielle du front d'onde cherchée.

Nous pouvons donc obtenir les quatre dérivées partielles du front d'onde à partir des interférogrammes fournis par le SPGI :

$$
\begin{aligned}
TF^{-1}[H_1] \times \left[TF^{-1}[H_1^{abe}]\right]^* &= \exp\left(i\frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial X_d}\right) \\
TF^{-1}[H_2] \times \left[TF^{-1}[H_2^{abe}]\right]^* &= \exp\left(i\frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial Y_d}\right) \\
TF^{-1}[H_3] \times \left[TF^{-1}[H_3^{abe}]\right]^* &= \exp\left(i\frac{2\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial X}\right) \\
TF^{-1}[H_4] \times \left[TF^{-1}[H_4^{abe}]\right]^* &= \exp\left(i\frac{2\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial Y}\right)
\end{aligned}
\tag{6.8}
$$

Où $X_d = \frac{X+Y}{\sqrt{2}}$ et $Y_d = \frac{X-Y}{\sqrt{2}}$ sont les coordonnées des directions diagonales allégées.

6.1.4 Cas de la défocalisation

Il est intéressant d'extraire l'aberration de défocalisation différemment des autres aberrations. En effet, on peut montrer que cette aberration décentre les harmoniques de leur position théorique, déduite de la référence. Prenons le cas de l'harmonique H_1 pour évaluer l'influence d'une défocalisation. Soit,

$$W(X,Y) = c_d(X^2+Y^2) + W_0(X,Y) \tag{6.9}$$

Où c_d est un coefficient qui caractérise l'importance de la défocalisation, et W_0 est le front d'onde à mesurer. L'extraction de H_1 permet d'obtenir la dérivée selon X_d, comme nous l'avons montré précédemment. On obtient donc :

$$Arg\left(TF^{-1}[H_1]\right) = \frac{4\pi z}{a_0/2}c_d X_d + \frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W_0}{\partial X_d} \tag{6.10}$$

La défocalisation introduit donc un basculement du terme qui dépend de $\frac{\partial W_0}{\partial X_d}$. Celui-ci peut alors provoquer un repliement de la mesure, qui n'aurait pas lieu sans défocalisation. Cela vient du fait que la mesure est obtenue en cherchant l'argument de la transformée de Fourier inverse de l'harmonique extraite, et qu'un argument n'est défini qu'à 2π près. Ce basculement est illustré en Fig. 6.3. Le traitement de la défocalisation directement après l'extraction des harmoniques permet ainsi d'éviter des éventuels repliements de spectre, et donc d'augmenter l'amplitude maximale mesurable des dérivées de W.

On peut montrer en introduisant la valeur du front d'onde écrite dans l'équation (6.8) dans l'équation (6.1), qu'une défocalisation de paramètre c_d déplace les harmoniques par rapport à leur position théorique sur les axes f_x et f_y. Par exemple, la position sur l'axe f_x de H_1 n'est plus $2/(a_0/2)$, mais $2/(a_0/2) + 4zc_d/(a_0/2)$. On traitera ainsi les problèmes de repliements grâce à des algorithmes spécifiques qui recentrent avec précision l'harmonique dans sa fenêtre d'extraction. Bien entendu, cela n'est possible que si l'harmonique est suffisamment éloignée de la fréquence de Nyquist du spectre pour éviter tout repliement spectral. C'est pour cela qu'on préfèrera extraire les harmoniques H_1 et H_2 pour reconstruire les surfaces d'onde plutôt que H_3 et H_4 qui limiteraient la taille maximale des fenêtres d'extraction. La sous-section suivante va justement montrer que plus la fenêtre d'extraction est grande, plus le nombre de points de mesure restitué est grand, et que donc, on a tout intérêt à utiliser H_1 et H_2.

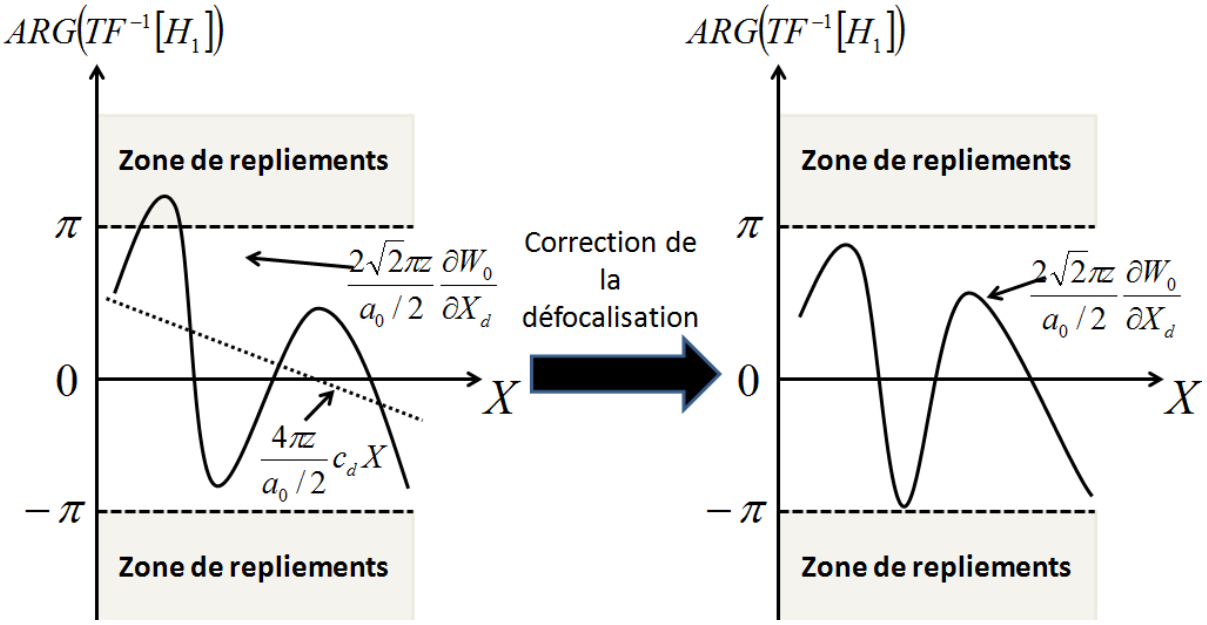


FIGURE 6.3 – Influence de la défocalisation sur la dynamique de la mesure de dérivée : le basculement du terme proportionnel à $\partial W_0/\partial X_d$ introduit par la défocalisation empêche de mesurer correctement la dérivée de W_0 par rapport à X_d car certains points de cette mesure sont repliés. La correction de la défocalisation permet de loger toute l'amplitude de la dérivée dans la zone sans repliements.

En résumé, on va donc prendre une référence, puis la mesure. On va extraire ensuite l'harmonique H_1 dans l'image de référence et dans celle correspondant à la mesure. Toutefois, la position de H_1 n'est pas exactement la même dans les deux images à cause de la défocalisation. On peut mesurer le décalage entre la position de H_1 dans la référence par rapport à celle dans la mesure et ainsi compenser la défocalisation en recentrant l'harmonique dans l'image de la mesure.

Il est à noter que l'on peut traiter de manière équivalente l'aberration d'astigmatisme, mais aussi le basculement.

6.1.5 Nombre de points restitués dans la surface d'onde reconstruite

Les images des dérivées partielles, tout comme les surfaces d'onde reconstruites, sont des images de taille maximale $N' \times N'$, où $N' \times N'$ est la taille des fenêtres utilisées pour extraire les harmoniques. La valeur de N' est bien évidemment limitée par celle de N, où $N \times N$ est la taille des interférogrammes. Il faut aussi que N' soit suffisamment faible pour ne sélectionner que les informations contenues dans l'harmonique souhaitée sans empiéter sur les autres. La valeur maximale possible pour N' va donc dépendre de l'espacement entre les différentes harmoniques dans le spectre, et donc, de la qualité de l'échantillonnage des franges d'interférences, comme l'explique la Fig. 6.4.

Dans le cas où les franges sont bien échantillonnées, les neufs harmoniques correspondant à la modulation sinusoïdale 2D produite par le damier de phase du SPGI occupent tout le spectre et sont bien espacées. Nous avons estimé grâce aux différentes mesures que l'échantillonnage optimal correspond à 3 pixels par tache. C'est le cas illustré en Fig. 6.4(a). Le cas Fig 6.4(b) est un cas dans lequel les franges sont trop échantillonnées (8×8 pixels par tache), en conséquence

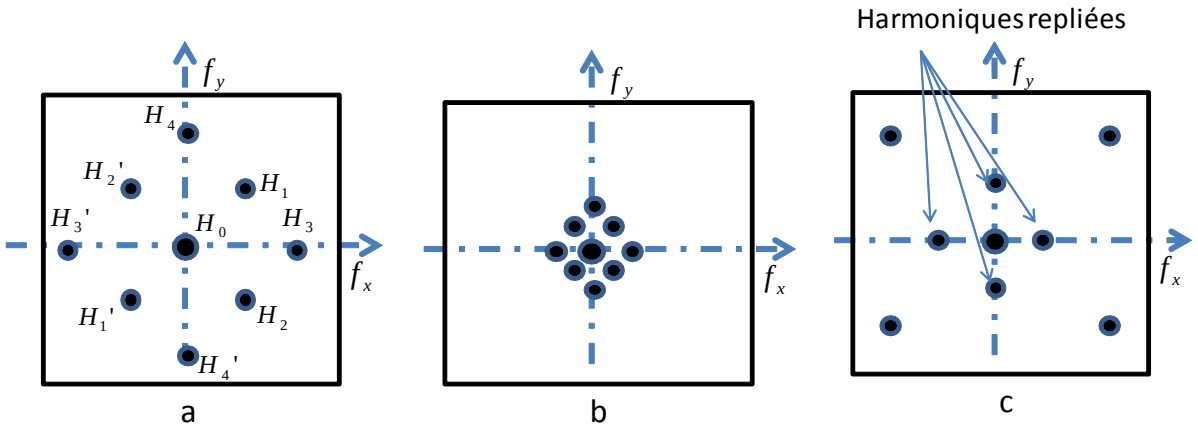


FIGURE 6.4 – Influence de l'échantillonnage des franges sur l'écartement entre les harmoniques dans le spectre de l'intensité propagée. Fig. 6.4(a) cas de franges bien échantillonnées (3×3 pixels par tache lumineuse). Fig. 6.4(b) Cas de franges sur-échantillonnées (8×8 pixels par tache. Fig. 6.4(c) Cas de franges sous-échantillonnées (moins d'un pixel par tache).

de quoi les harmoniques sont extrêmement proches les unes des autres et nous serions obligé d'utiliser des fenêtres petites pour les extraire sans risquer un chevauchement et nous réduirions le nombre de points de reconstruction. Enfin, la Fig. 6.4(c) correspond au cas sous-échantillonné. Le spectre de l'interférogramme est replié sur lui-même.

Le nombre de pixels par tache n'est au final pas un paramètre très sensible pour notre méthode de reconstruction. Un échantillonnage de 3 pixels par tache est idéal mais une reconstruction suffisamment résolue peut être effectuée même avec un échantillonnage de 2 ou 4 pixels par tache.

6.2 Reconstruction de la surface d'onde à partir de ses dérivées partielles par la méthode de Ghiglia

Dans cette section, nous allons expliquer comment nous pouvons reconstruire une surface d'onde à partir de la mesure de ses dérivées partielles. Dans notre cas, nous avons utilisé un réseau de période $a_0 = 6\sqrt{2}\mu m$ selon les axes X et Y de la caméra, produisant donc des franges de période $a_0/2 = 4,25\mu m$, le pixel effectif du détecteur étant de $1,25\mu m$. Ainsi, nous avons utilisé un échantillonnage de $3,4$ pixels par tâche. Cela nous a permis d'obtenir des harmoniques très bien réparties et espacées dans les spectres des interférogrammes, comme le montre la Fig. 6.5.

La Fig. 6.5(a) représente un interférogramme obtenu avec le SPGI, la figure Fig. 6.5(b) est un zoom sur la partie avec les franges et la figure Fig. 6.5(c) est le spectre de la figure (a). On voit que ce spectre correspond bien au cas de franges bien échantillonnées. On voit bien aussi que l'on pourra utiliser des fenêtres plus grandes pour extraire les harmoniques correspondant aux dérivées croisées, D_{X_d} et D_{Y_d}, contrairement aux harmoniques horizontale et verticale,D_X et D_Y, qui sont proches de la fréquence de Nyquist. Du coup, nous n'utiliserons pas les harmoniques correspondant aux dérivées selon X et Y, nous les déduirons de celles obtenues selon les directions X_d et Y_d.

Grâce à ces deux dérivées partielles, nous allons pouvoir reconstruire la surface d'onde. Pour

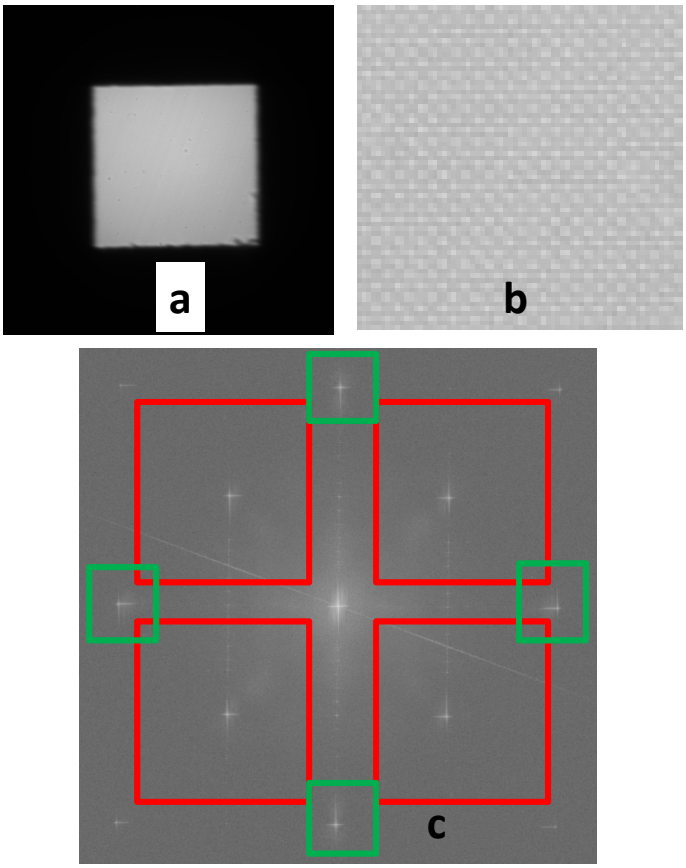


FIGURE 6.5 – Interférogramme obtenu avec le SPGI et son spectre. Fig. 6.5(a) Interférogramme complet tel qu'il est fourni par la caméra PCO2000 et obtenu sans échantillon dans le faisceau. Fig. 6.5(b) zoom sur une zone contenant des franges d'interférence. Fig. 6.5(c) Spectre de la figure d'intensité (a). Les franges sont bien échantillonnées, mais les harmoniques correspondant aux dérivées croisées seront plus pratiques à extraire que celles sur les axes f_x et f_y. Les harmoniques entourées d'un carré rouge permettent de retrouver les dérivées croisées selon les directions X_d et Y_d. Celles entourées d'un carré vert permettent de mesurer les dérivées selon X et Y.

cela, nous allons utiliser la méthode dite de Ghiglia [106].

A ce stade, nous sommes en possession des dérivées partielles de la surface d'onde selon X et Y. Nous écrirons ces deux données respectivement comme $D_X(X,Y) = \partial W(X,Y)/\partial X$ et $D_Y(X,Y) = \partial W(X,Y)/\partial Y$. Les transformées de Fourier de ces deux quantitées peuvent donc s'écrire respectivement $\tilde{D}_X(f_x,f_y)$ et $\tilde{D}_Y(f_x,f_y)$. On peut démontrer qu'il est possible d'exprimer la surface d'onde en fonction de deux de ses dérivées selon des axes orthogonaux de la manière suivante :

$$W(X,Y) = Im\left\{TF^{-1}\left[\frac{\tilde{D_X}(f_x,f_y) + i * \tilde{D_Y}(f_x,f_y)}{f_x + i * f_y}\right]_{(X,Y)}\right\} \tag{6.11}$$

Où $Im\{H\}$ désigne la partie imaginaire de la quantité complexe H.

Pour effectuer ce calcul, on utilise en pratique des algorithmes informatiques qui ne calculent pas directement les transformées de Fourier exactes, mais effectuent des transformées de Fourier discrètes (TFD). Ces TFD impliquent une périodisation des tableaux analysés. Les conditions aux

limites imposées par ce procédé peuvent alors faire apparaître des artefacts sur la surface d'onde reconstruite, notamment en bord de support, où des phénomènes de Gibbs apparaissent. C'est pourquoi nous avons utilisé un nouveau type d'algorithme non-itératif développé par Pierre Bon [107] pour s'affranchir de ces artefacts de reconstruction. J'ai implémenté un programme dans le langage *Python* qui permet de reconstruire les surfaces d'onde à partir des interférogrammes offerts par le SPGI. Ce programme fait appel à une bibliothèque logicielle dynamique ou DLL (*Dynamic Link Library*) que j'ai codé en langage C et que j'ai interfacé pour être appelée sous *Python*, dont le rôle est de traiter les problèmes d'enroulement (*wrapping*) qui ont lieu lorsque l'on extrait l'argument de la transformée de Fourier des harmoniques (Voir section 6.1.2).

6.3 Evaluation du bruit dans les images reconstruites

En métrologie, il est nécessaire de pouvoir estimer le bruit dans les images reconstruites. Pour cela, une méthode simple consiste à étudier l'écart-type dans une zone d'une cinquantaine de pixels centrée sur le point à étudier. Malheureusement, mesurer le bruit dans les images reconstruites, et même dans les images des dérivées, par cette méthode n'aurait en général pas de sens, car il est impossible de différencier le défaut mesuré du bruit de mesure, puisqu'en général, ce défaut est totalement inconnu.

Dans ce chapitre, nous allons présenter une autre méthode pour déterminer le bruit dans l'image de la dérivée de W à partir de l'interférogramme même, et expliquer comment on peut remonter au bruit dans l'image reconstruite de W. Pour cela, nous allons définir la cartographie des clôtures des dérivées de la surface d'onde ou CCDSO. C'est en mesurant le bruit dans ces cartographies que l'on remontera au bruit dans les images de phase reconstruites. Cette méthode possède l'avantage de ne pas nécessiter la connaissance du défaut mesuré.

