



HAL
open science

Développement de méthodes d'imagerie par contraste de phase sur source X de laboratoire

Adrien Stolidi

► **To cite this version:**

Adrien Stolidi. Développement de méthodes d'imagerie par contraste de phase sur source X de laboratoire. Optique / photonique. Université Paris-Saclay, 2017. Français. NNT : 2017SACLS076 . tel-01756391v1

HAL Id: tel-01756391

<https://theses.hal.science/tel-01756391v1>

Submitted on 2 Apr 2018 (v1), last revised 24 Apr 2018 (v2)

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.

NNT : 2017SACLS076

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY

préparée à

L'UNIVERSITÉ PARIS SUD

ÉCOLE DOCTORALE N°576

Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation
(PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Imagerie médicale et radioactivité

par

M. Adrien STOLIDI

Développement de méthodes d'imagerie par contraste de
phase sur source X de laboratoire

Thèse présentée et soutenue à Saclay, le 30 Mars 2017

Composition du jury :

Pr. Daniel BABOT	Professeur émérite, INSA Lyon	Président
Pr. Christian MOREL	Professeur des universités, Université Aix-Marseille	Rapporteur
Pr. Pascal PICART	Professeur des universités, Université du Maine	Rapporteur
Dr. Serge MÜLLER	Directeur de recherche, GE Healthcare	Examineur
Dr. Sébastien de ROSSI	Maître de conférence, Université Paris Saclay	Examineur
Dr. Jérôme PRIMOT	Directeur de recherche, ONERA	Directeur de thèse
Dr. David TISSEUR	Ingénieur chercheur, CEA	Encadrant de thèse

*À mon épouse Cécile
mon bonheur de tous les jours*

Avants-propos et remerciements

Ce manuscrit de thèse est l'aboutissement de plus de trois années de travail de recherche et de développement effectuées au sein du CEA. Il traite d'imagerie par rayons X en contraste de phase avec notamment l'adaptation de deux techniques sur tube à rayons X. Des travaux de simulations et expérimentaux sont présentés. Cela a été trois années intenses, faites de rencontre, d'échange, de longues heures passées à déboguer des lignes de code informatique, à préparer des bancs d'acquisitions et à traiter les images produites. C'était un travail exigeant, riche et parfois difficile à mener. Mais je suis convaincu qu'une thèse reste un moment privilégié dans la vie d'un chercheur. C'est une expérience pleine et entière qui m'a beaucoup appris.

Durant ces dernières années, j'ai rencontré des belles personnes que j'aimerais remercier.

La direction de cette thèse a été menée par Jérôme Primot, directeur de recherche à l'ONERA. Je tiens à le remercier pour les nombreux échanges que nous avons eu durant toute ma thèse. Sa grande pédagogie, son enthousiasme et son soutien a marqué ma thèse. J'ai beaucoup appris de lui et je suis sûr que de belles et nouvelles collaborations scientifiques sont à venir.

Ce travail a été encadré par David Tisseur, ingénieur-chercheur au CEA. Je ne le remercierais jamais assez pour tout son enseignement, son soutien et le partage de sa riche expérience. Il m'a, assurément, beaucoup formé tant que scientifique. Je ne doute pas que nous arriverons à travailler une nouvelle fois ensemble sur des sujets passionnants.

Je remercie les membres de mon jury de thèse dont les retours et discussions ont été très enrichissants. Je remercie Pascal Picart, professeur des universités de l'université du Maine et Christian Morel, professeur des universités de l'université Aix-Marseille, d'avoir rapporté mon manuscrit de thèse. Je remercie aussi mes examinateurs, Serge Müller, directeur de recherche chez GE Healthcare et Sébastien de Rossi, maître de conférence à l'université Paris Saclay, ainsi que Daniel Babot, professeur émérite de l'INSA Lyon, président de ce jury.

Le financement de ce travail a été pris en charge par le Département d'Imagerie et de Simulation pour le Contrôle (DISC). Ce département fait parti de l'institut LIST du CEA Tech. Dans ce cadre là, je tiens à remercier Clarisse Poidevin, chef de département, pour avoir cru à ma candidature et à cette thématique de recherche, nouvelle pour le DISC. Je l'en remercie d'autant plus que cette confiance m'a été renouvelée dans le cadre de mon poste d'ingénieur-chercheur. Je tiens aussi à remercier Samuel Legoupil, responsable des partenariats industriels, qui a su, en 2013 et encore aujourd'hui, appuyer cette thématique de recherche. Je tiens à remercier les différents chefs de laboratoire qui m'ont accueilli durant ces 3 ans : Alexandre Vabre pour le laboratoire imagerie tomographie et traitement ainsi que Frédérique Jenson puis plus tard Steve Mahaut pour le laboratoire de méthode et contrôle. Je remercie aussi François Cartier du laboratoire instrumentation et capteur, pour son accueil récent dans le cadre de mon nouveau poste.

Je pense aussi à d'autres personnes du DISC avec qui j'ai passé des bons moments, en particulier avec Veronique Colombie, Audrey Gardahaut, Léonard Le Jeune, Anastassios Skarlatos, Celia Millon, Jean-Daniel Penot, Laura Pucci, Frédéric Nozai, Fanny Buyens, Florian Le Bourdais, Arnaud Leveque, Hugues Lourme, Antony Tournon, Anne Teyssandier, Kombossé Sy, Coralie Chaumulot, Sylvain Chatillon, Bastien Clause, Séréna Buat, Marie-Odile Bourdeau, Jean-Baptiste Boy, Tom Druet, Loic Sifferlen, Guillaume Daniel, Jean-Marc Decitre, Vincent Tardif, Daniel Lobjois, Guillemette Ribay, Hervé Schepens

et j'en oublie forcément !

Par contre je n'oublie pas mes co-doctorants travaillant sur la thématique "rayons X" que j'ai côtoyé au DISC en pensant notamment à Navnina Bhatia, Husein Benjak et bien entendu Antony Cazanoves car quand même... "on rigole bien".

J'ai une pensée particulière pour mes collègues proches et avec qui j'ai tissé des liens d'amitié pour certain. Chaque discussion, scientifique (ou autres!), a été assurément un bon moment passé avec eux. Je pense bien sûr à Marius Costin, Dominique Chambellan, Bernard Raton, Philippe Reverchon, Hermine Lemaire, Julie Escoda, Ronan Guillaumet, Clement Troselle et bien sûr Caroline Vienne.

Cette thèse et aussi l'aboutissement d'un chemin entrepris bien avant ces trois années de thèse. Je tiens ainsi à remercier ceux et celles qui ont eu un impact significatif durant toutes mes études, que ce soit mes collègues étudiants, devenus pour certain de bon amis, mes enseignants ou bien les équipes qui m'ont reçu en stage.