6.3.1 Evaluation du bruit dans l'image de la dérivée du front d'onde

Considérons une surface d'onde $W(X,Y)$. Si l'on suppose que W est une surface, alors :

$$\frac{\partial(\partial W(X,Y)/\partial Y)}{\partial X} = \frac{\partial(\partial W(X,Y)/\partial X)}{\partial Y} \tag{6.12}$$

On peut donc définir la cartographie des clôtures des dérivées de la surface d'onde comme la quantité suivante :

$$C(X,Y) = \frac{\partial D_Y}{\partial X} - \frac{\partial D_X}{\partial Y} \tag{6.13}$$

On aura en général l'égalité suivante : $C(X,Y) = 0$, sauf dans les trois cas suivants :

1- l'image de la surface d'onde $W(X,Y)$ est bruitée.

2- le défaut évolue spatialement trop vite par rapport au pas d'échantillonnage des franges.

3- la surface d'onde présente des dislocations [108].

Donc si on est sûr que la surface d'onde incidente ne possède pas de dislocations et que l'on utilise un échantillonnage adapté, une analyse de l'image de la CCDSO permet d'évaluer localement le bruit dans l'image de la dérivée de la surface d'onde. Les harmoniques extraites donnent plus facilement accès à la transformée de Fourier de la CCDSO :

$$\tilde{C}(f_x,f_y) = i2\pi\left[f_x\tilde{D}_Y(f_x,f_y) - f_y\tilde{D}_X(f_x,f_y)\right] \tag{6.14}$$

On obtient ensuite la CCDSO grâce à une simple transformée de Fourier inverse.

6.3.2 Evaluation du bruit dans la surface d'onde reconstruite

L'objectif de cette sous-section est de montrer comment on peut passer du bruit dans l'image de la dérivée de la surface d'onde au bruit dans l'image de la surface d'onde reconstruite.

Southwell [109] puis Freischlad et Koliopoulos [110] ont montré que dans le cas d'une reconstruction par la méthode des moindres carrés, l'écart-type du bruit dans la CCDSO σ_{CCDSO} est proportionnel à celui de l'écart-type du bruit dans l'image reconstruite σ_W, et ce quelque soit l'échantillonnage utilisé dans la reconstruction.

Nous allons donc maintenant rappeler rapidement la définition d'une reconstruction aux moindres carrés, puis montrer que l'expression d'une surface d'onde reconstruite par cette méthode W_{LS} (LS pour *Least Square*) est équivalente à celle d'une surface reconstruite avec la méthode de Ghiglia W_G.

Pour les directions X and Y, la transformée de Fourier des dérivées s'écrit :

$$\tilde{D}_X(f_x, f_y) = i2\pi f_x \tilde{W}(f_x, f_y) \quad \text{et} \quad \tilde{D}_Y(f_x, f_y) = i2\pi f_y \tilde{W}(f_x, f_y) \tag{6.15}$$

Pour obtenir une estimation $\tilde{W}_{LS}$ de $\tilde{W}$, il faut calculer la fonction d'erreur quadratique 2D :

$$E(\tilde{W}) = \|D_X(f_x, f_y) - i2\pi f_x \tilde{W}\|^2 + \|D_Y(f_x, f_y) - i2\pi f_y \tilde{W}\|^2 \tag{6.16}$$

Il faut minimiser cette fonction d'erreur quadratique 2D. Le minimum est atteint pour une valeur de W_{LS} telle que[109] :

$$\tilde{W}_{LS}(f_x, f_y) = \frac{-i}{2\pi} \frac{(f_x * \tilde{D}_X(f_x, f_y) + f_y * \tilde{D}_Y(f_x, f_y))}{f_x^2 + f_y^2} \tag{6.17}$$

On rappelle que l'expression de $\tilde{W}_G(f_x, f_y)$, transformée de Fourier de $W_G(X, Y)$ qui est la surface d'onde reconstruite par la méthode de Ghiglia est :

$$\tilde{W}_G(f_x, f_y) = \frac{\tilde{D}_X(f_x, f_y) + i * \tilde{D}_Y(f_x, f_y)}{f_x + i * f_y} \tag{6.18}$$

On peut montrer que :

$$\tilde{W}_G(f_x, f_y) = 2\pi \left[\tilde{H}(f_x, f_y) + i\tilde{W}_{LS}(f_x, f_y)\right] \tag{6.19}$$

Avec

$$\tilde{H}(f_x, f_y) = \left[\frac{-\tilde{C}(f_x, f_y)}{4\pi^2(f_x^2 + f_y^2)}\right] \tag{6.20}$$

Où $\tilde{C}$ est la transformée de Fourier de la CCDSO.

Il est à noter que $\tilde{W}_G$, $\tilde{W}_{LS}$ et $\tilde{H}$ sont des combinaisons linéaires intégrées des quantités $\tilde{D}_X$ et $\tilde{D}_Y$. Or $\tilde{D}_X$ et $\tilde{D}_Y$ sont les dérivées du front d'onde incident W qui est une quantité réelle. Comme l'intégrale et la dérivée d'une quantité réelle restent elles-même réelles, H est donc également une quantité rélle. On peut donc écrire :

$$Im\left\{\tilde{W}_G(f_x, f_y)\right\} = 2\pi \tilde{W}_{LS}(f_x, f_y) \tag{6.21}$$

Ainsi, dans notre configuration particulière, où l'on mesure deux dérivées selon des axes strictement orthogonaux, la reconstruction par la méthode de Ghiglia est strictement égale à la reconstruction par la méthode des moindres carrés. Le résultat obtenu par Freischlad est donc

valide : le bruit dans les cartographies des clôtures est proportionnel à celui dans les images reconstruites. Nous pourrons alors déterminer le bruit dans les images des surfaces d'onde reconstruites à partir d'une analyse de bruit dans leurs CCDSO à partir du moment où le coefficient de proportionnalité entre ces deux quantités est déterminé. La manière dont nous nous sommes acquités de cette tâche sera décrite dans le chapitre 7.

6.4 Procédure expérimentale de reconstruction des surfaces d'onde avec le SPGI

Dans cette section, on énumère et on récapitule toutes les étapes qui sont nécessaires pour analyser la surface d'onde d'un échantillon avec le SPGI.

Procédure expérimentale

1. Alignement et positionnement du détecteur par rapport au réseau.
2. On vérifie que le détecteur est situé dans un plan d'éclairement du régime panchromatique du réseau en s'assurant que la caméra affiche bien des interférences, et on mesure leur contraste qui doit être autour de 11%.
3. Acquisition d'une série de P images sans présence d'un échantillon dans le faisceau.
4. Introduction d'un échantillon entre le réseau et le détecteur. On règle la position de l'échantillon par rapport au détecteur pour régler la sensibilité de la mesure.
5. Acquisition des P images avec l'objet dans le faisceau, en s'assurant que les conditions d'acquisition sont les mêmes que celles de l'enregistrement sans échantillon.

Traitement des données

1. Moyenne des P images de référence et de celles avec l'objet dans le faisceau pour n'obtenir que deux interférogrammes de taille $(N \times N)$ avec un fort RSB.
2. Extraction la zone utile des images dans des matrices $(N_X \times N_Y)$.
3. Calcul des spectres des interférogrammes par transformée de Fourier discrète.
4. Extraction et centrage dans des fenêtres carrées de taille $(N' \times N')$ des différentes harmoniques. N' sera choisi aussi grand que possible dans la mesure où il n'y a pas de chevauchement des harmoniques.
5. Calcul des dérivées de la surface d'onde à partir des harmoniques utiles.
6. Déroulement des dérivées.
7. Application de la procédure d'anti symétrisation des dérivées pour pouvoir appliquer l'algorithme de Pierre Bon.
8. Calcul de la cartographie des clôtures des dérivées de la surface d'onde pour l'analyse de bruit.
9. Application de la méthode de Ghiglia pour reconstruire la surface d'onde à partir des dérivées déroulées et anti-symétrisées.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu comment on pouvait, à partir des interférogrammes fournis par le SPGI, mesurer au moins deux dérivées partielles du front d'onde incident selon des directions orthogonales en extrayant les harmoniques du spectre de ces interférogrammes. Nous avons ensuite vu, que pour s'affranchir des aberrations du montage, il fallait utiliser un interférogramme de référence, pris sans échantillon, et faire une mesure différentielle. Nous avons également décrit comment extraire au mieux les harmoniques des spectres des interférogrammes afin de maximiser le nombre de points restitués sur la surface d'onde reconstruite, et ainsi exploiter au mieux les capacités du SPGI en terme d'imagerie. Ensuite, nous avons présenté la méthode de Ghiglia utilisée pour reconstruire la surface d'onde à partir de deux de ses dérivées partielles. Nous avons ensuite montré qu'il était possible d'évaluer le bruit dans les images reconstruites à partir des interférogrammes également. Ainsi, une technique simple pour calculer le bruit dans les images reconstruites à partir de la cartographie des clôtures des dérivées de la surface d'onde a été présentée. Enfin, une procédure expérimentale d'utilisation du SPGI a été établie afin de résumer toutes les étapes de mesure de surface d'onde, depuis l'acquisition des interférogrammes jusqu'à la reconstruction.

Chapitre 7

Application du SPGI à l'imagerie par contraste de phase et à la métrologie des miroirs

Sommaire

7.1 Imagerie par contraste de phase quantitative dans les rayons X . . 99
7.1.1 Calibration de l'interféromètre 99
7.1.2 Mesures de phase sur un moustique piégé dans une ambre 104
7.1.3 Evaluation du bruit de mesure grâce à la cartographie des clôtures des dérivées 107
7.1.4 Imagerie de phase sur un champ de billes d'Indium 108
7.2 Métrologie de miroirs pour les rayons X 111
7.3 Conclusion 114

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus avec le SPGI en imagerie par contraste de phase et en métrologie des miroirs. Une première étape de calibration de l'interféromètre sera décrite préalablement.

7.1 Imagerie par contraste de phase quantitative dans les rayons X

Dans cette section nous allons décrire comment nous avons calibré l'interféromètre afin de pouvoir obtenir des mesures quantitatives, à l'aide d'un échantillon de référence. Puis nous allons obtenir une image de phase d'un échantillon biologique fossile : un moustique piégé dans une ambre. Puis la méthode d'analyse de bruit grâce aux cartographies des clôtures des dérivées de la surface d'onde sera appliquée pour évaluer le bruit dans certaines zones de l'image de phase reconstruite du moustique.

7.1.1 Calibration de l'interféromètre

Dans ce paragraphe, nous allons expliciter l'étape de calibration de l'interféromètre, nécessaire à l'obtention de mesures quantitatives lors des reconstructions.

Nous avons vu en partie 6.1.2, qu'en extrayant, dans le spectre de la figure d'intensité, l'argument de la transformée de Fourier inverse d'une harmonique utile, on mesurait en fait la quantité suivante :

$$\frac{2\sqrt{2}\pi z}{a_0/2}\frac{\partial W}{\partial X_d}$$

Où a_0 est la période du réseau et z la distance entre le réseau et le scintillateur. Connaissant ces deux dimensions, ainsi que la taille effective du pixel, on peut obtenir une valeur quantitative de la quantité extraite dans les interférogrammes. Par reconstruction, cela nous donne la valeur en mètres du front d'onde incident.

Mais une autre technique est possible pour obtenir une mesure quantitative de la surface d'onde reconstruite. Pour cela, nous pouvons procéder à une étape de calibration. Toutes les surfaces d'onde seront reconstruites par le programme informatique, à partir des interférogrammes, en unités arbitraires (UA). Nous allons ensuite utiliser un échantillon présentant un défaut, dont la valeur sera connue avec une grande précision, grâce à des mesures effectuées au MEB, pour convertir les unités arbitraires en unités physiques. L'avantage de cette technique est qu'elle repose sur la précision du MEB, et sur les bonnes connaissances dont on dispose sur les données physiques comme l'indice des matériaux utilisés. Le fait d'utiliser une surface de référence connue est également très avantageux pour mesurer facilement le bruit dans l'image reconstruite.

L'échantillon que nous avons utilisé est un substrat de silicium plan attaqué chimiquement suivant un plan cristallin de type (111) dans les deux directions X et Y. La Fig. 7.1(a) représente un schéma de cet échantillon et la Fig. 7.1(b) est une image de celui-ci obtenue au MEB.

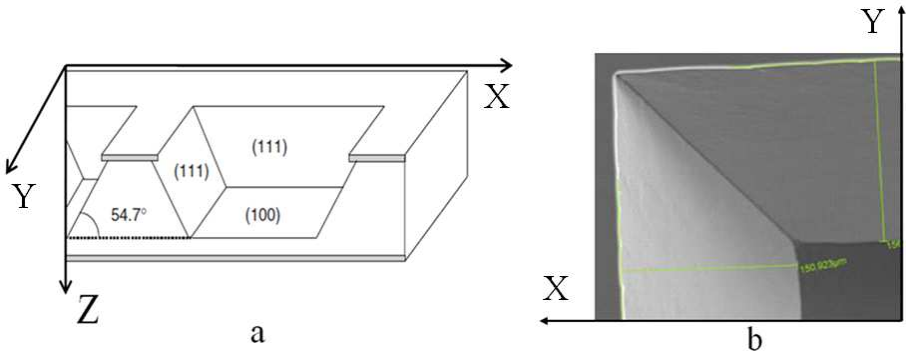


FIGURE 7.1 – Echantillon utilisé pour la calibration de l'interféromètre : une plaque de silicium attaquée chimiquement. Fig. 7.1(a) Schéma de l'échantillon. Fig. 7.1(b) Image de l'échantillon obtenue au MEB pour mesurer la valeur de la hauteur de l'attaque chimique.

On obtient au final une plaque de silicium avec des pentes parfaitement planes et inclinées selon X et Y. Soient, α l'angle de la pente , h la profondeur de gravure et l sa largeur. On peut déduire la valeur de h connaissant α en mesurant l grâce à l'image MEB car $h = l\tan(\alpha)$. La mesure au MEB a donné $l = 150,92\mu m$. Considérant que la gravure chimique est un clivage atomique d'un plan (111) sur un plan (100). On en déduit $\alpha = 54,7°$ et $h = 213,15\mu m$.

On rappelle aussi qu'en fonction de la longueur d'onde λ utilisée, l'indice n_λ d'un matériau peut se décomposer en deux parties comme $n_\lambda = 1 - \delta_\lambda + i\beta_\lambda$, où β_λ représente la partie atténuation de l'indice optique, et δ_λ en représente la partie réfraction. On peut écrire l'écart aberrant ΔW introduit au niveau du front d'onde W à la traversée de la plaque de silicium de hauteur h comme $\Delta W = h\delta_\lambda$. Ainsi, le prisme de silicium crée des différences de marche allant

jusqu'à $0,21nm$, entre le bas et le sommet de la zone chimiquement attaquée. Evidemment, puisque l'indice du silicium dépend de la longueur d'onde considérée, cette calibration n'est vraie que pour la longueur d'onde de calcul, à savoir la longueur d'onde moyenne du spectre : $0,07nm$, soit $17,5keV$. Nous avons vérifié que le passage à travers l'échantillon ne modifie pas le contenu spectral du faisceau. Il faudra faire cette vérification pour chaque échantillon à imager si on veut pouvoir utiliser la calibration. Notons que nous avons choisi de faire les mesures à $17,5keV$ car le spectre final du SPGI, tenant compte de l'échantillon, possède un fort pic pour cette valeur d'énergie. Mais il est possible d'affiner la mesure en choisissant une longueur d'onde moyenne pondérée par le spectre dans le cas où celui-ci ne possède pas de vrai pic.

Nous avons placé cet échantillon dans le faisceau du SPGI pour obtenir les images présentées en Fig. 7.2. La Fig. 7.2(a) est une vue de l'interférogramme de l'échantillon. La Fig. 7.2(b) représente l'interférogramme de référence, nécessaire au processus de reconstruction, obtenu sans échantillon dans le faisceau et la Fig. 7.2(c) est un zoom sur une zone des franges, utilisée pour vérifier que leur contraste est bien suffisant. Les figures (a) et (b) sont des sélections de (512×512) prises dans les interférogrammes originaux qui sont des matrices (2048×2048).

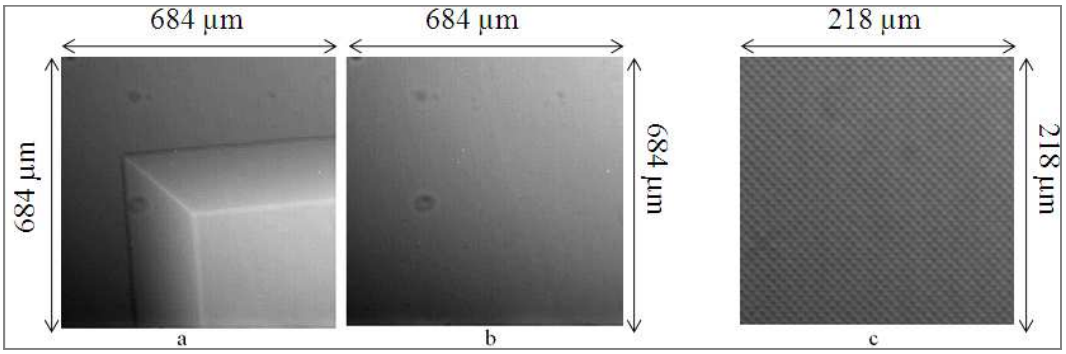


FIGURE 7.2 – (a) Interférogramme de l'échantillon de calibration. (b) Interférogramme de référence. (c) Zoom sur une zone de franges prise dans l'interférogramme de référence.

On voit sur la Fig. 7.2 que les interférogrammes ne sont pas uniformémment éclairés. Ces non-uniformités viennent du fait que les optiques utilisées pour agrandir l'image imprimée sur le scintillateur ont été dégradées par les nombreuses expériences qui ont eut lieu sur la ligne "Métrologie" du synchrotron SOLEIL. En extrayant les harmoniques utiles du spectre des interférogrammes nous avons pu extraire les deux dérivées suivantes : $\partial W/\partial X_d$ et $\partial W/\partial Y_d$. Par projection sur la base cartésienne, on peut en déduire les dérivées selon X et Y. En effet, on a :

$$\begin{aligned}\frac{\partial W}{\partial X} &= \frac{\partial W}{\partial X_d}\sin(\theta) - \frac{\partial W}{\partial Y_d}\cos(\theta)\\ \frac{\partial W}{\partial Y} &= \frac{\partial W}{\partial X_d}\cos(\theta) + \frac{\partial W}{\partial Y_d}\sin(\theta)\end{aligned} \tag{7.1}$$

Les dérivées ainsi obtenues sont présentées en Fig. 7.3.

Ces images des dérivées sont des matrices (128×128), taille des fenêtres utilisées pour extraire les harmoniques utiles dans le spectre des interférogrammes. Comme le SPGI est un dispositif sensible aux gradients, les zones qui correspondent à des pentes dans l'échantillon sont les zones détectées dans ces images des dérivées. Ces pentes, qui s'étendent sur une largeur de $150,92\mu m$,

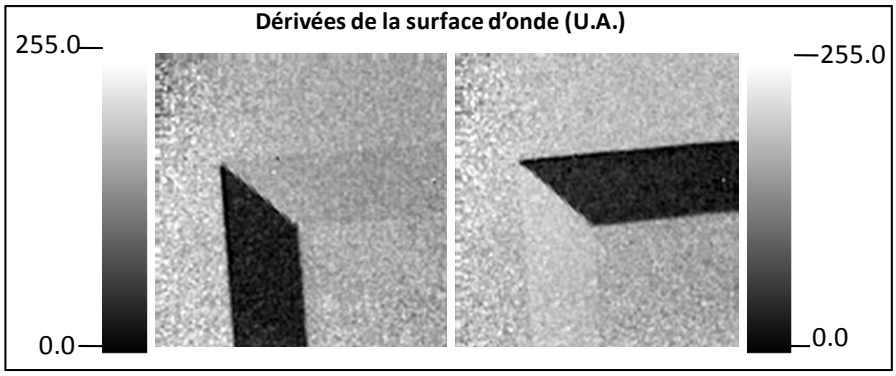


FIGURE 7.3 – Dérivées du front d'ondes selon les directions X et Y, estimées à partir des interférogrammes présentés en Fig. 7.2

d'après la mesure effectuée au MEB, correspondent à une hauteur optique de $0,21nm$. Elles valent donc $0,21nm/150,92\mu m = 1,41\mu rad$. Le rapport signal sur bruit a été calculé dans chacune des deux pentes. Dans l'image de la dérivée en X, le RSB vaut 3, alors qu'il vaut $3,5$ dans celle de la dérivée en Y. Cette différence s'explique car la source possède un degré de cohérence spatiale plus élevé dans la direction verticale. Le rapport signal sur bruit est donc meilleur dans l'image de la dérivée selon Y. Ces valeurs élevées et quasiment identiques des RSB sur des pentes faibles montrent l'efficacité du SPGI comme détecteur de gradient.

On peut apercevoir, dans le cas des deux dérivées, que le coin supérieur gauche des images correspond à une zone de mesure plus bruitée que dans le reste de l'image. Ceci est aussi causé par l'inhomogénéité de la qualité de l'objectif de microscope dans son champ.

Une carte des différences de chemin optique introduites par l'échantillon a donc pu être reconstruite à partir de ses deux dérivées, grâce à la méthode de Ghiglia introduite dans la partie 6.2. On obtient ainsi les résultats présentés dans la Fig. 7.4. Cette première reconstruction a fait l'objet d'une publication dans la revue *Journal Of Physics : Conférence Series* [111].

La Fig. 7.4(a) est la reconstruction de la surface d'onde de l'échantillon en différences de chemin optique. Tout comme les dérivées, cette image est de taille (128×128). Ainsi, la taille effective du pixel dans l'image est de $5,036\mu m$. Ayant estimé grâce à des mesures externes, que la hauteur maximale de la marche de silicium reconstruite correspondait à une différence de chemin optique de $0,21nm$, nous pouvons changer l'échelle des unités arbitraires par une échelle en nm. Les pentes de l'échantillon regroupent donc des valeurs comprises entre 0 et $0,21nm$. Elles sont échantillonnées sur 255 niveaux de gris. La Fig. 7.4(b) représente une coupe selon la direction X (il s'agit de la ligne numéro 80) de la surface d'onde reconstruite, volontairement laissée en unités arbitraires, afin de pouvoir vérifier à combien d'U.A seront associés les $0,21nm$. On voit sur cette figure que la pente s'étend sur 30 pixels en largeur, ce qui correspond à $150,9\mu m$, considérant la taille effective du pixel dans les images reconstruites. Cette évaluation est cohérente avec la mesure faite au MEB de la largeur des pentes. On voit aussi que la hauteur de la pente fait $0,6U.A$. Ainsi, on peut associer ces $0,6U.A$ aux $0,21nm$, ce qui nous permettra d'obtenir une mesure quantitative de la différence de marche introduite par un autre échantillon inconnu, à la longueur d'onde $0,07nm$, à condition que les conditions expérimentales ne changent pas. Il faudra aussi respecter les mêmes conditions de reconstruction (taille de la fenêtre d'extraction des harmoniques) dans les deux cas pour que la calibration soit valide. Enfin, la Fig. 7.4(c) est une zone de (25×25) pixels de la pente du prisme. Nous allons utiliser cette zone pour évaluer le bruit dans l'image reconstruite directement car, pour cet échantillon particulier, nous savons qu'il ne

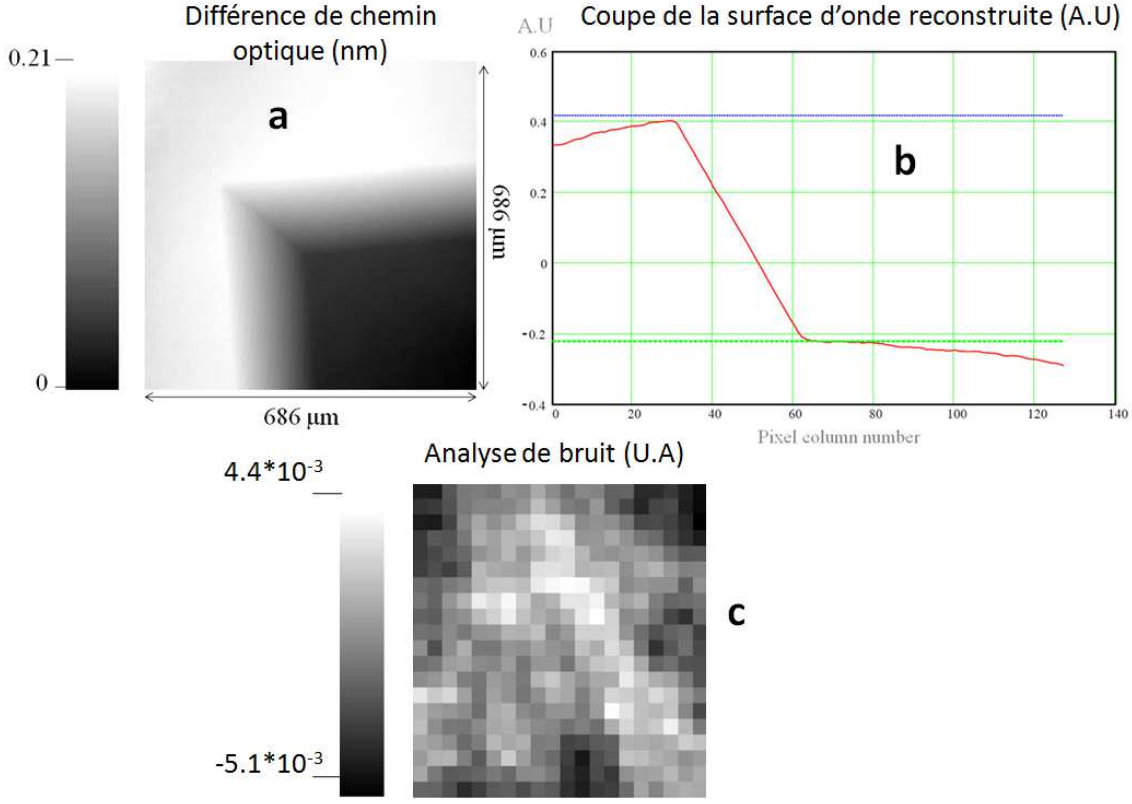


FIGURE 7.4 – Reconstruction de la surface d'onde. Fig. 7.4(a) Surface d'onde reconstruite en différences de chemin optique (unité : nm). Fig. 7.4(b) Coupe de la Fig. 7.4(a) en unités arbitraires : cette coupe permet d'associer une valeur physique en mètres aux unités arbitraires. Fig. 7.4(c) zone de (25×25) pixels de la pente de l'échantillon utilisé pour évaluer le bruit de mesure dans la reconstruction.

présente aucune dislocation de phase et que les pentes sont des plans quasi-parfaits. Pour cela, on mesure directement la valeur de l'écart-type dans cette zone. On obtient $\sigma_{ref} = 2,0 \times 10^{-3} U.A$, ce qui, en utilisant la calibration, correspond à $0,7pm$. On voit que l'on peut donc atteindre un rapport signal sur bruit de l'ordre de 300, à partir de franges donc le contraste n'est pourtant que de 11%. On remarque aussi, sur la Fig. 7.4(b), que la zone correspondant à la gravure est parfaitement plate, mais que les zones qui correspondent au substrat sont elles déformées. Ces déformations ne sont pas problématiques pour la calibration car aucune zone déformée n'a été utilisée ni pour la calibration, ni pour l'analyse de bruit. Bien que les déformations sur cette zone aient l'air de défauts de surface de type courbure, il s'agit probablement d'inhomogénéités dans l'épaisseur du substrat entre les deux faces avant et arrière.

Notons que la démarche suivie pour mesurer le bruit dans l'image reconstruite n'est pas valable dans un cas général, car un échantillon inconnu ne possèdera pas de zone parfaitement plane. Une méthode plus générale pour analyser le bruit dans un échantillon inconnu sera présentée en partie 7.1.3.

De même, nous avons également effectué des reconstructions utilisant directement les valeurs des paramètres expérimentaux (pas des franges, distance réseau-scintillateur et pas pixel effectif). Dans ce cas, on obtient une hauteur de marche de silicium de $0,20nm$ à comparer aux $0,21nm$ évoqués prćedemment.

7.1.2 Mesures de phase sur un moustique piégé dans une ambre

Dans le but d'illustrer les capacités du SPGI à mesurer des différences de chemin optique sur des objets complexes, nous avons imagé un fossile biologique : un moustique piégé dans un ambre. Pour obtenir une mesure quantitative, nous avons imagé ce moustique dans les mêmes conditions expérimentales que celles du prisme en silicium. L'image de phase reconstruite est présentée en Fig. 7.5.

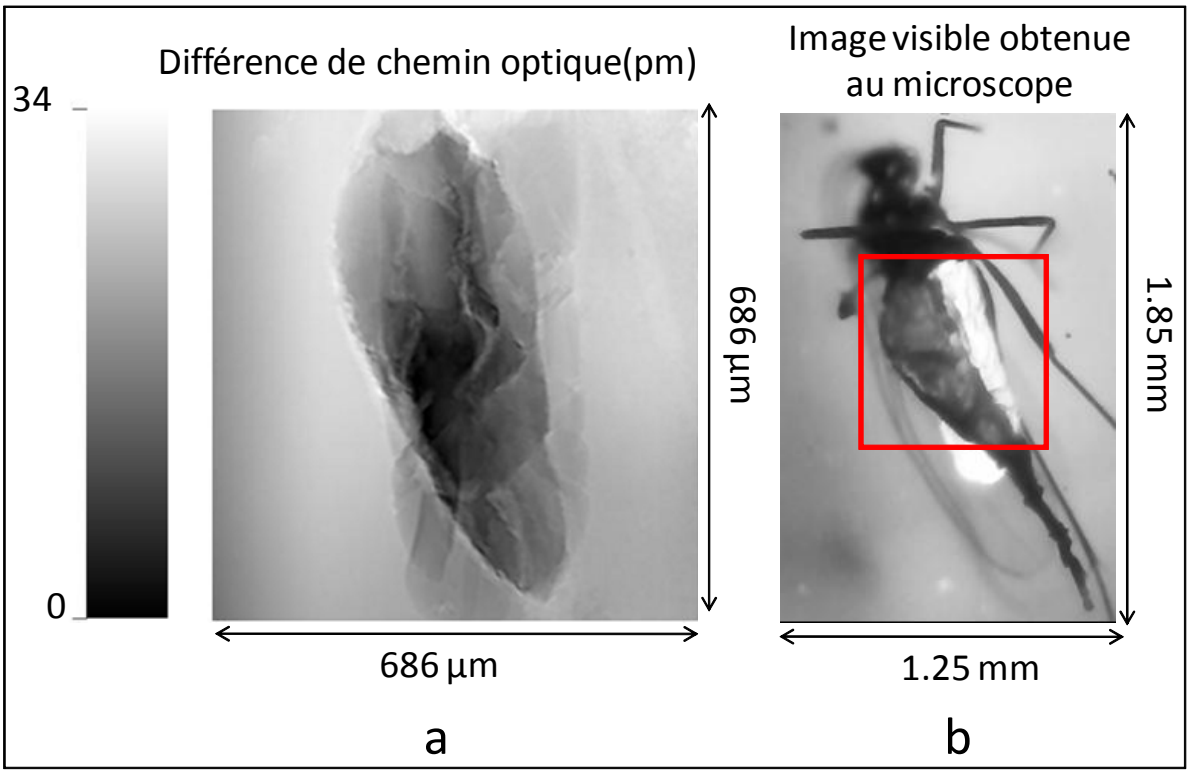


FIGURE 7.5 – Reconstruction de la surface d'onde pour le moustique. Fig. 7.5(a) Carte des différences de chemin optique introduites par le moustique. Fig. 7.5(b) Image visible obtenue au microscope optique du moustique. La zone délimité par un carré rouge correspond à la partie du moustique observée dans la Fig. 7.5(a).

La Fig. 7.5(a) montre l'image de phase reconstruite, alors que la Fig. 7.5(b) est une image du moustique prise au microscope optique dans le domaine visible. La première chose que l'on peut voir, c'est que certaines parties du moustique sont presque transparentes dans les rayons X, alors qu'on les voit bien dans le visible. Néanmoins, l'image de phase laisse percevoir quelques détails sur son anatomie interne. On remarque également que la carte des déphasages est relativement homogène dans les différents endroits de l'abdomen du moustique, où la différence de chemin optique moyenne est d'environ $28pm$, sauf une partie située au centre à gauche qui possède des valeurs de l'ordre de $15pm$. La valeur maximale des déphasages obtenus est de $34pm$ et correspond à certains bords du moustique.

Notons aussi que, dans cette image, on voit également une sorte d'ombre légèrement décalée au niveau du bord droit du moustique, ainsi qu'au niveau de la pointe du corps bas à gauche. Ces ombres sont dues au fait que l'ambre dans laquelle a été piégé le moustique a été taillée et possède des facettes. Ces facettes créent des superpositions d'images de faible intensité qui

viennent donc parasiter l'image reconstruite. Pour résoudre ce problème, nous avons prévu pour des mesures ultérieures de tailler l'ambre en un cylindre.

Grâce à une platine tournante contrôlable en rotation, nous avons pu réaliser une série d'images de cet échantillon sur 360°, avec un pas de 5°, pour un total de 72 images (73 en comptant l'image de référence nécessaire à la reconstruction). Une fois les images de phases reconstruites, nous avons pu réaliser une tomographie du moustique : une reconstruction volumique sur trois dimensions des différences de chemin optique produites par ce moustique. Comme l'image de référence a été réalisée dans une zone de l'ambre sans moustique, la contribution de l'ambre a pu être écartée des mesures. La Fig. 7.6 présente plusieurs plans de coupe de la reconstruction tomographique réalisée.

On voit sur cette reconstruction en trois dimensions que le plan des ailes du moustique, ainsi que des détails des ailes, sont visibles alors que l'on ne pouvait pas les dicerner sur les images de phase en deux dimensions. On a un meilleur aperçu des zones qui créent les plus faibles déphasages dans l'échantillon, notamment à certains endroits de l'abdomen. Toutefois, cette reconstruction doit être améliorée car l'ambre dans laquelle était emprisonné le moustique n'était pas vraiment à symétrie de révolution. Ainsi, les grosses différences dans les déphasages obtenus peuvent s'expliquer par des variations d'épaisseur de l'ambre d'un plan de coupe à un autre. Toutefois, le fait d'avoir pu obtenir une première reconstruction tomographique de phase avec un interféromètre n'utilisant qu'un seul réseau est un résultat encourageant pour l'avenir de cette technique d'imagerie.

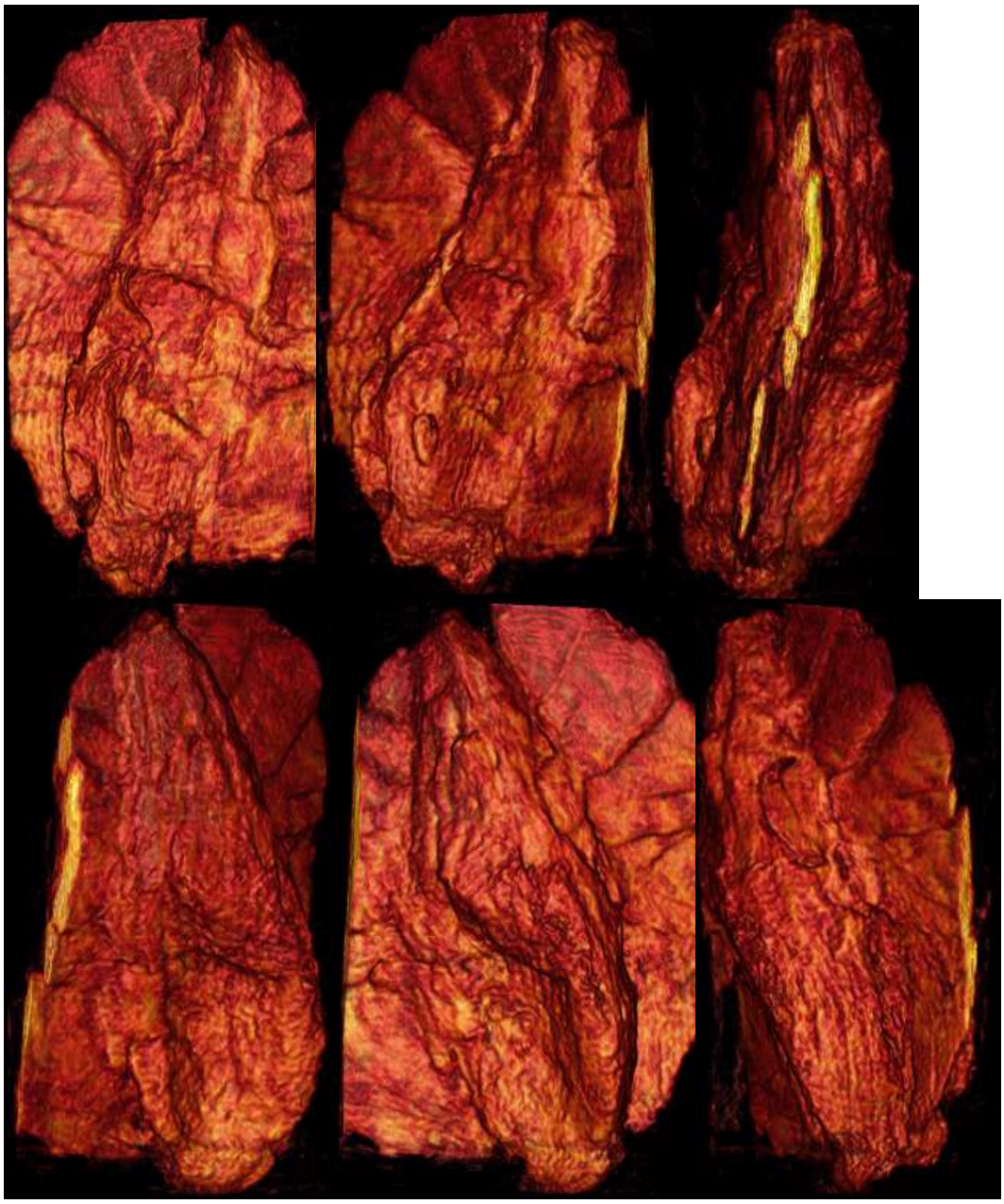


FIGURE 7.6 – Reconstruction tomographique en différences de chemin optique du moustique.