J'ai bien sûr une pensée profonde et émue pour mes amis de toujours. C'est une grande chance d'être entouré et soutenu par eux.

Je ne remercierai jamais assez ma famille pour son soutien. Ça a été une grande fierté de les avoir, auprès de moi le jour de ma soutenance. J'ai une pensée particulière pour mes grands-parents.

Enfin, j'aimerais finir par une évidence : Je remercie mon épouse qui est mon pilier dans la vie et sans qui tout mon engagement et mon travail, n'aurait pas de sens si elle n'était pas à mes côtés .

Table des matières

Liste de symboles	i
Introduction	1
1 Imagerie par rayons X en contraste de phase	5
1.1 Description théorique	6
1.1.1 La phase en rayons X	6
1.1.2 Intensité et signal de phase	9
1.2 État de l’art des méthodes en contraste de phase par rayons X	10
1.2.1 Mesure de la courbure de la phase	11
1.2.2 Mesure différentielle de phase	12
1.3 Enjeux du travail de thèse	17
2 Développement d’un outil de simulation	19
2.1 État de l’art et contexte	20
2.1.1 Approche par optique géométrique	20
2.1.2 Approche ondulatoire	21
2.2 Description du modèle choisi	22
2.2.1 Théorie	22
2.2.2 Mise en œuvre numérique	25
2.2.3 Limites du modèle	33
2.3 Validation	39
2.3.1 Validation théorique	39
2.3.2 Validation expérimentale	40
2.4 Synthèse	47
3 Interférométrie à décalage multi-latéral	49
3.1 Description théorique	50
3.1.1 Historique et évolution	50
3.1.2 Génération de l’interférogramme	51
3.1.3 Mesure du gradient de phase	54
3.1.4 Extraction du signal de phase	56
3.1.5 Redondance dans la mesure	57
3.2 Étude de la qualité de l’interférogramme	58
3.2.1 Distances de Talbot, distance panchromatique et configurations expérimentales	58
3.2.2 Interférogramme : études de simulations	60
3.2.3 Interférogramme : résultats expérimentaux	65
3.3 Extraction de l’image différentielle de phase	69
3.3.1 Mise en œuvre	70
3.3.2 Étude par simulation	73
3.4 Extraction de l’image en contraste de phase	76
3.4.1 Mise en œuvre	76
3.5 Développement d’une carte de confiance	81
3.5.1 Mise en œuvre	81
3.5.2 Études par simulation	82

3.6	Résultats expérimentaux	84
3.7	Synthèse	91
4	Interférométrie de tavelures	93
4.1	Description théorique	94
4.1.1	Génération de tavelures	94
4.1.2	Utilisation des tavelures pour la mesure de gradient de phase	95
4.2	Différentes approches appliquées aux rayons X	96
4.2.1	Suivi de tavelures	96
4.2.2	Balayage de tavelures	97
4.2.3	"Tavelures" en absorption	98
4.3	Mise en œuvre d'une nouvelle technique : tavelures artificielles	99
4.3.1	Estimation de la carte des déplacements à partir des tavelures artificielles	100
4.3.2	Extraction du signal de phase	104
4.4	Résultats	105
4.4.1	Carte des déplacements	106
4.4.2	Carte de confiance	110
4.4.3	Image de phase	111
4.5	Synthèse	112
5	Bilan des techniques étudiées	115
5.1	Matériels dédiés à la structuration du front d'onde	116
5.1.1	Construction d'une grille de phase.	116
5.1.2	Modulateur dédié à la génération de tavelures	119
5.1.3	Comparaison et mise en situation	120
5.2	Extraction de l'information de phase et qualité de l'image produite	121
5.2.1	Géométrie du modulateur et méthodes d'extraction de l'information de phase	121
5.2.2	Comparaison qualitative d'images de phase en fonction des deux techniques étudiées.	122
5.3	Synthèse	123
	Conclusion	125

Liste de symboles

Grandeurs physique

\mathbf{B} champ magnétique	\mathbf{J}_\perp densité volumique de courant transverse
\mathbf{E} champ électrique	ρ_e densité volumique de charge
\mathbf{E}_\perp champ électrique transverse	\mathbf{v}_e vitesse moyenne d'oscillation de l'électron
t temps	f_{Ny} fréquence de Nyquist
U amplitude	ω fréquence d'oscillation
U_{inc} amplitude incidente	ω_s fréquence de résonance discrète des électrons
U_{obj} amplitude en sortie d'objet	Γ dissipation énergétique
U_{det} amplitude au détecteur	n_a densité atomique moyenne du milieu
I intensité lumineuse	l_t longueur de cohérence temporelle
I_r intensité lumineuse de référence	l_s longueur de cohérence spatiale
I_s intensité lumineuse impactée par l'échantillon étudier	Z numéro atomique
I_{ar} intensité lumineuse des tavelures artificielles	A nombre de masse
ψ vecteur de diffusion	q_m fraction massique
ϵ énergie	n indice complexe de réfraction
λ longueur d'onde	δ partie réelle de l'indice complexe de réfraction
$\Delta\lambda$ largeur spectrale	β partie imaginaire de l'indice complexe de réfraction
ρ masse volumique	θ angle de réfraction
μ coefficient linéique d'atténuation	Δ déviation
N_{γ_0} nombre de photons incidents	κ facteur de diffusion atomique
N_γ nombre de photons transmis	κ_0 facteur de diffusion normale
\mathbf{J} densité volumique de courant	κ'_1 terme correctif réel du facteur de diffusion atomique

κ_1'' terme correctif imaginaire du facteur de diffusion atomique

ϕ phase

χ chemin optique

Constantes physique

μ_0 perméabilité du vide

e charge électrique

ϵ_0 permittivité du vide

m_e masse des électrons

c vitesse de la lumière dans le vide

r_e rayon classique de l'électron

h constante de Planck

N_a nombre d'Avogadro

Fonctions et matrices

g_s probabilité de passage d'un état excité à un autre sous l'absorption d'un photon incident