7.1.3 Evaluation du bruit de mesure grâce à la cartographie des cloûtures des dérivées

Comme nous l'avons précisé dans la section précédente, il n'est pas possible d'analyser le bruit de mesure directement dans l'image reconstruite du moustique, car celui-ci peut présenter des dislocations de phase, ou des zones denses en défauts à forts gradients. Ainsi, isoler une zone et en étudier l'écart-type n'aurait aucun sens. C'est pourquoi nous allons utiliser les cartographies des clôtures des dérivées de la surface d'onde (CCDSO) définies en section 6.3.2. Les CCDSO de l'échantillon de référence et du moustique sont présentées en Fig. 7.7

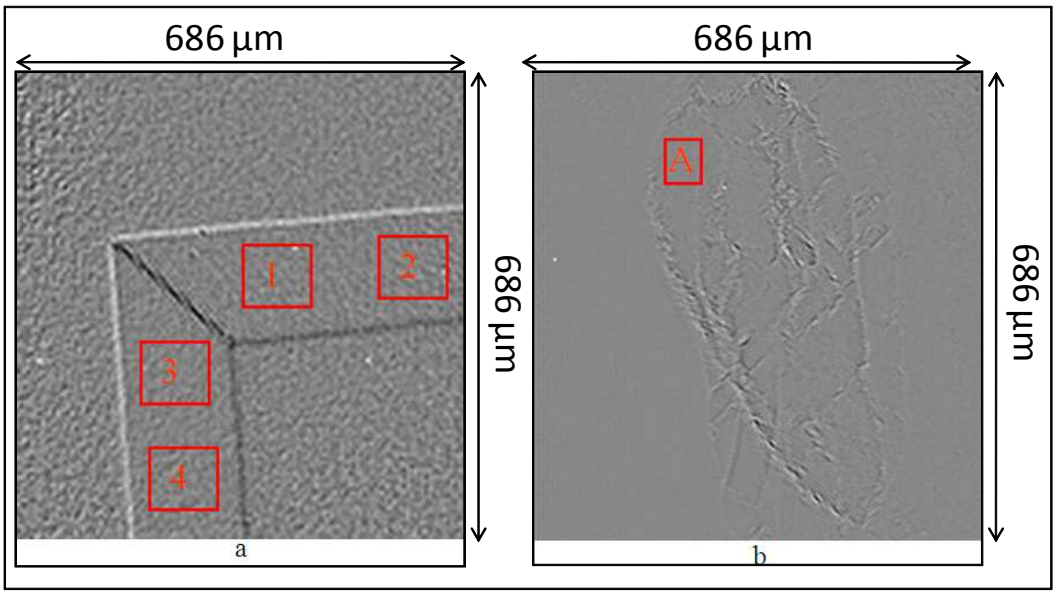


FIGURE 7.7 – Cartographies des clôtures des dérivées de Surface d'Onde (CCDSO). (a) CCDSO de l'échantillon de référence. (b) CCDSO du moustique piégé dans l'ambre.

Nous constatons dans la Fig. 7.7(a), qui est la CCDSO du prisme de silicium, que le niveau de bruit est homogène partout, sauf sur les zones correspondant aux arrêtes de l'attaque chimique. Cela vient du fait que ce sont des zones sous-échantillonnées dans l'image, la reconstruction est donc moins bonne. Ceci est confirmé en analysant la Fig. 7.7(b) qui est la CCDSO du moustique : les zones de l'échantillon qui correspondent à de forts gradients sont plus bruitées que les zones plates. Le bruit moyen semble plus important dans l'image du prisme que dans celle du moustique, mais c'est juste la différence de normalisation des deux CCDSO qui donne cet effet là.

Dans la Fig. 7.7(a), l'écart-type a été mesuré dans 4 zones de (20×20) pixels (nommées 1, 2, 3 et 4 et délimitées par un contour carré rouge sur l'image). La valeur de ces écart-types est notée $\sigma_{CCDSO_i}, i \in \{1, 2, 3, 4\}$. Les écart-types dans ces zones ont également été déterminés dans l'image reconstruite (car pour cet échantillon de référence, on est sûr qu'il n'y a pas de dislocation de phase). La valeur de ces écart-types est notée $\sigma_{DCO_i}, i \in \{1, 2, 3, 4\}$. Nous avons calculé pour chaque valeur de i le rapport $R = \frac{\sigma_{CCDSO}}{\sigma_{DCO}}$. Comme l'ont expliqué Freischlad et Koliopoulos [110], et comme nous l'avons rappelé dans la partie 6.3, ce rapport est constant et ne change pas si la configuration du SPGI ne change pas. On peut donc l'utiliser comme valeur de calibration pour passer du bruit mesuré dans la CCDSO d'un objet quelconque au bruit dans l'image reconstruite de ce même objet. Ainsi, dans la Fig. 7.7(b), représentant la CCDSO du moustique, l'écart-type a été calculé dans une zone nommée zone A et délimtée en rouge sur l'image et équivaut à un

bruit de $0,08pm$. Au final, avec une DCO moyenne de $28pm$ dans cette zone, on déduit aussi que le RSB est de l'ordre de 340.

Cette méthode d'analyse du bruit, ainsi que les résultats quantitatifs sur le moustique ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Optics Express*[112].

7.1.4 Imagerie de phase sur un champ de billes d'Indium

Pour tester les capacités du SPGI en contrôle non-destructif sur des échantillons industriels, nous avons réalisé des mesures par contraste de phase sur un champ de billes en indium tel que ceux utilisés dans la fabrication des détecteurs infrarouges refroidis de type $H_dC_dT_E$. Ces champs de billes jouent le rôle de réseau d'interconnexion entre la partie photosensible et le circuit électronique. Il est constitué de billes de forme sphérique qui ont été réalisées par un procédé leur garantissant un diamètre de $15\mu m$ et un espacement de $30\mu m$. Nous allons donc utiliser le SPGI pour vérifier la valeur du diamètre des billes. Le programme de traitement des données utilisé a été recodé en langage *Labview* pour être implémenté sur une machine du synchrotron SOLEIL. Les résultats illustrés dans cette partie ont donc des fenêtres de présentation différentes de celles des résultats précédant. L'interférogramme obtenu en imageant ce champ de billes avec le SPGI est donné en Fig. 7.8.

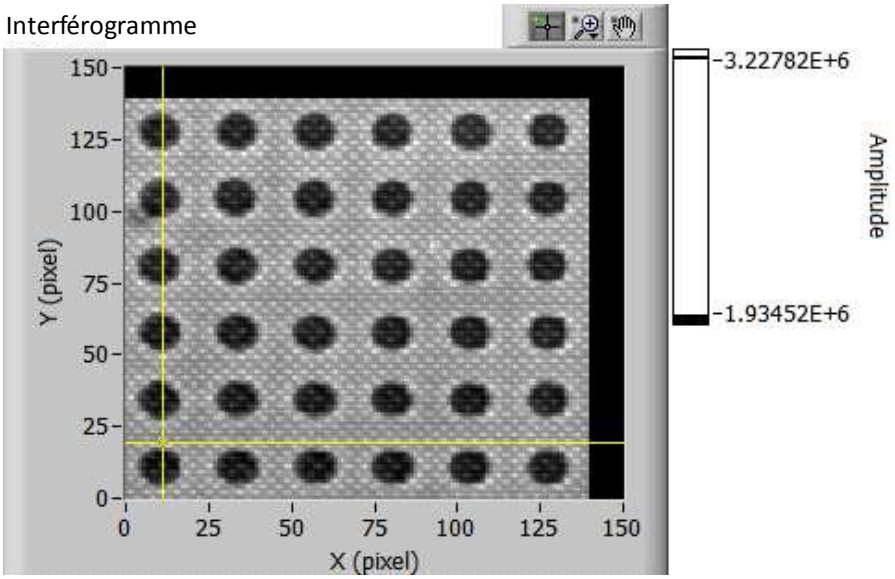


FIGURE 7.8 – Morceau de 140×140 pixels de l'interférogramme obtenu avec le champ de billes d'indium comme échantillon d'étude.

Ces billes se comportent comme des lentilles divergentes (puisque l'indice de l'indium dans ce domaine de longueurs d'onde est inférieur à 1) et vont introduire une courbure locale par rapport au faisceau plan fourni par le synchrotron. Cet écart aberrant Δ_{billes} se calcule à partir de la formule : $\Delta_{billes} = h^2/2f$, où h est le rayon des billes et f leur longueur focale, qui vaut $f = h/2\delta_{indium}$, où $\delta_{indium} = 1 - n_{indium}$ avec n_{indium} l'indice de l'indium à la longueur d'onde centrale du spectre. Sachant que pour $\lambda = 0,07nm$, $\delta_{indium} = 4,167.10^{-6}$, la différence de marche théorique introduite par ces billes est de $31,2pm$.

Nous avons donc procédé à la reconstruction des différences de chemin optique introduites par ce champ de billes. Les résultats de cette reconstruction sont présentés en Fig. 7.9. La Fig. 7.9(a) représente les différences de chemin optique introduites par une zone de 6×6 billes, et la

Fig. 7.9(b) représente une coupe horizontale le long d'un axe passant par le centre d'une ligne de 6 billes. Cet axe est représenté en jaune sur la Fig. 7.9(a).

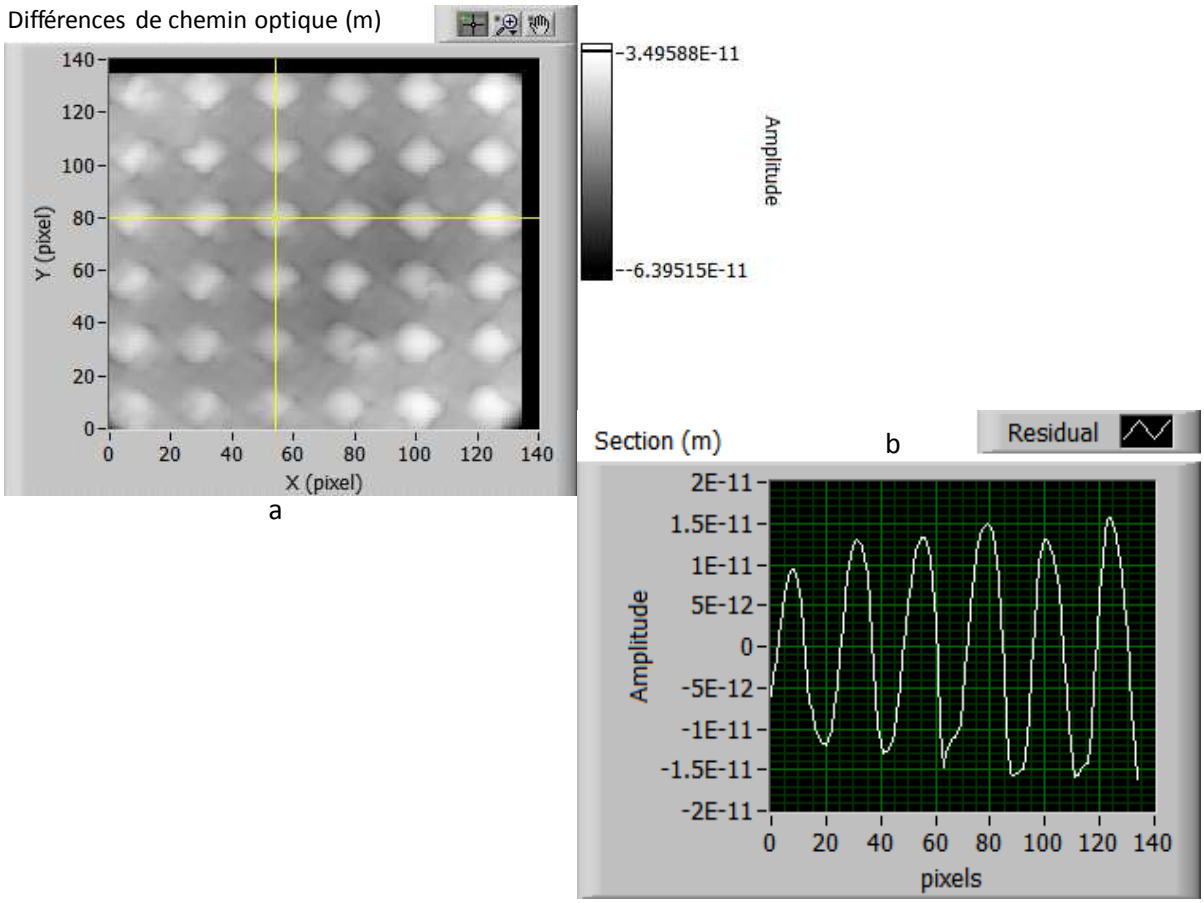


FIGURE 7.9 – Reconstruction des différences de chemin optique introduits par le champ de billes en indium.

On voit grâce à cette figure que la différence de chemin optique introduite par les 6 billes sondées est bien de l'ordre de $30pm$ pour toutes les billes. On voit néanmoins que les DCO introduites par chacune ces billes ne sont pas identiques individuellement. En effet, on voit sur la Fig. 7.9(b) que la différence de chemin optique induite par la première bille est de $22pm$ alors que les 3 dernières billes génèrent bien une DCO proche des $30pm$ attendus. Ces irrégularités dans les différences de chemin optique des billes sont plus facilement visualisables sur la reconstruction 3D présentée en Fig. 7.10. On voit sur l'interférogramme que le diamètre de toutes les billes semble identique. Ces écarts sur les valeurs des différences de chemin optique sont donc liés à un autre phénomène. En effet, cela vient probablement du fait que l'on utilise un nombre de pixels trop faible pour échantillonner chaque bille. De plus, il y a aussi les éventuels défauts d'irrégularité du substrat qui peuvent fausser les mesures.

On peut donc conclure que le SPGI est adapté à la mesure de phase sur des objets industriels tels que les *Micro Electro Mechanical Systems* (MEMS) mais il faut que l'échantillonnage soit adapté à chaque application. Nous avons donc prévu de refaire ces mesures avec une résolution spatiale plus élevée.

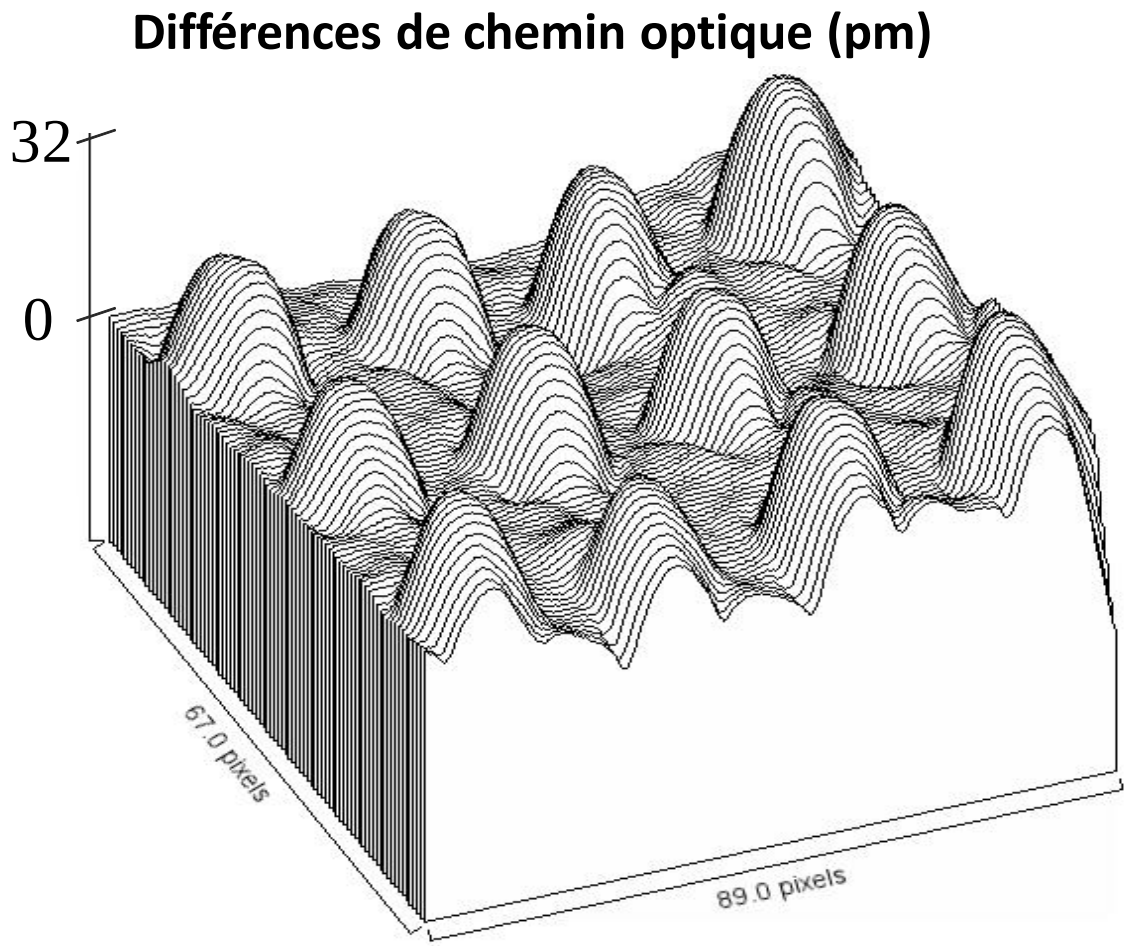


FIGURE 7.10 – Reconstruction des différences de chemin optique de 6×6 billes du champ de billes d'indium étudié. On voit que les DCO introduites sont de l'ordre de $30pm$ comme ce qui était prévu théoriquement, mais qu'il y a des irrégularités dans les DCO introduites par chaque bille.