S déplacement

δ_D distribution de Dirac

T fonction de transfert

C Calcul de clôture des dérivées

P propagateur de Fresnel

$\mathcal{T}m$ Carte de confiance

T_d état de surface diffusante

Ω région d'intérêt

ω_ϵ poids statistique du canal d'énergie

R coefficient de corrélation

L fonction de coup

M patch de référence

B_x matrice différentielle de phase suivant la direction x

Sys fonction caractérisant le couple source détecteur

B_y matrice différentielle de phase suivant la direction y

$Size$ fonction de mise à l'échelle

Rep fonction caractérisant la réponse détecteur

W matrice résultat de la transformée de Fourier des dérivées

$Blur$ fonction caractérisant le flou géométrique de la source

Θ_a fonction d'apodisation

$Noise$ fonction caractérisant le bruit

α_a paramètre de la fonction d'apodisation

Notations

M_o masque source

ζ coupure fréquentielle

M_d masque détecteur

fc facette triangulaire

M_l grille de lecture

o nombre d'objets

M_ϕ grille de phase

m nombre de matériaux	a période
s_o dimension échantillon	s taille de source
Ep épaisseur échantillon	G grandissement
c_e canal d'énergie	f_{\odot} flou
d_{so} distance source objet	R_s résolution spatiale
d_{sm} distance source modulateur	Λ erreur relative
d_{sg} distance source grille	Λ_u indicateur de sous échantillonnage
d_{od} distance objet détecteur	Λ_n indicateur de bruit
d_{md} distance modulateur détecteur	Λ_d indicateur de dislocation de phase
d_{gd} distance grille détecteur	Δ_{xy} corrélation transverse
d_T distance de Talbot	Δ_z corrélation longitudinale
d_T^{\odot} distance de Talbot en propagation divergente	RSB rapport signal sur bruit
d_P distance panchromatique	N_d nombre de diffuseurs
d_P^{\odot} distance panchromatique en propagation divergente	s_d taille des diffuseurs

Opérateurs et variables

\mathbf{V} champ de vecteur

\mathbf{r} vecteur position

(x, y, z) repère spatial

\mathbf{u} vecteur fréquence spatiale

(f, g, h) repère fréquence spatiale

(p, q, r) indices entiers

(v, w) coordonnées pixels

∂_ν dérivée partielle pour un paramètre ν donné

$\frac{\partial}{\partial \nu}$ dérivée partielle pour un paramètre ν donné

$\nabla = \begin{pmatrix} \partial_x \\ \partial_y \\ \partial_z \end{pmatrix}$ gradient

$\nabla^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2$ laplacien

\wedge produit vectoriel

\circ convolution

$*$ conjugué d'une quantité complexe

ν_{\perp} grandeur ν dans le plan transverse

\mathcal{F} transformée de Fourier

\mathcal{F}^{-1} transformée de Fourier inverse

$\tilde{\nu}$ représentation dans l'espace réciproque d'une grandeur ν

$\bar{\nu}$ valeur moyenne d'une grandeur ν

Introduction

Plus d'un siècle d'imagerie par rayons X



Le rayonnement X a un impact important sur notre société et ce depuis plus d'un siècle. Depuis la première image radiographique de la main de l'épouse de Röntgen en 1895 [1], ce type de rayonnement trouve des applications dans des domaines très larges tels que la médecine [2], l'industrie [3], la sécurité [4], les géosciences [5] ou encore l'art [6, 7]. Le rayonnement X est un rayonnement électromagnétique dont la plage en longueur d'onde peut être définie autour de 10^{-8} à 10^{-11} m correspondant à des énergies autour de 100 eV à plusieurs MeV. En imagerie, la plage d'énergie utilisée étant de quelques dizaines de keV, les rayons X sont assez énergétiques pour pouvoir traverser la matière; il est alors possible de visualiser des structures internes et d'inspecter d'une manière non destructive, c'est-à-dire que l'on ne produit pas de rupture mécanique sur l'échantillon à évaluer. En revanche, ce rayonnement pouvant être très énergétique, il peut s'accompagner d'un dépôt d'énergie non négligeable dans l'échantillon : on parle alors de dose. La dose est l'énergie incidente du rayonnement, délivrée à la matière par unité de masse. Elle peut être dangereuse et causer des effets directs ou indirects dommageables sur la matière organique ou bien même parfois sur des objets inertes.

L'évolution des systèmes d'imagerie a été très importante ces dernières décennies. Les sources de rayons X ont évolué, démarrant de l'ampoule de Crookes [8], au tube de Coolidge [9] en passant par les tubes en transmission et à anodes tournantes [10, 11] jusqu'aux grands instruments de type synchrotron, où la 3^{ème} génération produit un rayonnement X [12]. La détection a aussi évolué, depuis les plaques photographiques utilisées au temps de Röntgen, aux films argentiques couplés à des écrans renforçateurs, toujours utilisés de nos jours. Le numérique prend de plus en plus de place avec notamment les écrans radioluminescents à mémoire, les amplificateurs de brillance ou bien les capteurs plans [11]. Avec ces avancées instrumentales, les méthodes d'inspection ont aussi évolué : la radiographie, qui est une image de projection en deux dimensions, présente beaucoup d'avantages en terme de temps d'acquisition et de dose mais ne donne pas d'information volumique. Ce sont dans les années 1960-70 que les physiciens Cormack et Hounsfield, s'appuyant sur les travaux du mathématicien Radon [13], ont posé les briques technologiques de l'inspection et de la reconstruction en trois dimensions : c'est la tomodensitométrie par rayons X [14, 15]. Cette approche volumique amène plus d'informations sur l'échantillon et évite, par définition, toute superposition sur l'image, brisant ainsi les limites de la radiographie classique.

La phase : une redécouverte dans le domaine des rayons X

Comme introduit auparavant, le rayonnement X est un rayonnement électromagnétique qui, par définition, possède une amplitude et une phase. La grande majorité des techniques d'imagerie par rayons X actuelles, notamment dans le cadre d'utilisation quotidienne en industrie ou à l'hôpital, s'appuient seulement sur l'amplitude de l'onde atténuée par la matière. La figure 1(a) présente une imagerie par rayons X classique d'un pouce où le contraste, c'est-à-dire la différence de densité optique entre deux régions voisines, émane de l'atténuation du flux de rayons X par le matériau dense, à savoir l'os. D'un point de vue ondulatoire, c'est la variation en amplitude de l'onde qui va produire le contraste sur l'image. Cette variation sera d'autant plus importante que le matériau sera dense. Il apparaît donc qu'une utilisation partielle du rayonnement est faite. Peut-on compléter cette information en amplitude par celle

de la phase? De plus, cette information de phase est-elle intéressante à exploiter? Et peut-on l'utiliser dans un cadre industriel ou médical? C'est en 1965 que Bonse et Hart [16] mettent pour la première fois en évidence des phénomènes liés à la phase dans le domaine des rayons X. Trente et un ans plus tard, la première preuve de concept d'imagerie en contraste de phase sur source X de laboratoire est faite par Wilkins *et al.* [17]. Depuis, ce domaine de recherche ne cesse de se développer et de se diversifier, que ce soit sur de grands instruments tels que les synchrotrons [18–20] ou bien avec des adaptations sur source X de laboratoire, [21, 22]. L'avantage principal qui ressort de ce type d'imagerie est l'apport de contraste sur les matériaux peu absorbants. En effet, le flux de rayons X n'est pas seulement atténué par l'échantillon, il subit en plus un déphasage. Ce qui veut dire que les matériaux peu atténuants, tels que les tissus mous, plastiques, polymères, gaz et autres, peuvent produire du contraste sur l'image de par l'utilisation du signal de phase. La figure 1(b) illustre l'apport de l'information de phase avec l'image du même pouce de la figure 1(a) mais utilisant la phase pour apporter du contraste sur les tissus mous entourant l'os.

Mais alors, pourquoi ce type d'imagerie ne s'est-il pas développé en même temps que l'imagerie par rayons X classique en atténuation alors que les premières techniques de mesure de phase proposées par Hartmann étaient contemporaines de Röntgen? Si l'on ramène cette question dans le cadre de l'utilisation de l'imagerie par rayons X dans le domaine industriel ou médical, l'extraction du signal de phase n'est pas directe comme l'est la mesure de l'atténuation. Elle est fonction de conditions expérimentales particulières portées sur la source et la détection. En effet, pour mesurer le déphasage, et notamment dans le plan transverse à la propagation, le point d'émission, c'est-à-dire la source de rayons X, doit être la plus petite possible. On parlera de cohérence spatiale. Au cours de la propagation des rayons X, il y a aussi une variation temporelle de la phase, reliée à la cohérence temporelle de la source (largeur spectrale), mais qui n'a que peu d'impact sur la mesure de la variation spatiale de la phase. Ceci veut dire qu'il est possible d'utiliser une source polychromatique telle qu'un tube à rayons X. Cependant, la taille de leur foyer est de plusieurs centaines de micromètres à des tailles millimétriques, rendant la mesure des variations de phase, qui sont de l'ordre du micron, impossible. Ensuite, les variations spatiales de la phase se traduisent à la détection par des variations d'intensité. Celles-ci sont très faibles, demandant des stratégies de détection particulières ou bien des détecteurs de haute résolution, diminuant en revanche le champ de vue du détecteur. C'est pour cela que, contrairement aux images radiologiques en contraste d'atténuation, l'imagerie en contraste de phase n'a pas eu le même essor dans le domaine industriel ou médical.

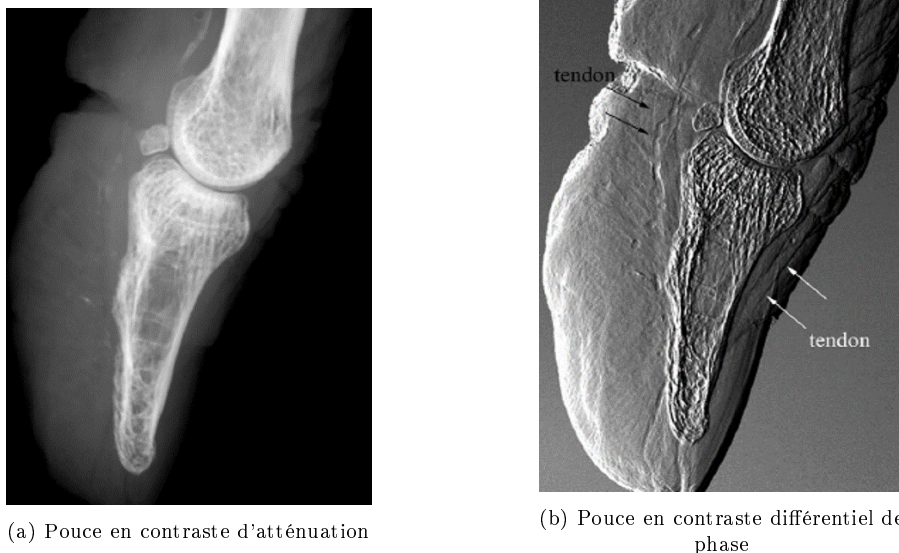


FIGURE 1 – Comparaison d'images radiographiques de pouce en contraste d'atténuation (a) et en contraste de phase (b) tirées de l'article de Tanaka *et al.* [23].

De nos jours, de par le progrès apporté au niveau des sources rayons X et des détecteurs, l'imagerie de phase accuse une récente croissance sur des grands instruments type synchrotron, mais aussi sur des installations de laboratoire [24]. En effet, avec les sources X micro-foyer, offrant une plus grande

cohérence spatiale et des détecteurs très haute résolution, l'imagerie en contraste de phase commence à acquérir une plus grande accessibilité. Mais des efforts en recherche et développement sont encore à fournir afin d'atteindre, au plus vite, une utilisation quotidienne de cette modalité d'imagerie, notamment,

- au niveau de la source de rayons X : les tubes micro-foyer permettent d'atteindre une cohérence spatiale satisfaisante pour des mesures de phase mais ceci est au prix d'un flux de photons en sortie de tube très faible. Leur stabilité peut aussi être un frein en vu de temps d'utilisations importants. Néanmoins cette technologie s'améliore année après année. De plus, d'autres développements sont fait comme, par exemple, les tubes à anode liquide [25], ou bien les sources laser plasma [26]. Nous verrons dans ce manuscrit, que nous sommes aussi acteurs de ces développements, avec un brevet qui a été déposé [27].
- les détecteurs très haute résolution permettent d'atteindre des résolutions spatiales d'une à quelques dizaines de micromètres, ce qui est nécessaire pour échantillonner des phénomènes de phase. Cependant, les champs de vue de ces types de détecteurs restent très faibles, de quelques centimètres, ce qui limite leur utilisation pour un bon nombre d'applications industrielles ou médicales.
- enfin, le développement de techniques d'imagerie en contraste de phase a permis, pour certaines, d'aller au-delà des contraintes évoquées au niveau de la source et du détecteur. Cependant, elles ont fait émerger des problématiques liées à l'encombrement, le temps d'acquisition, la dose imputée ou le choix de méthodes d'extraction de l'information de phase ; tout cela nécessitant encore un fort développement afin de faciliter l'utilisation de l'information de phase au quotidien.

Contrôle non destructif et phase : quel apport ?