7.2 Métrologie de miroirs pour les rayons X

Dans cette section nous allons présenter des résultats obtenus avec le SPGI en métrologie des miroirs pour les rayons X.

Le miroir que nous avons testé avec le SPGI est un miroir baptisé Torpedo. Il possède une forme archée, allongée et son polissage garanti que l'amplitude de ses défauts de surface n'excède pas $0,5nm$ RMS sur une zone de $100 \times 5mm$. Une photographie de ce miroir est disponible en Fig. 7.11.

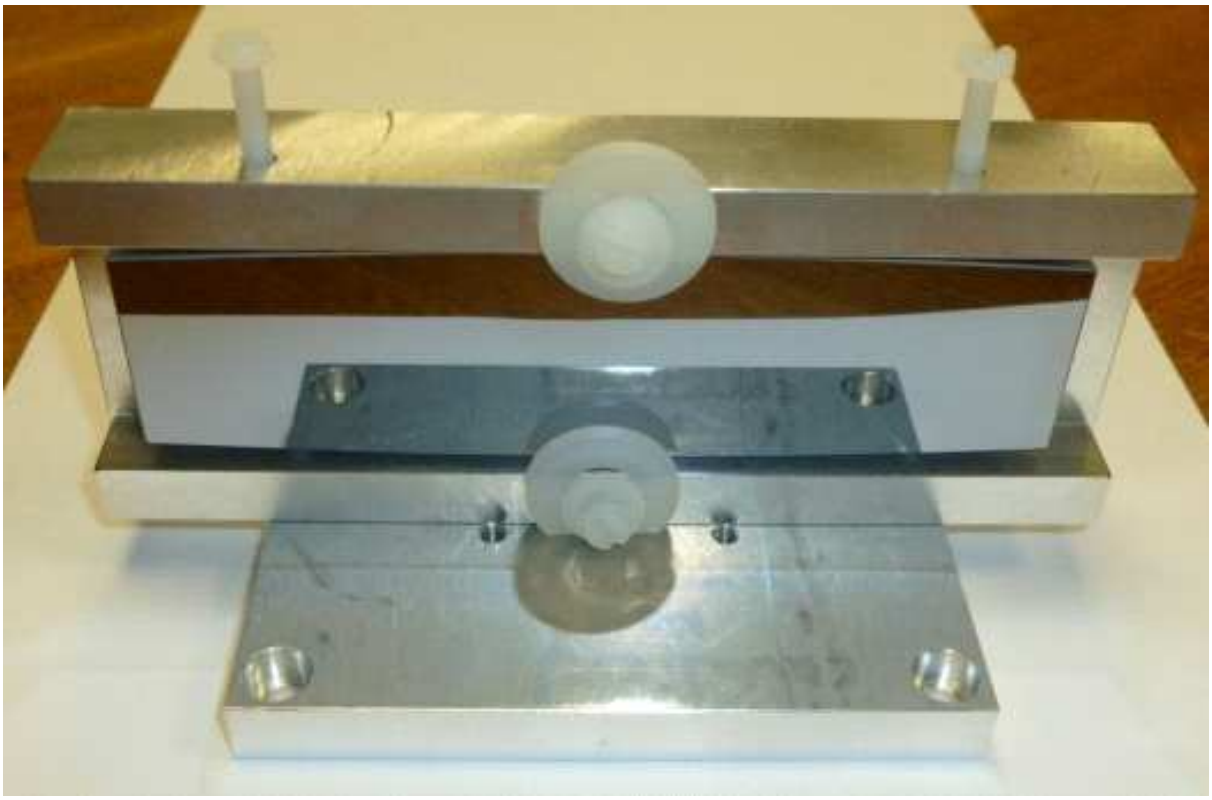


FIGURE 7.11 – Photographie du miroir Torpedo : il possède une forme archée et allongée. Il est garanti que l'amplitude de ses défauts de surface n'excède pas $0,5nm$.

Comme c'est un miroir prévu pour réfléchir les rayons X, il sera étudié en réflexion avec le SPGI. C'est-à-dire que nous introduirons la partie réflective de ce miroir dans le faisceau, et que nous irons examiner la partie réfléchie du faisceau. Cependant, les miroirs utilisés dans les rayons X ne fonctionnent que pour des incidences rasantes très faibles, de l'ordre de $0,1°$, ce qui rend les mesures délicates à faire.

Ce miroir a été préalablement caractérisé par une équipe du synchrotron SOLEIL avec un interféromètre Stitching. Cette expérience effectuée en lumière visible et en incidence normale a permis de mesurer l'amplitude du défaut de surface du miroir dans sa longueur à $0,5nm$ RMS. Cette qualité de surface est suffisante car ce genre de miroir est utilisé en incidence rasante dans les rayons X. Ainsi, ces $0,5nm$ sont ramenés à seulement $1,75pm$ quand on utilise le miroir à une incidence de $0,1°$, qui est une incidence typiquement utilisée dans les expériences avec des miroirs pour les rayons X. L'objectif de cette partie de chapitre est de prouver que le SPGI peut corroborer les mesures effectuées le Stitching, et ainsi être un instrument assez fiable pour

pouvoir être un jour implémenté sur une boucle d'optique adaptative dans les rayons X.

Le premier point délicat expérimentalement a été d'obtenir un interférogramme de référence (sans échantillon), garanti dans la même configuration que pour la mesure avec le miroir. En effet, puisque nous allons examiner un faisceau réfléchi, nous allons devoir bouger le bloc de détection entre la mesure sur le miroir et la prise de référence. Il faudra donc être très rigoureux pour s'assurer que la zone du réseau utilisée pour enregistrer les franges de référence est la même que celle utilisée pour obtenir les franges avec le miroir dans le faisceau, et ce avec une précision égale à un interfrange. Pour cela, nous avons légèrement modifié le dispositif expérimental, en y ajoutant un système de fentes fines, tel que présenté en Fig. 7.12.

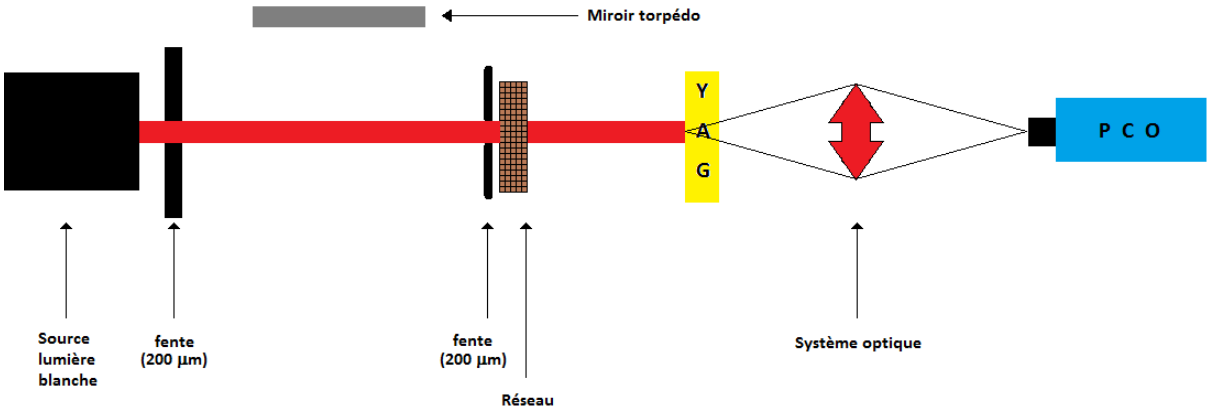


FIGURE 7.12 – Nouvelle configuration expérimentale du SPGI utilisée pour la métrologie du miroir Torpedo. L'ajout d'un système de fentes devant le réseau permettra de marquer la zone du réseau utilisée pour obtenir les franges avec le miroir, et de retrouver cette même zone quand on bouge le dispositif pour enregistrer la référence sans miroir.

Un autre problème que l'on rencontre quand on utilise des miroirs, c'est que le système de franges est inversé sur la caméra par rapport au cas du faisceau direct, comme le montre le schéma Fig. 7.13.

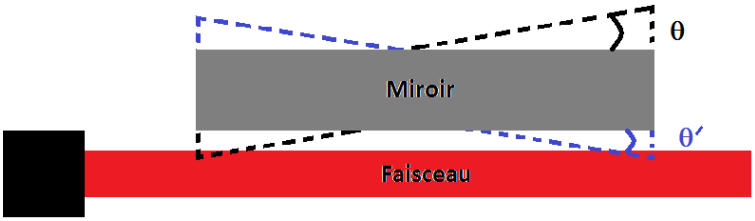


FIGURE 7.13 – Inversion du faisceau à la réflexion sur le miroir.

Nous allons donc supposer que la symétrie du réseau, ainsi que son orientation sur le SPGI sont suffisamment bien respectées pour pouvoir considérer que le système de franges renversé est équivalent et bien superposé au système direct.

Enfin, le dernier problème que l'on rencontre sur des miroirs X, c'est le nombre de points de mesure à la reconstruction. En effet, comme ces miroirs sont conçus pour être utilisé en incidence rasante, il faut tenir compte de l'angle d'incidence et projeter la taille de la zone de miroir explorée selon la direction longitudinale. Ainsi, quand le faisceau éclaire une zone de miroir de taille $L = 0,37mm$ de profondeur dans la direction z, on obtient dans cette direction une image

projettée de taille $L_{proj} = L * 2\sin(\theta) = 1,26\mu m$, avec $\theta = 0,1°$ l'angle entre l'axe optique du SPGI et la direction longitudinale du miroir. On voit ainsi qu'une zone de miroir de $370\mu m$ est ramenée à un pixel au niveau du scintillateur. A cause de cette projection, la dimension de longueur du miroir, ramenée dans la direction X de la caméra, sera faible à l'image. Les interférogrammes obtenus auront donc une forme longiligne avec une faible dimension en X : le miroir sera sondé sur une longueur de $80mm$, qui sera donc ramenée à $280\mu m$ sur le détecteur, soit 221 pixels, à cause de l'incidence. Sachant qu'on utilise un échantillonnage de $3,41$ pixels par tache, le miroir sera échantillonné avec 65 franges. La Fig. 7.14 représente les interférogrammes obtenus avec et sans miroir.

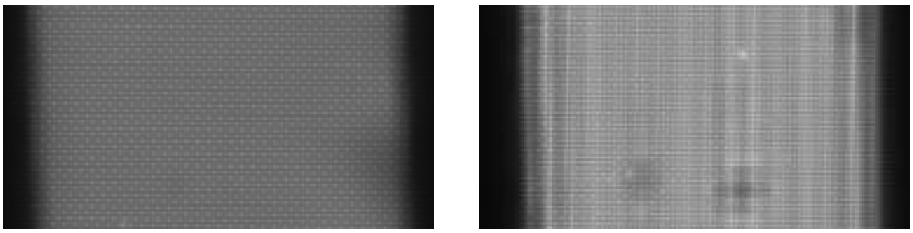


FIGURE 7.14 – Interférogrammes.(a) Interférogramme de référence obtenu sans échantillon. (b) Interférogramme obtenu avec le miroir dans le faisceau. Il s'agit de zoom sur les parties pertinentes des interférogrammes car à cause de la projection selon l'angle θ, les interférogrammes ont une dimension en X faible.

Nous avons, malgré les difficultés techniques, réussi à obtenir un interférogramme de référence pour cette expérience en réflexion. Ainsi, nous avons, pu reconstruire la surface d'onde réfléchie par le miroir. Nous avons pu mesurer les défauts du miroir dans la direction longitudinale suivant plusieurs traces. Ces résultats sont présentés en Fig. 7.15.

Pour obtenir des informations quantitatives, nous n'avons pas pu utiliser la calibration car nous avons été obligé de modifier la configuration de l'interféromètre pour prendre une référence, mais également parce qu'avoir des interférogrammes longilignes a une influence sur le spectre, et sur le choix de la taille des fenêtres utilisées pour extraire les harmoniques utiles. Nous avons donc utilisé les valeurs numériques du pas des franges, de la distance réseau-détecteur et du pas pixel effectif pour obtenir des mesures quantitatives.

Après compensation de l'incidence, l'amplitude moyenne du défaut selon toutes les traces reconstruites est de $0,504nm$ RMS. Ces mesures ont été comparées à des mesures effectuées avec un autre dispositif : un interféromètre Stitching en lumière visible. Ces comparaisons sont représentées en Fig. 7.16.

Cette figure représente la comparaison de mesures de défauts effectuées sur deux traces du miroir. Les courbes rouges représentent les mesures faites avec le SPGI et les courbes bleues, celles obtenues avec le interféromètre Stitching. Les figures de gauche représentent le défaut complet alors que les courbes de droite correspondent aux défauts résiduels obtenus en soustrayant la contribution du défaut principal. Ce défaut principal est une coma générée par les contraintes mécaniques appliquées au miroir pour son maintien. Il n'est donc pas intéressant à étudier car il ne correspond pas aux défauts de surface du miroir. C'est pour cela qu'il a été soustrait aux mesures présentées dans les courbes de droite de la Fig. 7.6. Les résultats obtenus avec le SPGI ont été compensés de l'incidence rasante afin de pouvoir être comparés avec ceux obtenus en incidence normale avec le Stitching.

Les deux techniques de mesures donnent la même forme pour le défaut principal. Son am-

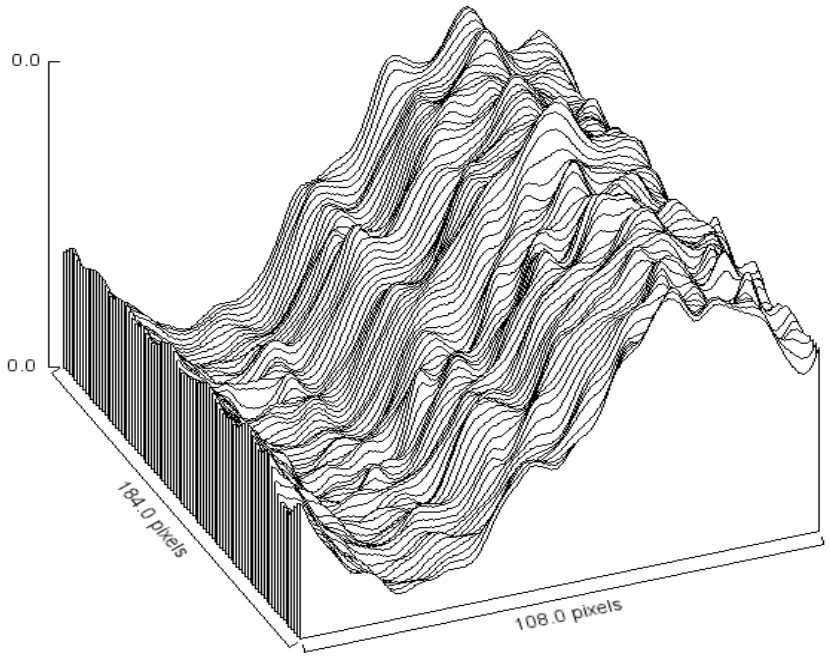


FIGURE 7.15 – Reconstruction de différentes traces de défauts du miroir dans sa direction longitudinale. Dans cette figure, le défaut principal du au maintien du miroir na pas été soustrait. L'amplitude RMS du défaut résiduel n'excède pas les $0,5nm$, comme cela est prévu par le cahier des charges du miroir.

plitude est plus importante dans la mesure effectuée avec le SPGI. Cela vient du fait que la contrainte mécanique de maintien était plus forte dans cette expérience. Quand au défaut résiduel, l'amplitude mesurée est identique avec les deux techniques et pour les deux traces sondées. Cette amplitude est de $0,5nm$ RMS en moyenne sur chaque trace. On remarque toutefois que les deux techniques ne donnent pas la même forme de défaut pour chacune des traces, bien que les tendances des deux mesures correspondent. Les différences viennent du fait le pas latéral du SPGI et de l'interféromètre Stitching sont différents. Afin de pouvoir comparer les mesures, celles-ci ont été ramenées au même pas. Dans le cas de l'interféromètre stitching, le changement de pas a perturbé la mesure avec un bruit haute fréquence qui lui donne cet aspect plus chahuté.

Ces résultats sont encourageants et montrent l'intérêt d'utiliser un SPGI pour une mesure in-situ de défauts d'un miroir dans les rayons X. Ceci permettra d'envisager de mesurer *in situ* et en temps réels, la forme d'un miroir déformable, afin d'utiliser ce dernier pour régler la collimation ou la mise en forme d'un faisceau dans une boucle d'optique adaptative dans les rayons X.

7.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les premiers résultats obtenus avec le SPGI en terme d'imagerie de phase et de mesures métrologiques sur des miroirs X. Des mesures de bruit dans les images reconstruites ont été réalisées grâce à une méthode simple n'utilisant que les interférogrammes.