Que ce soient dans les domaines industriels, médical ou sécuritaire, la demande d'inspection non destructive est toujours plus grande : couplage de plusieurs types d'informations émanant de différentes modalités d'imagerie ; production d'images quantitatives ; proposition d'outils flexibles et adaptables à différentes configurations. En imagerie par rayons X, et malgré les évolutions technologiques et algorithmiques, plusieurs défis restent à relever :

- la radiographie par rayons X amène du contraste sur les matériaux atténuants. Les échantillons présentant peu d'atténuation sont ainsi transparents sur l'image et amènent donc peu de contraste ;
- l'optimisation de la qualité de l'image en fonction des configurations expérimentales, en amenant plus d'informations avec moins de dose et un temps d'exposition le plus court possible ;
- l'information 3D est un atout majeur mais dans un contexte industriel, des paramètres comme la cadence ou le temps de reconstruction peuvent être des freins majeurs. Dans un contexte médical, la dose induite au patient est de plus en plus prise en compte avec l'augmentation de la dose globale observée dans une récente étude [28] ;
- avoir une stratégie de dimensionnement instrumental, et de traitement, la plus souple possible.

Le CEA Tech, au travers du Laboratoire d'Intégration des Systèmes et Technologies (LIST) [29], et notamment son Département Imagerie et Simulation pour le Contrôle, (DISC), propose de répondre à ces défis. Le DISC développe des modèles de simulation, des algorithmes de reconstruction et met en place des méthodes d'inspection innovantes à travers différentes modalités telles que les courants de Foucault, les ultrasons et bien-sûr, les rayons X. Suivant cette dynamique, nous allons voir dans ce manuscrit, que l'imagerie en contraste de phase sur source X de laboratoire peut aussi être une réponse à ces défis, en permettant :

- une augmentation du contraste sur des échantillons peu absorbants ;
- une utilisation de l'information de phase comme indicateur de la qualité de l'image ;
- un ajout d'informations pour des temps de pose et doses équivalents à des configurations habituellement utilisées ;
- une imagerie de phase facilement adaptable dans des conditions de laboratoire, et présentant une grande souplesse d'utilisation.

Dans ce contexte, le DISC a démarré une collaboration avec l'ONERA et notamment le Département d'Optique Théorique et Appliquée (DOTA) [30]. Le DOTA a pour mission le développement et la maîtrise des chaînes optiques, depuis la source jusqu'au post-traitement, dans une gamme de longueurs d'onde

allant de l'infrarouge à l'ultraviolet, au service de l'aéronautique, de l'espace et des systèmes militaires. Leur expérience en instrumentation et traitement dédiée à l'imagerie de phase, combinée au savoir faire du DISC en contrôle non destructif par rayons X, ont permis de mettre en place une collaboration scientifique dont l'une des retombées a été ce travail de thèse.

Développement de méthodes d'imagerie par contraste de phase sur source X de laboratoire

Dans ce manuscrit, nous reviendrons de manière détaillée, au travers du chapitre 1, sur le fait que l'information de phase peut être exploitée dans notre domaine fréquentiel et qu'elle nous apporte du contraste sur des matériaux peu absorbants. De plus, dans une optique de transfert vers l'industrie, nous ferons aussi un état de l'art des techniques qui sont adaptées à des configurations de laboratoire. Nous pourrions ainsi mettre en perspective, notre démarche de travail qui est la suivante : le développement d'un outil de simulation prenant en compte les effets de phase, décrit au chapitre 2 et l'adaptation de techniques d'imagerie en contraste de phase sur source X de laboratoire, à savoir l'interférométrie à décalage multi-latéral, traitée au chapitre 3 et l'interférométrie de tavelures, traitée au chapitre 4. Une comparaison de ces deux techniques sera présentée au chapitre 5.

Le travail présenté au chapitre 2 s'inscrit dans le cadre du développement de la plateforme de simulation CIVA [31], développée au DISC, qui est un logiciel d'expertise pour le contrôle non destructif. Nous ferons une présentation du modèle utilisé et des algorithmes développés. Nous prendrons aussi le temps de détailler les limites de notre approche et finirons par présenter une série de validations de ce simulateur de phase. De plus, ce travail sera aussi support à des études de simulation portant sur les techniques d'imagerie de phase utilisées par la suite.

Au chapitre 3 nous présenterons la technique d'interférométrie à décalage multi-latéral, inventée et développée notamment à l'ONERA, DOTA. Nous commencerons par une présentation formelle de la technique et nous apporterons les justifications du choix d'adapter cette méthode sur source X de laboratoire. Nous présenterons ensuite des résultats de simulation et expérimentaux.

Nous introduirons au chapitre 4 une deuxième technique d'imagerie en contraste de phase portant sur de l'interférométrie de tavelures. De même que dans le chapitre précédent, nous introduirons cette technique de manière formelle et nous donnerons les raisons qui nous ont portées sur le choix de l'adaptation d'une telle technique sur tube à rayons X. Nous présenterons ensuite les résultats de simulation et les résultats expérimentaux.

Enfin, nous ferons au chapitre 5 une revue des outils développés avec notamment des premières comparaisons entre les techniques d'interférométrie étudiées. Ces comparaisons se porteront sur le matériel, les différentes approches de mesure et d'extraction de l'information de phase pouvant être utilisées et les images produites. Nous illustrerons cela par des mises en situations.

Nous finirons par conclure ce travail et discuter des perspectives qui en ressortent.

Chapitre 1

Imagerie par rayons X en contraste de phase

Dans ce chapitre, nous allons décrire d'un point de vue théorique, comment l'information de phase est intrinsèquement contenue dans l'image d'intensité et pourquoi, dans le domaine des rayons X, il est intéressant d'utiliser cette information. Nous proposerons au lecteur un tour d'horizon sur les méthodes que l'on retrouve dans la littérature pour obtenir une image en contraste de phase. Ceci permettra de mettre en perspective notre démarche de travail dans le cadre de cette thèse.

Sommaire

1.1	Description théorique	6
1.1.1	La phase en rayons X	6
1.1.2	Intensité et signal de phase	9
1.2	État de l'art des méthodes en contraste de phase par rayons X	10
1.2.1	Mesure de la courbure de la phase	11
1.2.2	Mesure différentielle de phase	12
1.3	Enjeux du travail de thèse	17

1.1 Description théorique

Dans un contexte d'imagerie par rayons X, le signal est collecté sous forme d'intensité, que ce soit *via* des détecteurs analogiques ou numériques. L'information en amplitude et en phase est intrinsèquement contenue dans cette intensité. Le but ici est d'arriver à décorréler ces deux informations.

Dans cette section, nous allons décrire de manière formelle quel est l'intérêt du signal de phase dans le domaine des rayons X et comment il est possible d'utiliser la variation de l'intensité en fonction de sa propagation pour en extraire ce même signal.

1.1.1 La phase en rayons X

Pour savoir s'il est utile de faire une mesure de phase en imagerie par rayons X, nous allons d'abord décrire comment un front d'onde est influencé, en amplitude et en phase, par le matériau traversé.

On définit $\nabla = \begin{pmatrix} \partial_x \\ \partial_y \\ \partial_z \end{pmatrix}$; $\nabla^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2$ et la notation \wedge symbolisant le produit vectoriel. Suivant

le vecteur position \mathbf{r} et la variable temps t , prenons les équations de Maxwell, du champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ et du champ magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ en fonction de la densité volumique de courant $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ et de la densité volumique de charge ρ_e que nous prendrons indépendantes des variables spatiales [32] :

$$\begin{aligned} \nabla \wedge \mathbf{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \partial_t \mathbf{E} + \mu_0 \mathbf{J} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \wedge \mathbf{E} &= -\partial_t \mathbf{B} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \end{aligned} \quad (1.1)$$

avec μ_0 , ϵ_0 et c respectivement la perméabilité du vide, la permittivité du vide et la vitesse de la lumière dans le vide. Pour plus de lisibilité, nous utiliserons la notation de la dérivée partielle $\partial_\nu \equiv \frac{\partial}{\partial \nu}$ pour un paramètre ν donné. Des équations (1.2) se déduit l'équation de propagation dans un milieu :

$$(\partial_t^2 - c^2 \nabla^2) \mathbf{E} = -\frac{1}{\epsilon_0} (\partial_t \mathbf{J} + c^2 \nabla \rho_e) \quad (1.2)$$

qui dans le plan transverse donne :

$$(\partial_t^2 - c^2 \nabla^2) \mathbf{E}_\perp = -\frac{1}{\epsilon_0} \partial_t \mathbf{J}_\perp \quad (1.3)$$

avec \mathbf{E}_\perp le champ électrique transverse et \mathbf{J}_\perp la densité volumique de courant transverse. La vitesse moyenne d'oscillation de l'électron $\mathbf{v}_e(\mathbf{r}, t)$ d'un milieu sous champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ s'exprime comme :

$$\mathbf{v}_e = \frac{e}{m_e} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_s^2) + i \Gamma \omega} \partial_t \mathbf{E} \quad (1.4)$$

avec respectivement, e , ω et ω_s la charge électrique, les fréquences d'oscillation des électrons et leur fréquence de résonance discrète, m_e leur masse et Γ un terme de dissipation énergétique dû aux collisions inélastiques photons-électrons. Or $\mathbf{v}_e(\mathbf{r}, t)$ contribue à la densité volumique de courant en fonction de la densité atomique moyenne du milieu n_a , et de la probabilité de passage d'un état excité à un autre sous l'absorption d'un photon incident, g_s .

$$\mathbf{J} = -e n_a \sum_s g_s \mathbf{v}_s \quad (1.5)$$

En utilisant les équations (1.2), (1.4) et (1.5) on a :

$$(\partial_t^2 - c^2 \nabla^2) \mathbf{E}_\perp = \frac{e^2 n_a}{\epsilon_0 m_e} \sum_s \frac{g_s}{(\omega^2 - \omega_s^2) + i \Gamma \omega} \partial_t^2 \mathbf{E}_\perp \quad (1.6)$$

que l'on peut réécrire :

$$\left[\left(1 - \frac{e^2 n_a}{\epsilon_0 m_e} \sum_s \frac{g_s}{(\omega^2 - \omega_s^2) + i \Gamma \omega} \right) \partial_t^2 - c^2 \nabla^2 \right] \mathbf{E}_\perp = 0 \quad (1.7)$$

afin de pouvoir identifier (1.7) avec la forme classique de l'équation de propagation $(\partial_t^2 - \frac{c^2}{n^2} \nabla^2) \mathbf{E}_\perp = 0$. Ainsi, on peut extraire l'indice de réfraction $n(\omega)$:

$$n(\omega) = \left[1 - \frac{e^2 n_a}{\epsilon_0 m_e} \sum_s \frac{g_s}{(\omega^2 - \omega_s^2) + i \Gamma \omega} \right]^{1/2} \quad (1.8)$$

Dans notre domaine d'étude, le domaine des rayons X considéré correspond à des fréquences très élevées. Ceci implique que $\omega^2 \gg \frac{e^2 n_a}{\epsilon_0 m_e}$. Par suite, on peut réécrire l'équation (1.8) comme :

$$n(\omega) = 1 - \frac{e^2 n_a}{2\epsilon_0 m_e} \sum_s \frac{g_s}{(\omega^2 - \omega_s^2) + i \Gamma \omega} \quad (1.9)$$

On remarque que l'indice de réfraction comporte une partie imaginaire et une partie réelle. En notant que $r_e = \frac{e^2}{4\pi c^2 \epsilon_0 m_e}$, (le rayon classique de l'électron) et en multipliant le numérateur et le dénominateur de l'équation (1.9) par ω^2 on obtient :

$$n(\omega) = 1 - \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} \sum_s \frac{g_s \omega^2}{(\omega^2 - \omega_s^2) + i \Gamma \omega} \quad (1.10)$$

avec λ la longueur d'onde. On peut écrire :

$$\sum_s \frac{g_s \omega^2}{(\omega^2 - \omega_s^2) + i \Gamma \omega} = \kappa'_1(\boldsymbol{\psi}, \omega) - i \kappa''_1(\boldsymbol{\psi}, \omega) \quad (1.11)$$

avec $\kappa'_1(\boldsymbol{\psi}, \omega)$ et $\kappa''_1(\boldsymbol{\psi}, \omega)$ les deux termes correctifs, réels et imaginaires, du facteur de diffusion atomique $\kappa(\boldsymbol{\psi}, \omega)$. Le facteur de diffusion atomique mesure la puissance de diffusion d'une onde par un atome. On le définit comme $\kappa(\boldsymbol{\psi}, \omega) = \kappa_0(\omega) + \kappa'_1(\boldsymbol{\psi}, \omega) + i \kappa''_1(\boldsymbol{\psi}, \omega)$. On donne ce facteur en fonction de la fréquence d'oscillation des électrons ω et en fonction du vecteur de diffusion $\boldsymbol{\psi}$ qui est la résultante de la différence entre les vecteurs d'ondes incidente et diffusée. Le facteur de diffusion atomique normal $\kappa_0(\omega)$, est défini comme la somme des facteurs de diffusion de chaque électron sous l'hypothèse d'une diffusion Thomson et pour un atome de symétrie sphérique contenant Z électrons indépendants. $\kappa_0(\omega)$ ne prend pas en compte le fait que les électrons occupent des niveaux d'énergie discrets. Ainsi lorsque l'énergie des rayons X incidents est proche d'une raie caractéristique d'un atome considéré, on a un saut d'électrons à des niveaux d'énergie supérieurs, absorbant ainsi les photons X. L'ajout des deux termes correctifs $\kappa'_1(\boldsymbol{\psi}, \omega)$ et $\kappa''_1(\boldsymbol{\psi}, \omega)$ permet ainsi de mieux prendre en compte la puissance de diffusion d'une onde par un atome.