En imagerie, nous avons pu mesurer des différences de chemin optique introduites par un échantillon inconnu, grâce à une étape de calibration, où l'on a utilisé un échantillon de référence

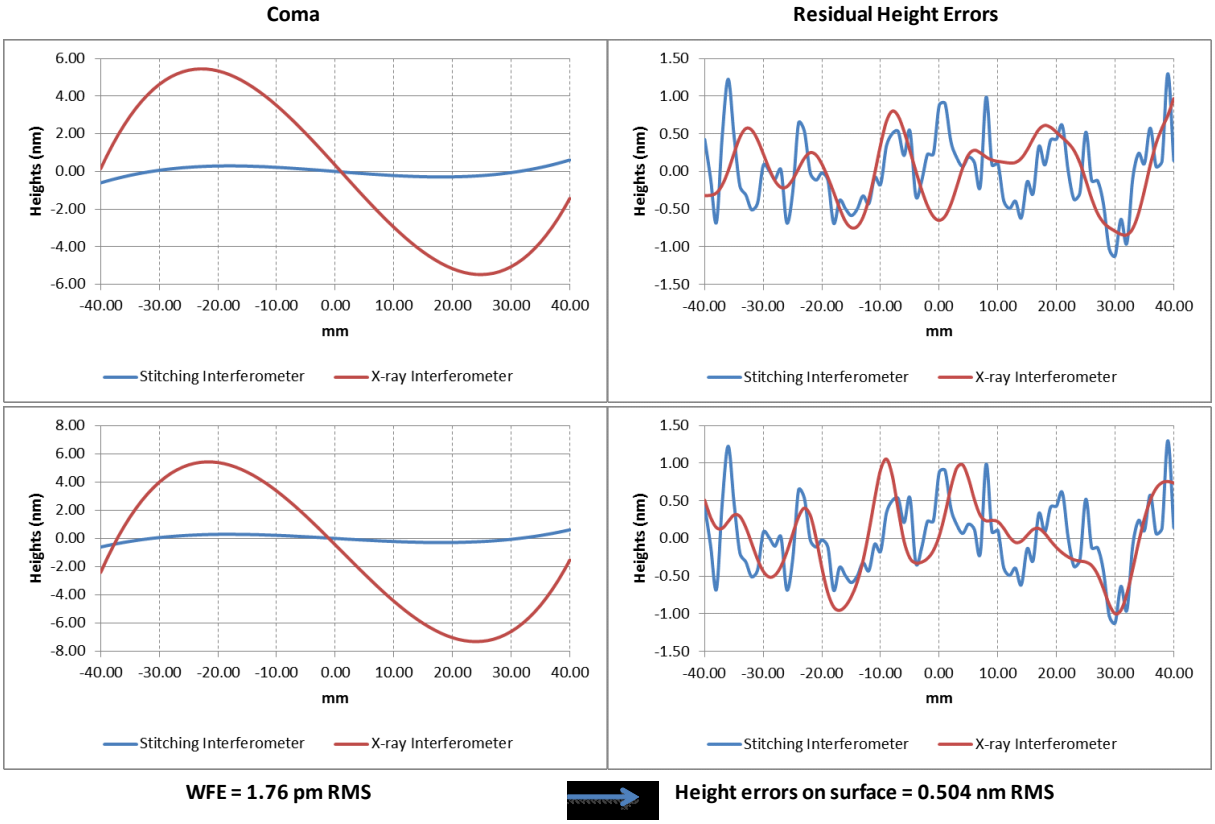


FIGURE 7.16 – Comparaison de mesures faites au SPGI et avec un interféromètre visible Stitching sur le miroir Torpédo. Les mesures de gauche représentent le défaut principal mesuré : il s'agit d'un défaut créé par les contraintes mécaniques auxquelles est soumis le miroir. Les mesures de droite représentent le défaut résiduel obtenu quand on soustrait le défaut principal. Il s'agit donc du défaut de surface du miroir. Les mesures du haut de la figure correspondent à des mesures effectuées sur une trace particulière du miroir, alors que celles du bas correspondent à une autre trace. Les mesures effectuées au SPGI sont compensées des effets de l'incidence rasante utilisée pendant la mesure.

simple et connu. Celui-ci est un prisme de silicium qui introduit des différences de marche allant jusqu'à $0,21nm$. Dans l'image reconstruite, le bruit a pu être estimé de deux manières différentes à $0,7pm$, ce qui donne un RSB d'environ 300 pour cette expérience. Pour le moustique, les différences de marche mesurées dans l'échantillon sont d'environ $28pm$, et le bruit a pu être estimé grâce aux cartographies des clôtures des dérivées de surface d'onde à $0,08pm$ pour les zones les moins accidentées, donnant un RSB d'environ 340. La meilleure qualité de résultat sur le moustique vient du fait que l'on avait utilisé un scintillateur neuf contrairement à l'expérience de calibration. Les différences de chemin optique d'un champ de billes en indium utilisé dans les détecteurs infrarouges refroidis ont pu être obtenues et ont permis d'illustrer l'intérêt de ce type d'interféromètre pour l'analyse des MEMS, même si on a identifié lors de cette expérience, l'intérêt d'une résolution spatiale légèrement plus fine. Ainsi, les performances du SPGI en imagerie sont suffisamment intéressantes pour envisager de futures applications industrielles dans l'imagerie médicale comme dans le contrôle non-destructif.

En métrologie des miroirs, nous avons étudié un miroir hyperplan, prévu pour fonctionner

en incidence rasante pour des rayons X. Les mesures obtenues avec le SPGI ont été comparées avec des mesures effectuées au préalable avec celles d'un interféromètre Stitching obtenues en incidence normale et en lumière visible. Après compensation du défaut principal lié au maintien du miroir, les mesures effectuées ensuite sur différentes traces du miroir avec le SPGI donnent un défaut moyen de $0,5nm$. Elles corroborent les mesures faites avec le Stitching. Cette expérience nous a donc permis de montrer l'intérêt du SPGI pour une future application industrielle dans l'optique active pour les rayons X.

Chapitre 8

Conclusion générale : bilan et perspectives

Sommaire

8.1 Bilan 117
8.2 Perspectives 118

8.1 Bilan

Dans ce document, un nouveau type d'interféromètre à réseau pour les rayons X a été étudié : le SPGI. Des résultats théoriques, appuyés par des simulations numériques, et des résultats expérimentaux ont été présentés.

Cet interféromètre a été conçu pour être le plus simple possible en vue de permettre une adaptation facile du contraste de phase vers les milieux industriels, notamment l'imagerie médicale. S'appuyant sur le concept d'interférométrie à décalage quadri-latéral, déjà étudié dans les domaines visible et infrarouge, ce dispositif utilise une source de rayons X large spectralement, un damier de phase binaire et un bloc de détection indirecte. Nous avons montré théoriquement qu'un tel dispositif pouvait générer des figures d'interférence invariantes par propagation, achromatiques et de profil transverse sinusoïdal à partir d'une certaine distance de propagation appelée distance panchromatique. Cette propriété de profondeur de champ infinie n'est vraie que si la source utilisée est ponctuelle. Nous avons cependant montré qu'à cause des effets de la cohérence partielle de la source, la profondeur de champ est limitée, mais reste supérieure à celle des dispositifs à réseaux qui existent déjà.

Le SPGI a été implémenté sur la ligne de lumière "Métrologie" du synchrotron SOLEIL. Ses capacités à fournir un système de franges suffisamment contrasté, ainsi que l'existence de son régime panchromatique ont été démontrées. En utilisant tout le spectre de la source du SOLEIL, un réseau de phase composé de plots d'Or cubiques de $3\mu m$ de côté, un scintillateur ($YAG : Ce$), un système de reprise de grossissement égal à $5,9$ et une caméra visible PCO2000 haute sensibilité, nous avons pu montrer expérimentalement qu'il existe un régime panchromatique qui s'étend de $z = 43cm$ à $z = 54cm$, et que dans toute cette gamme de distances entre le réseau et le système de détection, les franges produites par le SPGI ont un contraste de l'ordre de 10%, qui est suffisant pour pouvoir reconstruire une surface d'onde.

Une procédure permettant d'extraire au mieux une surface d'onde à partir de ces interfé-

rogrammes a été présentée, et les explications théoriques relatives à cette procédure ont été données.

Des résultats expérimentaux ont pu être obtenus sur un moustique piégé dans un ambre, un champ de billes microscopiques en indium, et des miroirs plans conçus pour les rayons X. Une étape de calibration a été réalisée préalablement. En utilisant un échantillon dont nous connaissions précisément la différence de chemin optique (DCO) qu'il introduisait, nous avons pu calculer quantitativement la DCO introduite par le moustique. Pour le moustique, on arrive à mesurer une DCO moyenne de $28pm$ avec un bruit de $0,08pm$ dans une zone pas trop accidentée (en évitant en particulier les bords francs du moustique).

Des mesures de phase quantitatives ont été réalisées sur un champ de billes d'indium tels que ceux utilisés dans les détecteurs infrarouges refroidis. Contrairement au cas du moustique, nous n'avons pas utilisé de calibration mais directement les valeurs des paramètres de l'expérience pour obtenir les informations quantitatives. Ces mesures ont montré que le SPGI pouvait être utilisé pour caractériser des échantillons industriels de type MEMS à condition d'adapter la résolution spatiale à l'objet étudié.

Le SPGI a également servi pour mesurer le défaut principal d'un miroir plan utilisé dans les rayons X. Ce défaut avait été préalablement quantifié avec un interféromètre Stitching en rayonnement visible et en incidence normale. Nous avons utilisé le SPGI pour mesurer ce défaut en incidence rasante dans les rayons X afin de montrer que cet interféromètre peut mesurer *in situ* des défauts sur des miroirs déformables et que l'on pourra donc envisager de l'utiliser dans des boucles d'optique adaptative pour les rayons X. En tenant compte de l'incidence rasante de $0,1°$ entre l'axe optique de l'interféromètre X et le miroir, c'est un défaut résiduel d'amplitude $0,5nm$ RMS qui a pu être mesuré. Cette mesure concorde avec le résultat obtenu en utilisant le Stitching.

Enfin, une méthode simple permettant d'estimer le bruit de mesure dans les surfaces d'onde reconstruites à partir des interférogrammes a été présentée. Celle-ci nous a permis de mesurer l'écart-type du bruit de mesure et donc d'évaluer la précision de notre technique. Nous avons ainsi démontré que le RSB obtenu avec notre interféromètre pour des expériences réalisées sur des objets autres que des objets canoniques était typiquement de l'ordre de 300. Il est important de noter que cette précision est évaluée à partir des mesures elles-même. En effet il est connu que la complexité du défaut à mesurer influence directement la qualité de la reconstruction [109]. Il est donc peu pertinent d'utiliser une précision de mesure évaluée sur un échantillon canonique souvent simple et de l'afficher comme étant valable pour toute mesure réalisée sur un échantillon plus complexe.

8.2 Perspectives

Les différentes études menées sur ce thème depuis environ 15 ans ont montré que le contraste de phase pouvait surmonter de nombreuses limitations de l'imagerie en rayons X classique, et cette thèse vient appuyer cette conclusion.

Le nouvel interféromètre à réseau développé ici représente une étape de plus vers l'utilisation massive de l'imagerie par contraste de phase dans l'industrie. Son fonctionnement et la qualité de ses performances ont été testées sur une source de lumière synchrotron polychromatique.

Il serait maintenant intéressant d'obtenir des résultats similaires en utilisant une source de rayons X industrielle. Il serait également utile, pour convaincre le monde industriel, d'obtenir des images d'échantillons pertinents pour les applications souhaitées. Par exemple, dans le cas de l'imagerie médicale, l'ultime étape sera d'obtenir des images de phase sur un humain vivant.

Suite aux résultats que j'ai obtenu pendant ma thèse sur source synchrotron, j'ai été contacté par Shaïma Enouz-Vedrenne du groupe Thalès Research and Technology, afin de faire du diagnostic de composants de type MEMS. Après des premiers résultats obtenus au synchrotron SOLEIL sur un échantillon que le simple contraste d'absorption ne permettait pas d'analyser. L'Onera, SOLEIL et Thalès ont tenté d'obtenir les mêmes résultats sur l'un des bancs de test pour le contrôle non-destructif en rayons X de Thalès. Les résultats n'ont pu être divulgués dans ce manuscrit car il s'agit d'un échantillon d'intérêt industriel, et que le propriétaire nous a demandé un droit de réserve. C'est en partie pour cette raison que le test sur le champ de billes d'indium a été fait : cet échantillon n'était pas protégé. Un doctorant va poursuivre les travaux présentés dans ce document afin d'intégrer un SPGI directement sur une des sources industrielles de Thalès. De plus, des premiers contacts ont été établis avec le professeur Pierre-Yves Brillet de l'hôpital Avicenne afin d'étudier l'applicabilité du SPGI au domaine médical. L'ensemble des résultats obtenus au synchrotron SOLEIL ont permis d'obtenir un financement du labex PALM pour continuer à explorer les applications du SPGI.

En conclusion, le SPGI possède le potentiel pour permettre d'envisager des applications industrielles de l'imagerie par contraste de phase dans les rayons X.

Annexe A

Conditions d'auto-imagerie

Le phénomène d'auto-imagerie est une conséquence directe de l'approximation de Fresnel. On peut donc, calculer la propagation de l'intensité après un réseau en utilisant l'intégrale de Fresnel. Mais il est plus pratique de passer par l'espace de Fourier. Pour calculer l'intensité propagée en z, on multipliera chaque composante spectrale du champ au point initial par un terme de propagation correspondant au déphasage subi par chaque onde plane au cours de la propagation. Concrètement, si $U_0(x,y)$ est la valeur du champ dans le plan du réseau, le spectre $\tilde{U_z}(f_x,f_y)$ du champ propagé en z, $U_z(X,Y)$, se calcule en effectuant l'opération suivante :

$$\tilde{U_z}(f_x,f_y) = \tilde{U_0}(f_x,f_y) \times H(f_x,f_y) \tag{A.1}$$

Où (f_x,f_y) est le vecteur position dans les coordonnées cartésiennes de l'espace de Fourier (et est donc le conjugué du vecteur (x, y) de l'espace réel), $\tilde{g}(f_x,f_y)$ représente la transformée de Fourier en (f_x,f_y) de la fonction g définie au point (x,y), et H est la fonction de transfert de l'espace libre telle qu'elle est définie en section 2.1. On rappelle sa valeur :

$$\begin{aligned} H(f_x,f_y) = &\quad exp\left[\tfrac{i2\pi z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2(f_x^2+f_y^2)}\right] \quad si \quad f_x^2+f_y^2 \leq 1/\lambda^2 \\ = &\quad 0 \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\quad sinon \end{aligned} \tag{A.2}$$

On considère ainsi que les ondes telles que $f_x^2+f_y^2 > 1/\lambda^2$ ne contribuent pas à la propagation, ce qui est vrai sitôt que la distance de propagation est supérieure à quelques λ. Pour obtenir le champ $U_z(X,Y)$ à partir de son spectre $\tilde{U_z}(f_x,f_y)$, il suffira seulement d'effectuer une transformée de Fourier inverse.

On applique maintenant cette méthode de propagation à un réseau de transmittance $T(x,y)$ éclairé par une onde plane U_i uniforme sur le plan (x,y). En sortie du réseau, on obtient donc une amplitude complexe $U_0(x,y) = U_iT(x,y)$. Nous allons chercher les conditions pour que ce réseau soit auto-imageant, i-e, qu'il puisse générer à une distance z. Les champs en $z=0$ et $z=z$ sont donc liés par la relation suivante :

$$\tilde{U_z}(f_x,f_y) = \tilde{U_0}(f_x,f_y) \tag{A.3}$$

Si on utilise les équations (A.1) et (A.2) dans cette égalité, il vient :

$$\frac{2\pi z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2(f_x^2+f_y^2)} = 2\pi k \tag{A.4}$$

Où k est un nombre entier. Cette équation peut se mettre sous la forme suivante :

$$f_x^2 + f_y^2 = \frac{1}{\lambda}\sqrt{1 - \frac{k\lambda}{z}^2} \tag{A.5}$$

On reconnait là l'équation de cercles dans l'espace de Fourier, centrés en $(f_x, f_y) = (0, 0)$ et dont les rayons, qui dépendent de k, valent :

$$\rho_k = \frac{1}{\lambda}\sqrt{1 - \frac{k\lambda}{z}^2} \tag{A.6}$$

Annexe B

Le régime panchromatique dans le cas d'un masque de Hartmann

Dans cette annexe, nous allons démontrer l'existence d'un régime panchromatique pour un réseau de transmittance t. Nous allons donc démontrer que si il est éclairé par une source polychromatique suffisamment large spectralement, alors il existe une distance à partir de laquelle le réseau génère des interférogrammes achromatiques et invariants par propagation. Pour plus de simplicité, nous allons choisir détudier un cas dans lequel le réseau est périodique de période a_0 dans une seule dimension x. Sa transmittance $t(x)$ sera choisie cosinusoïdale telle que :

$$t(x) = \frac{1 + \cos\left(\frac{2\pi x}{a_0}\right)}{2} \tag{B.1}$$

Quand ce réseau est illuminé par une onde plane monochromatique λ d'amplitude u_0 en incidence normale, il génère au point $P(X, z)$ un champ scalaire $u_\lambda(X, z)$. Ce champ se calcul grâce à la théorie de la FTEL explicitée dans la section 2.1 du manuscrit et vaut :

$$u_\lambda(X, z) = \frac{u_0}{2}\left[\exp\left(\frac{2i\pi z}{\lambda}\right) + \exp\left(\frac{2i\pi z}{\lambda}\sqrt{1 - (\lambda/a_0)^2}\right)\cos\left(\frac{2\pi X}{a_0}\right)\right] \tag{B.2}$$

Quand le rapport λ/a_0 est faible, alors le terme de phase qui traduit la propagation de l'onde est égal à 0 modulo 2π quand z est un multiple de $z_T = 2a_0^2/\lambda$, c'est-à-dire quand z est une des distances de Talbot du réseau. La figure d'intensité se calcule alors en prenant le module au carré du champ scalaire. Donc on obtient :

$$I_\lambda(X, z) = |u_\lambda(X, z)|^2 = \frac{I_0}{4}\left[1 + \cos^2\left(\frac{2\pi X}{a_0}\right) + \cos\left(\frac{2\pi X}{a_0}\right)\cos\left(\frac{2\pi z}{z_T}\right)\right] \tag{B.3}$$

Où $I_0 = |u_0|^2$. On voit que cette intensité dépend à la fois de la distance z et de la longueur d'onde λ uniquement à cause du terme $\cos(2\pi z/z_T)$. Maintenant, on va considérer que ce réseau est éclairé par une source polychromatique constante sur l'intervalle $[\lambda_0 - \Delta\lambda/2; [\lambda_0 + \Delta\lambda/2]$. Ainsi, la figure d'éclairement polychromatique est la somme incohérente de la figure d'éclairement de chaque longueur d'onde. D'où :

$$I(X, z) = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} I_\lambda(X, z) d\lambda \tag{B.4}$$

En utilisant l'expression de $I_\lambda(X,z)$ donnée dans l'équation (B.3), on obtient l'expression suivante pour l'intensité totale propagée par le réseau :

$$I(X,z) = \frac{I_0}{4}\left[1+\cos^2\left(\frac{2\pi X}{a_0}\right)+\cos\left(\frac{2\pi X}{a_0}\right)\cos\left(\frac{2\pi z}{z_T}\right)sinc\left(\frac{z}{z_{panchro}}\right)\right] \tag{B.5}$$

Avec $z_{panchro} = 2a_0^2/\Delta\lambda$ et $sinc(X) = \sin(\pi X)/\pi X$. On remarque donc que le terme d'éclairement qui dépend de la distance et de la longueur d'onde est pondéré par un sinus cardinal dans le cas polychromatique. Les zéros de ce sinus cardinal sont présents pour tous les multiples de $z_{panchro}$, mais on pourra considérer que le terme de dépendance en z et λ est négligeable après le premier zéro. Ainsi, dès que $z > z_{panchro}$, la visibilité du terme $\cos(2\pi z/z_T)$ devient négligeable devant celle du terme $1+\cos^2(2\pi X/a_0)$ qui est achromatique et invariant par propagation. On appelle régime panchromatique l'intervalle de distance z pendant lequel la figure d'intensité propagée par le réseau est achromatique et invariant par propagation.

Annexe C

Calcul des coefficients de Fourier de la transmittance du réseau de phase.

Le réseau est un damier de phase binaire dont la transmittance complexe $t_\lambda(x,y)$ peut s'écrire :

$$t_\lambda(x,y) = \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}Rect_{a_0}(x)Rect_{a_0}(y)\right) \tag{C.1}$$

Où $Rect_{a_0}(x)$ vaut 0 pour $x \in [-a_0/2;0]$ et 1 pour $x \in [0;a_0/2]$, idem pour $Rect_{a_0}(y)$ et y. La décomposition en série de Fourier $T_\lambda(x,y)$ de cette transmittance vaut :

$$T_\lambda(x,y) = C_{0,0}(\lambda) + \sum_{p,q\in\mathbb{Z}-\{0,0\}} C_{p,q}(\lambda)\exp\left(i2\pi\frac{px+qy}{a_0}\right) \tag{C.2}$$

Les coefficients de Fourier $C_{p,q}(\lambda)$ de la transmittance $T_\lambda(x,y)$ vallent :

$$\begin{aligned} C_{0,0}(\lambda) &= \frac{1}{a_0^2}\int_{-a_0/2}^{a_0/2}\int_{-a_0/2}^{a_0/2} t_\lambda(x,y)dxdy \\ C_{p,q}(\lambda) &= \frac{1}{a_0^2}\int_{-a_0/2}^{a_0/2}\int_{-a_0/2}^{a_0/2} t_\lambda(x,y)\exp\left(i2\pi\frac{px+qy}{a_0}\right)dxdy \quad \text{si} \quad (p,q)\neq(0,0) \end{aligned} \tag{C.3}$$

$t_\lambda(x,y)$ est une fonction à variables séparées, donc on peut décomposer les $C_{p,q}$ en deux intégrales selon chacune des variables x et y. Ainsi, quelque soit $(p,p) \in \mathbb{Z}$, on a :

$$C_{p,q}(\lambda) = \frac{1}{a_0^2}V_x(p,\lambda) * V_y(q,\lambda) \tag{C.4}$$

Avec

$$\begin{aligned} V_x(p,\lambda) &= \int_{-a_0/2}^{a_0/2}\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}Rect_{a_0}(x)\right)\exp\left(i2\pi\frac{px}{a_0}\right)dx \\ V_y(q,\lambda) &= \int_{-a_0/2}^{a_0/2}\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}Rect_{a_0}(y)\right)\exp\left(i2\pi\frac{qy}{a_0}\right)dy \end{aligned} \tag{C.5}$$

Considérant les valeurs des fonctions $Rect_{a_0}$, on peut écrire :

$$V_x(p,\lambda) = \int_{-a_0/2}^{0} \exp\left(i2\pi\frac{px}{a_0}\right)dx + \int_{0}^{a_0/2} \exp\left(i2\pi\frac{px}{a_0}\right)\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)dx$$
$$V_y(q,\lambda) = \int_{-a_0/2}^{0} \exp\left(i2\pi\frac{qy}{a_0}\right)dy + \int_{0}^{a_0/2} \exp\left(i2\pi\frac{qy}{a_0}\right)\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)dy \tag{C.6}$$

Dans le cas $(p,q) = (0,0)$, on obtient :

$$V_x(0,\lambda) = \int_{-a_0/2}^{0} dx + \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\int_{0}^{a_0/2} dx$$
$$V_y(0,\lambda) = \int_{-a_0/2}^{0} dy + \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\int_{0}^{a_0/2} dy \tag{C.7}$$

Donc

$$V_x(0,\lambda) = V_y(0,\lambda) = a_0\left(1 + \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\right) \tag{C.8}$$

D'où

$$C_{0,0} = \left(1 + \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\right)^2 \tag{C.9}$$

En factorisant par $\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{2\lambda_0}\right)$ et en reconnaissant la forme exponentielle de la fonction cosinus, on arrive à l'expression donnée en (5.9) dans la section 5.2.1 pour $C_{0,0}$:

$$C_{0,0}(\lambda) = \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\cos^2\left(\frac{\pi\lambda}{2\lambda_0}\right) \tag{C.10}$$

Pour les autres valeurs des couples (p,q), on obtient :

$$V_x(p,\lambda) = \int_{-a_0/2}^{0} \exp\left(i2\pi\frac{px}{a_0}\right)dx + \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\int_{0}^{a_0/2} \exp\left(i2\pi\frac{px}{a_0}\right)dx$$
$$V_y(q,\lambda) = \int_{-a_0/2}^{0} \exp\left(i2\pi\frac{qy}{a_0}\right)dy + \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\int_{0}^{a_0/2} \exp\left(i2\pi\frac{qy}{a_0}\right)dy \tag{C.11}$$

Sachant que

$$\int_{0}^{a_0/2} \exp\left(i2\pi\frac{px}{a_0}\right)dx = \frac{a_0}{i2\pi p}\Big(\exp(i\pi p) - 1\Big) = \frac{a_0}{\pi p}\exp\left(\frac{i\pi p}{2}\right)\sin\left(\frac{\pi p}{2}\right)$$
$$\int_{-a_0/2}^{0} \exp\left(i2\pi\frac{px}{a_0}\right)dx = \frac{a_0}{i2\pi p}\Big(1 - \exp(-i\pi p)\Big) = \frac{a_0}{\pi p}\exp\left(\frac{-i\pi p}{2}\right)\sin\left(\frac{\pi p}{2}\right) \tag{C.12}$$

On a donc :

$$V_x(p,\lambda) = \frac{a_0}{\pi p}\sin\left(\frac{\pi p}{2}\right)\left\{\exp\left(\frac{i\pi p}{2}\right)\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right) + \exp\left(\frac{-i\pi p}{2}\right)\right\}$$
$$V_y(q,\lambda) = \frac{a_0}{\pi p}\sin\left(\frac{\pi p}{2}\right)\left\{\exp\left(\frac{i\pi p}{2}\right)\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right) + \exp\left(\frac{-i\pi p}{2}\right)\right\} \quad \text{(C.13)}$$

On peut encore simplifier ces expressions de V_x et V_y en factorisant par $\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{2\lambda_0}\right)$. On obtient ainsi les expressions suivantes :

$$V_x(p,\lambda) = \frac{2a_0}{\pi p}\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{2\lambda_0}\right)\sin\left(\frac{\pi p}{2}\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}[p+\lambda/\lambda_0]\right)$$
$$V_y(q,\lambda) = \frac{2a_0}{\pi p}\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{2\lambda_0}\right)\sin\left(\frac{\pi q}{2}\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}[q+\lambda/\lambda_0]\right) \quad \text{(C.14)}$$

Grâce à la relation (C.4), on obtient ainsi l'expression finale pour des $C_{p,q}$ dans le cas $(p,q) \neq (0,0)$:

$$C_{p,q}(\lambda) = \frac{4}{\pi^2 pq}\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\sin\left(\frac{\pi p}{2}\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}[p+\lambda/\lambda_0]\right)\sin\left(\frac{\pi q}{2}\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}[q+\lambda/\lambda_0]\right) \quad \text{(C.15)}$$

L'expression des coefficients de Fourier $C_{p,q}(\lambda)$ de la transmittance t_λ peut donc se résumer par la relation donnée dans l'équation (5.9) de la section 5.2.1 du manuscrit :

$$\begin{aligned} C_{0,0}(\lambda) &= \exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\cos^2\left(\frac{\pi\lambda}{2\lambda_0}\right) \\ C_{p,q}(\lambda) &= \frac{4}{\pi^2 pq}\exp\left(i\pi\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)\sin\left(\frac{\pi p}{2}\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}[p+\lambda/\lambda_0]\right)\sin\left(\frac{\pi q}{2}\right)\cos\left(\frac{\pi}{2}[q+\lambda/\lambda_0]\right) \end{aligned} \quad \text{(C.16)}$$

Annexe D

Publications, Conférences et Récompenses

Publications

J. Rizzi, T. Weitkamp, N. Guérineau, M. Idir, P. Mercère, G. Druart, G. Vincent, P. Da Silva and J. Primot, *"Quadriwave lateral shearing interferometry in an achromatic and continuously self-imaging regime for future x-ray phase imaging,"* Optics Letters, **36,**(8) 1398–1400 (2011).

J. Rizzi, T. Weitkamp, N. Guérineau, M. Idir, P. Mercère, G. Druart, G. Vincent, P. Da Silva and J. Primot, *"Achromatic and continuously self-imagine regime in X-ray phase imaging interferometry,"* Soleil Highlights, **2,** 116–117 (2011).

J. Primot, **J. Rizzi**, P. Mercère, M. Idir, P. Bon, B. Wattelier, G. Druart, G. Vincent, R. Haïdar, T. Weitkamp, N. Guérineau and S. Monneret, *"Multi-latéral shearing interferometry : principles and application to X-ray phase imaging,"* AIP Conference Proceedings, **1466,** 29–35 (2012).

J. Rizzi, P. Mercère, M. Idir, N. Guérineau, E. Sakat, R. Haïdar, G. Vincent, P. DaSilva and J. Primot, *"X-ray phase contrast imaging using a broadband X-ray beam and a single phase grating used in its achromatic and propagation invariant-regime,"* Journal of Physics D : Conference Series, **425,** 192002 (2013).

J. Rizzi, P. Mercère, M. Idir, P. DaSilva, G. Vincent and J. Primot, *"X-ray phase contrast imaging and noise evaluation using a single phase grating interferometer,"* Optics Express, **21,**(14) 17340–17351 (2013).

Conférences

-Soleil User's Meeting (SUM12), Palaiseau, France, 2012.

-X-ray and Neutrons Phase Contrast Imaging with Gratings (XNPIG2012), Tokyo, Japon, 2012.

-Synchrotron Radiation International (SRI2012), Lyon, France, 2012.

-International Symposium on Biomedical applications of X-ray phase contrast imaging (IMXP2013), Garmisch-Partenkirchen, Allemagne, 2013.

Récompenses

Prix des Doctorants ONERA 2013, branche physique.

Bibliographie

[1] W. C. Röntgen, *"On a new kind of rays,"* Science., **3,** (59) 227-231 (1955).

[2] F. Zernike, *"Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects,"* Physica., **9,**(7) 686-698 (1942).

[3] G. Nomarski, *"Nouveau dispositif pour l'observation en contraste de phase differentiel,"* J.Phys.Radium., **16,** S88-S88 (1955).

[4] U. Bonse and M. Hart, *"An X-ray interferometer,"* Appl. Phys. Lett., **6**(8), 155–156 (1965).

[5] A. Momose, T. Takeda, Y. Itai and K. Hirano, *"Phase-contrast X-ray computed tomography for observing biological soft tissues,"* Nature Med., **2,** 473–475 (1996).

[6] F. Beckmann, U. Bonse, F. Busch and O. Günnewig, *"X-ray microtomography using phase contrast for the investigation of organic matter,"* J. Comp. Assist. Tomography., **21,** 539–553 (1997).

[7] R. Fitzgerald, *"Phase sensitive X-ray imaging,"* Phys. Today., **53,** 23–26 (2000).

[8] A. Momose, *"Phase-sensitive imaging and phase tomography using X-ray interferometers,"* Opt. Express., **11,**(19) 2303–2314 (2003).

[9] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov and I. Schelokov, *"On the possibilities of X-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation,"* Rev. Sci. Instrum., **66,**(12) 5486–5492 (1995).

[10] A. Momose, S. Kawamoto, I. Koyama, Y. Hamaishi, K. Takai and Y. Suzuki, *"Demonstration of X-ray Talbot interferometry,"* Jap. Jour. Appl. Phys., **42,**(7B) 866–868 (2003).

[11] T. Weitkamp, B. Nöhammer, A. Diaz, C. David and E. Ziegler, *"X-ray wavefront analysis and optics characterization with a grating interferometer,"* Appl. Phys. Lett., **86,** 054101 (2005).

[12] S. Ruthishauer, I. Zanette, T. Weitkamp, T. Donath and C. David, *"At-wavelength charcterization of refractive x-ray lenses using a two-dimensional grating interferometer,"* Appl. Phys. Lett., **99,** 221104 (2011).

[13] Y. Takeda, W. Yashiro, T. Hattori, A. Takeuchi, Y. Suzuki and A. Momose, *"Differential phase X-ray imaging microscopy with Talbot interferometer,"* Appl. Phys. Lett., **1,** 117002 (2008).

[14] J. Goodman, *"Introduction to Fourier optics,"* McGraw-Hill Science ISBN 0-070-24254-2 (1996).

[15] H. F. Talbot, *"Facts relating to optical science,"* Phil. Mag. Series 3., **9,** 401–407 (1836).

[16] L. Rayleigh, *"On copying diffraction-gratings, and on some phenomena connected therewith,"* Phil. Mag. Series 5., **11,**(65) 196–205 (1881).

[17] P. Cloetens, J. P. Guigay, C. De Martino, J. Baruchel and M. Schlenker, *"Fractional Talbot imaging of phase gratings with hard x rays,"* Opt.Lett., **22,**(14) 1059–1061 (1997).

[18] P. Cloetens, R. Barrett, J. Baruchel, J.-P. Guigay and M. Schlenker, *"Phase objects in synchrotron radiation hard x-ray imaging,"* J. Phys. D : Appl. Phys., **29,**(1) 133–146 (1996).

[19] J. P. Guigay, *On Fresnel Diffraction by One-dimensional Periodic Objects, with Application to Structure Determination of Phase Objects,* Opt. Acta., **18,**(9) 677–682 (1971).

[20] K. Patorski, *"Self-imaging Phenomenon of a Sinusoïdal Complex Object,"* Opt. Act., **28,**(3) 357–367 (1981).

[21] A. W. Lohman J. Schwider, N. Streibl and J. A. Thomas, *"Array illuminator based on phase contrast,"* Appl. Opt., **27,**(14) 2915–2921 (1988).

[22] A. W. Lohman and J. A. Thomas, *"Making an array illuminator based on the Talbot effect,"* Appl. Opt., **29,**(29) 4437–4340 (1990).

[23] J. R. Leger and G. J. Swanson, *"Efficient array illuminator using binry-optics phase plates at fractional-Talbot planes,"* Opt.Lett., **15,**(5) 288–290 (1990).

[24] V. Arrizón and J. Ojeda-Castañeda, *"Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer,"* J. Opt. Soc. Am. A., **9,**(10) 1801–1806 (1992).

[25] W. D. Montgomery, *"Self-imaging objects of infinite aperture,"* J. Opt. Soc. Am., **57,** 772–778 (1967).

[26] M. Murty, *"The use of a single plane parallel plate as lateral shearing interferometer with a visible gaz light source,"* Appl. Opt., **3,** 531–534 (1964).

[27] D. Malacara, *"Optical Shop Testing,"* Wiley-Interscience ISBN 0-471-52232-5 (1992).

[28] D. Malacara, *"Analysis of the interferometric Ronchi test,"* Appl. Opt., **29,** 3633–3637 (1990).

[29] J. Primot, *"Application des techniques d'analyse de surface d'onde à la restauration d'images dégradées par la turbulence atmosphérique."* Thèse de doctorat, Université de Paris XI-Orsay, 1989.

[30] M. Rimmer, *"Method for evaluating lateral shearing interferograms,"* Appl. Opt., **13,** 623–629 (1974).

[31] J. Primot, *"Three-wave lateral shearing interferometry,"* Appl. Opt., **32,**(31) 6242–6249 (1993).

[32] L. Sogno, *"L'interféromètre à décalage tri-latéral : une nouvelle technique d'analyse de surface d'onde."* Thèse de doctorat, Université de Paris XI-Orsay, 1996.

[33] J. Primot and L. Sogno, *"Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer,"* J. Opt. Soc. Am. A., **12,**(12) 2679–2685 (1995).

[34] N. Guérnieau, *"Application du phénomène d'auto-imagerie à la caractérisation de matrices de détecteurs infrarouge."* Thèse de doctorat, Université de Paris XI-Orsay, 1999.

[35] B. Toulon, *"La mesure d'amplitudes complexes par interférométrie à décalage multi-latéral."* Thèse de doctorat, Université de Paris XI-Orsay, 2009.

[36] S. Velghe, *"Les nouvelles dimensions de l'interférométrie à décalage quadri-latéral : l'infrarouge et les surface morcelées."* Thèse de doctorat, Université de Paris XI-Orsay, 2007.

[37] J. Durnin, *"Continuously self-imaging fields of finite aperture,"* J. Opt. Soc. Am. A., **2,** 110 (1985).

[38] N. Guérineau and J. Primot, *"Non diffracting array generation using an N-wave interferometer,"* J. Opt. Soc. Am. A., **16,**(2) 293–298 (1999).

[39] N. Guérineau, B. Harchaoui, K.Heggarty, J. Primot, *"Generation of achromatic and propagation-invariant spot arrays by use of continuously self-imaging gratings,"* Opt. lett., **26,**(7) 411–413 (2001).

[40] M. Piponnier, G. Druart, N. Guérineau, J. L. de Bougrenet, and J. Primot, *"Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings,"* Opt. Express., **19,**(23) 23054–23066 (2011).

[41] J. Primot, *"Theoretical description of Shack-Hartmann wavefront sensor,"* Opt. Commun., **222,** 81–92 (2003).

[42] F. Roddier, *"Variation on a Hartmann theme,"* Opt. Eng., **29,** 1239–1242 (1990).