Par suite :

$$n(\omega) = 1 - \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} [\kappa'_1(\boldsymbol{\psi}, \omega) - i \kappa''_1(\boldsymbol{\psi}, \omega)] \quad (1.12)$$

Ainsi nous pouvons écrire l'équation (1.12) plus simplement :

$$n(\omega) = 1 - \delta(\omega) + i\beta(\omega) \quad (1.13)$$

C'est l'indice complexe de réfraction n qui caractérise l'influence d'un matériau sur un front d'onde. La partie réelle est reliée à la phase de l'onde et la partie imaginaire à l'amplitude, avec respectivement :

$$\delta(\omega) = \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} \kappa'_1(\boldsymbol{\psi}, \omega) \quad (1.14a)$$

$$\beta(\omega) = \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} \kappa''_1(\boldsymbol{\psi}, \omega) \quad (1.14b)$$

Pour une fréquence ω donnée, si on considère une onde transmise suivant la direction z définie par une amplitude $U(\mathbf{r})$ et une phase $\phi(\mathbf{r})$, on peut écrire :

$$T(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) \times e^{i\phi(\mathbf{r})} \quad (1.15)$$

avec

$$U(\mathbf{r}) = \exp \left[-\frac{2\pi}{\lambda} \int \beta(\mathbf{r}) dz \right] \quad (1.16a)$$

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{\lambda} \int (1 - \delta(\mathbf{r})) dz \quad (1.16b)$$

Ainsi, il est intéressant de voir quelles sont les influences des paramètres β et δ en fonction de l'énergie E , reliée à la longueur d'onde λ par $\lambda = hc/E$, avec h la constante de Planck. De plus, on peut regarder aussi cette influence en fonction du type de matériau que l'on souhaite traiter, donnant différentes fréquences d'oscillation des électrons ω .

La figure 1.1 présente des courbes du rapport δ/β en fonction de l'énergie pour plusieurs matériaux, tirées de la base de données du *Lawrence Berkeley Lab* [33]. On constate que pour les matériaux de faible numéro atomique, comme des polymères ou de l'eau, le rapport entre δ et β peut être de 2 à plus de 3 ordres de grandeur. Ce rapport est beaucoup plus faible pour les éléments plus denses tels que l'or ou le plomb. Ainsi, par l'information de phase reliée à δ (équation (1.16b)), on obtient plus de sensibilité pour des matériaux peu denses là où l'information sur l'amplitude, relié à β (équation (1.16a)), est faible et ceci pour un domaine d'énergie de plusieurs dizaines de keV. En conséquence, la phase pourrait être utilisée en complément de l'amplitude, notamment quand le contraste est faible comme dans le cas d'échantillons en plastique, polymère, fibre de carbone ou bien de tissus mous tels que du muscle, de la graisse, du tendon ou des bronches par exemple.

Pour remarque, on peut voir notamment pour le silicium, le plomb et l'or des sauts correspondants aux raies d'émissions $K_{\alpha,\beta}$ du silicium, M_{α} et $L_{\alpha,\beta,\gamma}$ de l'or et du plomb, comme décrit plus haut.

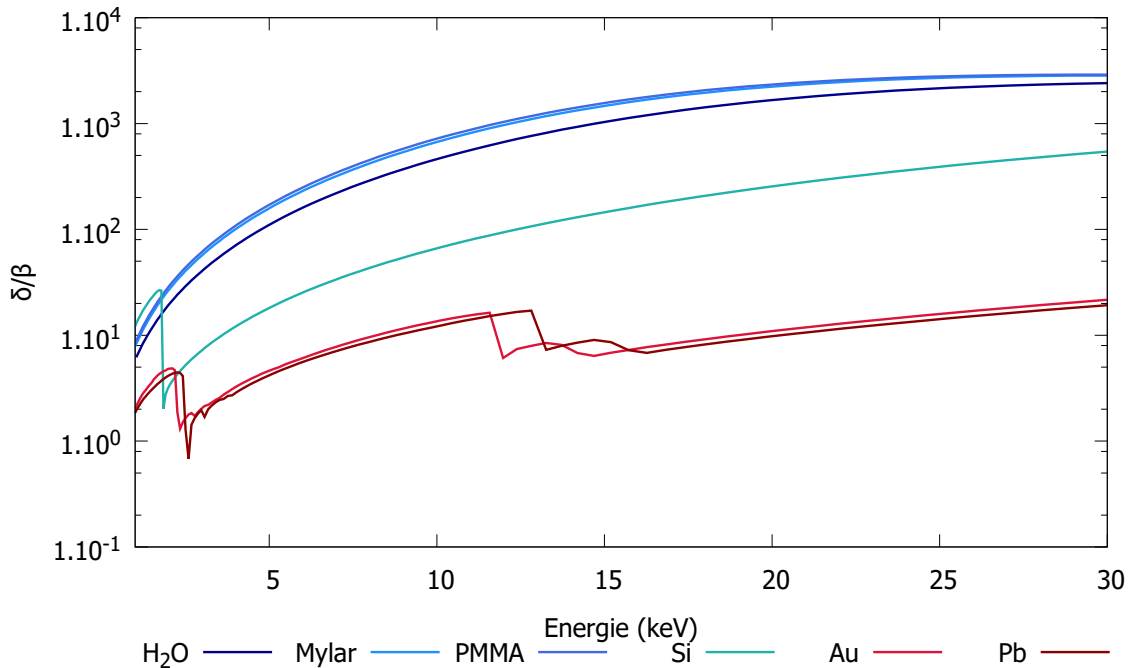


FIGURE 1.1 – Courbes en échelle logarithmique du rapport δ/β et en fonction de l'énergie pour différents matériaux de masse volumique ρ en g cm^{-3} : Eau (H_2O $\rho = 1$) ; Mylar ($C_{10}H_8O_4$ $\rho = 1,38$) ; PMMA ($C_5O_2H_8$ $\rho = 1,18$) ; Silicium (Si $\rho = 2,33$) ; Or (Au $\rho = 19,3$) ; Plomb (Pb $\rho = 11,35$) [33].