[43] J. Primot and N. Guérineau, *"Extended Hartmann test based on the pseudo-giuding property of a Hartmann mask completed by a phase chessboard,"* Appl. Opt., **39,**(31) 5715–5720 (2000).

[44] N. Guérineau, B. Harchaoui, J. Primot, *"Talbot experiment re-examined : demonstration of an achromatic and continuous self-imaging regime,"* Opt. Commun., **180,** 199–203 (2000).

[45] www.phasics.fr

[46] P. Bon, G. Maucort, B. Wattelier and S. Monneret, *"Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells,"* Opt. Express., **17,**(15) 13080–13094 (2009).

[47] L. Mach, *"Über einen Interferenzrefraktor,"* Z. Instru., **12,** 89–93 (1892).

[48] L. Zehnder, *"Ein nuer Interferenzrefraktor,"* Z. Instru., **11,** 275–285 (1891).

[49] A. Momose, T. Takeda, Y. Itai and K. Hirano, *"Blood Vessels : Depiction at Phase Contrast X-ray Imaging without Contrast Agent in the Mouse and Rat - Feasibility Study,"* Radiology., **217,**(2) 593–596 (2000).

[50] K. Hirano and A. Momose, *"Development of an X-ray Interferometer for High-Resolution Phase-Contrast X-ray Imaging"* Jap. Jour. Appl Phys., **38,**(12B) 1556–1558 (1999).

[51] P. Becker and U. Bonse, *"The skew-symmetric two-cristal X-ray interferometer,"* J. Appl. Crist., **7,**(6) 593–598 (1974).

[52] K. A. Nugent, T. E. Gureyev, D. F. Cookson, D. Paganin andZ. Barnea, *"Quantitative Phase Imaging Using Hard X-rays,"* Phys. Rev. Lett., **77,** 2961–2964 (1996).

[53] S. W. Wilkins, T. E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany and A. W. Stevenson, *"Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays,"* Nature., **384,**(6607) 335–338 (1996).

[54] P. Cloetens, J. P. Guigay, C. De Martino, J. Baruchel and M. Schlenker, *"Quantitative phase tomography of Arabidopsis seeds reveals intercellular void network,"* Proc. Nat. Acad. Sci., **103,**(39) 14626–14630 (2006).

[55] D. Paganin, S. C. Mayo, T. E. Gureyev, P. R. Miller and S. W. Wilkins, *"Simultaneous phase and amplitude extraction from a single defocused image of a homogeneous object,"* J. Microsc., **206,** 33–40 (2002).

[56] P. Cloetens, W. Ludwig, J. Baruchel, D. V. Dyck, J. V. Landuyt, J. P. Guigay and M. Schlenker, *"Holotomography : quantitative phase tomography with micrometer resolution using hard synchrotron radiation x-rays,"* Appl. Phys. Lett., **75,** 2912–2914 (1999).

[57] E. Förster, K. Goetz and P. Zaumseil, *"Double crystal diffractometry for the characterisation of targets for laser fusion experiments,"* Krist. Tech., **15,** 937–945 (1980).

[58] V. N. Ingal and E. A. Beliaevskaya, *"X-ray plane wave topography observation of the phase contrast from a non-crystalline object,"* J. Phy. D : Appl. Phys., **28,**(11) 2314–2317 (1995).

[59] T. J. Davis, D. Gao, T. E. Gureyev, A. W. Stevenson and S. W. Wilkins, *"Phase-Contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays,"* Microelectron. Eng., **84,** 1172–1177 (1995).

[60] F. A. Dilmanian, Z. Zhong, B. Ren, X. Y. Wu, L. D. Chapman, I. Orion and W. C. Thomlinson, *"Computed tomography of x-ray index of refraction using the diffraction enhanced imaging method,"* Phys. Med. Biol., **45,**(4) 933–946 (2000).

[61] A. Momose, *"Recent advances in X-ray phase imaging,"* Jap. Jour. Appl. Phys., **44,**(9A) 6355–6367 (2005).

[62] C. David, B. Nöhammer, H.H. Solak and E. Ziegler, *"Differential x-ray phase contrast imaging using a shearing interferometer,"* Appl. Phys. Lett., **81,** 3287–3289 (2002).

[63] T. Weitkamp, A. Diaz, C. David, F. Pfeiffer, M. Stampanoni, P. Cloetens and E. Ziegler, *"X-ray phase imaging with a grating interferometer,"* Opt. Express., **13,**(16) 6296–6304 (2005).

[64] I. Zanette, *"Interférométrie X à réseaux pour l'imagerie et l'analyse de front d'ondes au synchrotron."* Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2011.

[65] M. Creath, *"Phase-measurement Interferometry Techniques,"* in *Progress in Optics XXVI,* E. Wolf, ed., pp. 349–393 (Elsevier Science, 1988).

[66] Z. Wang, P. Zhu, W. Huang, Q. Yuan, X. Liu, K. Zhang, Y. Hong, H. Zhang, X. Ge, K. Gao and K. Wu, *"analysis of polychromatocity effects in X-ray Talbot interferometer,"* Anal. Bioanal. Chem **397,** 2137–2141 (2010).

[67] A. Momose, W. Yashiro, H. Maikusa and Y. Takeda, *"High-speed X-ray phase imaging and X-ray phase tomography with Talbot interferometer and white synchrotron radiation,"* Opt. Express., **17,**(15) 12540–12545 (2009).

[68] J. M. Kim, I .H. Cho, S. Y .Lee, H. C. Kang, R. Conley, C. Liu, A. T. Macrander and D. Y. Noh, *"Observation of the Talbot effect using broadband hard x-ray beam,"* Opt. Express., **18,**(24) 24975–24982 (2010).

[69] E. Lau, *"Beugungsersheinungen an Doppelrastern,"* Ann. Phys., **437,** 417–423 (1948).

[70] K. Patorski, *"Incoherent superposition of self-imaging Lau effect and moiré fringe explanation,"* Opt. Act., **30,**(6) 745–758 (1983).

[71] F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk, and C. David, *"Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brillance X-ray sources,"* Nature Phys., **2,** 258–261 (2006).

[72] F. Pfeiffer, C. Kottler, O. Bunk and C. David, *"Hard X-ray phase tomography with low-brillance sources,"* Phys. Rev. Lett., **98,** 108105 (2007).

[73] F. Pfeiffer, M. Bech, O. Bunk, P. Kraft, E. F. Eikenberry, C. Brönnimann, C. Grünzweig and C. David, *"Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer,"* Nat Mater., **7,** 134–136 (2008).

[74] F. Pfeiffer, M. Bech, O. Bunk, T. Donath, B. Henrich, P. Kraft and C. David, *"X-ray dark-field and phase-contrast imaging using a grating interferometer,"* Jour. Appl. Phys., **105,** 102006 (2009).

[75] C. Makifuchi, K. Kido, J. Kiyohara, T. Ito, S. Nagatsuka and A. Momose, *"Development of X-ray Talbot-Lau Interferomter with a Practical X-ray tube for Medical Imaging,"* IAP Conf. Proc., **1236,**(203) 203–208 (2010).

[76] G. H. Chen, N. Bevins, J. Zembelli and Z. Qi, *"Small-angle scattering computed tomography (SAS-CT) using a Talbot-Lau interferometer and a rotating anode x-ray tube : theory and experiments,"* Opt. Express., **18,**(12) 12960–12970 (2010).

[77] T. Shimura, N. Morimoto, S. Fujino, T. Nagatomi, K-C. Oshima, J. Harada, K. Omote, N. Osaka, T. Hosoi and H. Watanabe, *"Hard X-ray phase contrast imaging using a tabletop Talbot-Lau interferometer with multiline embedded x-ray targets,"* Opt. Lett., **38,**(2) 157–159 (2013).

[78] J. Tanaka, M. Nagashima, K. Kido, Y. Hoshino, J. Kiyohara, C. Makifuchi, S. Nishino, S. Nagatsuka and A. Momose, *"Cadaveric and in vivo human joint imaging based on differential phase contrast by X-ray Talbot-Lau interferometry,"* Z. Med. Phys., **10433,** 1–6 (2012).

[79] V. Revol, C. Kottler, R. Kaufmann, I. Jerjen, T. lüthi, F. Cardot, P. Niedermann, U. Straumann, U. Sennhauser and C. Urban, *"X-ray interferometer with bent grating : toward larger fields of view,"* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A., **648,** 302–305 (2011).

[80] T. Thüring, S. Hämmerle, S. Weiss, J. Nüesch, J. Meiser, J. Mohr, C. David and M. Stampanoni, *"Compact hard X-ray grating interferometry for table top phase contrast micro CT,"* Proc. of SPIE **8668,** 866813-1 (2013).

[81] C. Kottler, C. David, F. Pfeiffer and O. Bunk, *"A two-directional approach for grating based differential phase contrast imaging using hard x-rays,"* Opt. Express., **15**(3) 1175–1181 (2007).

[82] A. Momose and S. Kawamoto, *"X-ray Talbot interferometry with capillary plates,"* Jap. Jour. Appl. Phys., **45,**(1A) 314–316 (2006).

[83] H. Itoh, K. Nagai, G. sato, K. Yamaguchi, T. Nakamura, T. Kondoh, C. Ouchi, T. Teshima, Y. Setomoto and T. Den, *"Two-dimensional grating-based X-ray phase contrast imaging using Fourier transform phase retrieval,"* Opt. Express., **19,**(4) 3339–3346 (2011).

[84] I. Zanette, T. Weitkamp, T. Donath, S. Rutishauser and C. David, *"Two-dimensional X-ray grating interferometer,"* Phys. Rev. Lett., **105,** 248102 (2010).

[85] M. Jiang, C. L. Wyatt and G. Wang, *"X-ray phase contrast imaging with three 2D-gratings,"* Int. Journ. of. Biomed. Ima., **2008,** 1–8 (2007).

[86] G. sato, T. Kondoh, H. Itoh, S. Handa, K. Yamaguchi, T. Nakamura, K. Nigai, C. Ouchi, T. Teshima, Y. Setemoto and T. Den, *"Two-dimensional gratings-based phase-contrast imaging using a conventional x-ray tube,"* Opt. Lett., **36,**(18) 3551–3553 (2011).

[87] D. Dumas, *"Infrared camera based on curved retina,"* Opt. Lett., **37,**(4) 653–655 (2012).

[88] K.S. Morgan, D.M. Paganin and K.K.W. Siu, *"Quantitative X-ray phase-contrast imaging using a single grating of comparable pitch to sample feature size,"* Opt. Lett., **36,**(1) 55–57 (2011).

[89] K.S. Morgan, D.M. Paganin and K.K.W. Siu, *"Quantitative single-exposure x-ray phase contrast imaging using a single attenuation grid,"* Opt. Express., **19,**(20) 19781–19789 (2011).

[90] H. Wen, E.E. Bennett, R. Kopace, A.F. Stein and V. Pai, *"Single-shot x-ray differential phase-contrast and diffraction imaging using two-dimensional transmission grating,"* Opt. Lett., **35,**(12) 1932–1934 (2010).

[91] Y. Takeda, W. Yashiro, Y. Suzuki, S. Aoki, T. Hattori and A. Momose, *"X-ray phase imaging with single phase grating,"* J. Jour. Appl. Phys., **46,**(3) 89–91 (2007).

[92] D. Raoux, *"Neutron and synchrotron radiation for condensed matter studies,"* EDP Sciences-Springer-Verlag., **1,** (1983).

[93] J. Als-Nielsen and D. McMorrow, *"Elements of modern X-ray physics,"* John Wiley & Sons Inc., England, (2010).

[94] M. Idir, P. Mercère, T. Moreno, A. Delmotte, P. DaSivla and M. H. Modi, *"Metrology and Tests Beamline at SOLEIL Design and first results ,"* AIP Conf. Proc., **1234,** 485–488 (2009).

[95] http ://www.pco.de/categories/sensitive-cameras/pco2000/

[96] T. Weitkamp, C. David, C. Kottler, O. Bunk and F. Pfeiffer, *"Tomography with grating interferometers at low-brillance sources,"* Proc. of SPIE., **6318,** 63180S1–63180S10 (2006).

[97] X. Ge, Z. Wang, K. Gao, K. Zhang, Y. Hong, D. Wang, Z. Zhu, P. Zhu and Z. Wu, *"Inverstigation of the partially coherent effects in a 2D Talbot interferometer,"* Anal. Bioanal. Chem., **401,** 865–870 (2011).

[98] D. Williams, *"Benchmarking of the ISO 12233 Slanted-Edge Spatial Frequency Response Plug-In,"* Proc. PICS Conf., **IS&T,** 133–136 (1998).

[99] P. D. Burns, *"Slanted-Edge MTF for Digital Camera and Scanner Analysis,"* Proc. PICS Conf., **IS&T,** 135–138 (2000).

[100] P. D. Burns and D. Williams, *"Refined Slanted-Edge Measurement for Practical Camera ans Scanner testing,"* Proc. PICS Conf., **IS&T,** 191–195 (2002).

[101] M. Estribeau and P. Magnan *"Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO12233 slanted-edge methodology,"* Proc. of SPIE., **5251,** (2004).

[102] J. Rizzi, T. Weitkamp, N. Guérineau, M. Idir, P. Mercère, G. Druart, G. Vincent, P. Da Silva and J. Primot, *"Quadriwave lateral shearing interferometry in an achromatic and continuously self-imaging regime for future x-ray phase imaging,"* Opt. Lett **36,**(8) 1398–1400 (2011).

[103] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, *"Fourier transform method of fringe pattern analysis for computed-based topography and interferometry,"* J. Opt. Soc. Am. **72,** 156–160 (1982).

[104] S. Velghe, J. Primot, N. Guérineau, M. Cohen, B. Wattelier, *"Wave-front reconstruction from multidirectional phase derivates generated by multilateral shearing interferometers,"* Opt. Lett **30,**(3) 245–247 (2005).

[105] http ://www.ljmu.ac.uk/GERI/90207.htm

[106] D. Ghilia and M. Pritt, *"Two-dimensional phase unwrapping : theory, algorithms, and software,* Wiley-Interscience ISBN 0471249351 (1998).

[107] P. Bon, S. Monneret and B. Wattelier, *"Noninterative boundary-artifact-free wavefront reconstruction from its derivatives,"* Appl. Opt **51,**(23) 5698–5704 (2012).

[108] D.L. Fried, *"Least-square fitting a wave-front distortion estimate to an array of phase-difference measurements,"* J. Opt. Soc. Am. A **67,**(3) 370–375 (1977).

[109] W.H. Southwell, *"Wavefront estimation from wavefront slope measurements,"* J. Opt. Soc. Am. A **70,**(8) 998–1006 (1980).

[110] K. R. Freischlad et C. L. Koliopoulos, *"Modal estimation of a wave from difference measurements using the discrete Fourier transform,"* J. Opt. Soc. Am. A **3,** 1852–1861 (1986).

[111] J. Rizzi, P. Mercère, M. Idir, N. Guérineau, E. Sakat, R. Haïdar, G. Vincent, P. DaSilva and J. Primot, *"X-ray phase contrast imaging using a broadband X-ray beam and a single phase grating used in its achromatic and propagation invariant-regime,"* J. Phys. : Conf. Ser. **425,** 192002 (2013).

[112] J. Rizzi, P. Mercère, M. Idir, P. DaSilva, G. Vincent and J. Primot, *"X-ray phase contrast imaging and noise evaluation using a single phase grating interferometer,"* Opt. Express., **21,**(14) 17340–17351 (2013).

Imagerie de phase avec un interféromètre à décalage quadri-latéral. Application au domaine des rayons X durs.

Depuis la découverte des rayons X par Röntgen, l'imagerie radiographique utilise le contraste d'absorption. Cette technique est e fficace uniquement si les objets à étudier sont suffi samment absorbants. C'est pour cela qu'on peut détecter une lésion osseuse avec une radiographie, mais pas une lésion ligamentaire.
Toutefois, l'imagerie par contraste de phase peut permettre de surmonter cette limite. Depuis les années 2000, s'appuyant sur des travaux similaires en optique visible, les scientifi ques des rayons X essayent de mettre au point des dispositifs sensibles au contraste de phase et compatibles avec des applications industrielles comme l'imagerie médicale ou le contrôle non destructif.
Néanmoins, les architectures classiques des interféromètres sont très diffi ciles à mettre en place dans les rayons X durs, et sont trop contraignantes pour être transférables vers l'industrie.
C'est pourquoi des dispositifs utilisant des réseaux de diff raction ont été les plus développés. Ils ont permis d'obtenir les premières images de radiographie par contraste de phase sur des humains vivants.
Mais les architectures proposées aujourd'hui utilisent plusieurs réseaux et son contraignantes pour les industriels. C'est pourquoi j'ai développé au cours de ma thèse un système n'utilisant qu'un unique réseau de phase. J'ai montré qu'un tel dispositif peut générer des interférogrammes achromatiques et invariants par propagation. Ce dispositif a permis d'effectuer des mesures de contraste de phase quantitatives sur un fossile biologique, ainsi que des mesures métrologiques sur des miroirs plans adaptés aux rayons X.

Mots-clés : IMAGERIE PHASE ; INTERFEROMETRIE ; METROLOGIE ; RAYON X ; SYNCHROTRON

Quantitative phase imaging using Quadri-Wave Lateral Shearing Interferometry. Application to Xray domain.

Since Röntgen discovered X-rays, X-ray imaging systems are based on absorption contrast.
This technique is une cient for weakly absorbing objects. As a result, X-ray standard radiography can detect bones lesions, but cannot detect ligament lesions. However, phase contrast imaging can overcome this lmitation. Since the years 2000, relying on former works of opticians, X-ray scientists are developing phase sensitive devices compatible with industrial applications such as medical imaging or non destructive control.
Standard architectures for interferomery are challenging to implement in the X-ray domain. This is the reason why grating based interferometers became the most promising devices to envision industrial applications. They provided the rst x-ray phase contrast images of living human samples.
Nevertheless, actual grating based architectures require the use of at least two gratings, and are challenging to adapt on an industrial product. So, the aim of my thesis was to develop a single phase grating interferometer. I demonstrated that such a device can provide achromatic and propagation invariant interference patterns. I used this interferometer to perform quantitative phase contrast imaging of a biological fossil sample and x-ray at mirror metrology.

Keywords : PHASE CONTRAST IMAGING ; X-RAYS ; GRATING INTERFEROMETRY ; SYNCHROTRON RADIATION

Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
BP 72 - 29 avenue de la Division Leclerc
92322 CHATILLON CEDEX
Tél. : +33 1 46 73 40 40 - Fax : +33 1 46 73 41 41
http://www.onera.fr