La quasi majorité des techniques d'imagerie par rayons X s'appuie seulement sur une utilisation de la variation de l'atténuation. Cette atténuation peut être quantifiée par le coefficient linéique d'atténuation

μ relié à β par $\mu = \frac{4\pi}{\lambda}\beta$. De fait, si le matériau présente peu d'atténuation, la variation d'amplitude de l'onde sera faible, entraînant peu de contraste sur l'image. En revanche, en utilisant l'information de phase, portée par δ , on pourrait compléter ce manque de contraste sur les matériaux peu atténuants, comme l'illustre la figure 1.1. Nous parlerons alors d'imagerie par contraste de phase. Il faut bien comprendre que ce type de contraste vient en complément du contraste classique en atténuation que nous avons sur les matériaux denses. On veut utiliser toute l'information portée par l'onde transmise par l'échantillon (équation (1.15)) c'est-à-dire l'information d'amplitude et de phase. L'inconvénient vient de l'extraction de l'information de phase qui n'est pas directe, notamment en conditions de laboratoire. Nous allons voir à la prochaine section comment elle est contenue dans l'intensité.

1.1.2 Intensité et signal de phase

Nous allons voir qu'il est possible d'obtenir un signal de phase au travers d'une mesure en intensité. Pour cela, reprenons l'équation (1.15) définie par les deux quantités : amplitude $U(\mathbf{r})$ et phase $\phi(\mathbf{r})$. La mesure étant donnée par $|T(\mathbf{r})|^2$, la valeur de $\phi(\mathbf{r})$ introduite à l'équation (1.15) ne sera pas décorrélée de $U(\mathbf{r})$. L'idée est de déduire $\phi(\mathbf{r})$ en utilisant la variation de $|U(\mathbf{r})|^2$ lors de sa propagation selon la direction z . Ceci a été formalisé en 1983 par Teague [34]. En appliquant un propagateur $P(\mathbf{r})$, par exemple de type propagateur de Fresnel, défini comme

$$P(\mathbf{r}) = \frac{1}{i\lambda z} \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right] \quad (1.17)$$

à l'équation (1.15), on a le front d'onde propagé en z tel que :

$$U_z(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r})e^{i\phi(\mathbf{r})} \circ P(\mathbf{r}) \quad (1.18)$$

pour une longueur d'onde λ donnée et avec le symbole \circ qu'on définit comme le produit de convolution. Dans le cadre de l'approximation parabolique, c'est-à-dire un angle d'incidence faible et un point d'incidence proche de l'axe optique, l'équation (1.18) est solution de

$$\left(i\partial_z + \lambda \nabla^2 + \frac{2\pi}{\lambda} \right) U_z(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.19)$$

Ainsi avec l'équation (1.18) et (1.19) on en déduit l'équation de transfert en intensité [34] :

$$-\frac{2\pi}{\lambda} \partial_z I = I \nabla^2 \phi + \nabla I \cdot \nabla \phi \quad (1.20)$$

L'équation (1.20) décrit donc l'évolution de l'intensité au fur et à mesure de sa propagation selon l'axe z en fonction de deux termes :

- Le premier terme, $I \nabla^2 \phi$ nous indique les fluctuations d'intensité introduites par les courbures locales de l'onde lors de la propagation. Dans la communauté des opticiens on parle d'effet lentille.
- Le deuxième terme, $\nabla I \cdot \nabla \phi$ nous indique qu'en introduisant un motif d'intensité on peut observer une translation induite lors de la propagation, du fait des basculements locaux de la surface d'onde. On parle ici d'effet prisme.

La figure 1.2 illustre les deux effets.

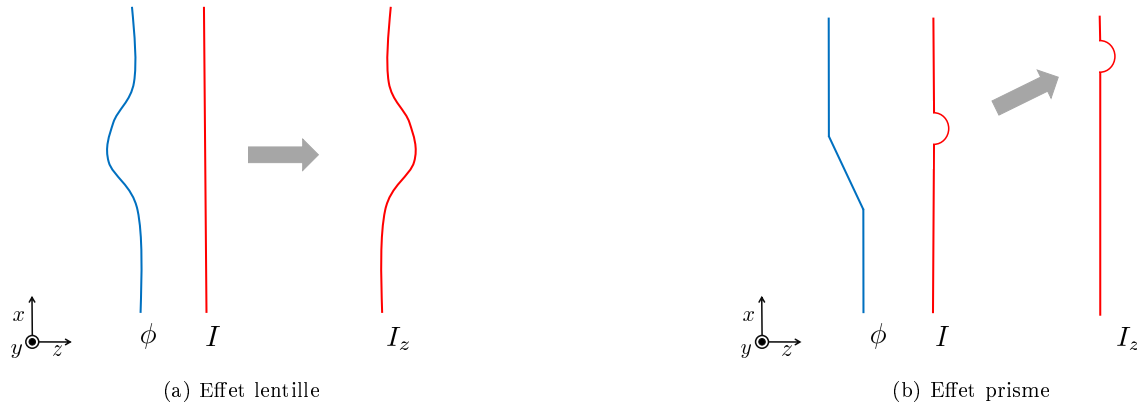


FIGURE 1.2 – Illustration des deux effets émanant de l'équation de transfert en intensité, équation (1.20). (a) effet lentille : fluctuations d'intensité introduites par les courbures locales de l'onde lors de la propagation. (b) effet prisme : introduction d'un motif en intensité et observation de la translation lors de la propagation, du fait des basculements locaux de la phase.

Il est ainsi possible de mesurer un signal de phase d'après une mesure en intensité,

- soit en laissant propager le front d'onde pour pouvoir être sensible aux courbures de l'onde ;
- soit en structurant l'intensité de l'onde à mesurer pour faire une référence de mesure et observer les déformations que peuvent induire un échantillon.

Une remarque peut être faite sur l'équation de transfert en intensité tel que proposé à l'équation (1.20). Bien que cette écriture nous permette de voir l'influence de la phase sur l'intensité propagée en z , on y incorpore une dépendance artificielle en longueur d'onde. En effet, l'équation 1.20 est en fait achromatique. Si on l'exprime en fonction du chemin optique χ tel que $\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\chi$ on obtient alors :

$$\partial_z I = -I\nabla^2\chi - \nabla I \cdot \nabla\chi \quad (1.21)$$

La propagation de l'intensité suivant z ne dépend pas de la longueur d'onde, dans le cas de figure où le milieu traversé est indépendant de la longueur d'onde. Dans le domaine des rayons X, ce cas là peut être valide pour des matériaux à faible numéro atomique. De plus, l'intensité incidente doit être uniforme. Sinon il faut la prendre en compte.

Nous verrons dans la section 1.2 de ce chapitre les différentes méthodes expérimentales exploitant soit l'effet lentille soit l'effet prisme de l'équation de transfert en intensité.

1.2 État de l'art des méthodes en contraste de phase par rayons X

Cette section expose les méthodes d'imagerie par rayons X en contraste de phase s'appuyant sur l'équation de transfert en intensité (1.20). Nous évoquerons les méthodes de mesure qui sont proportionnelles à la courbure de la phase (effet lentille), pour ensuite nous arrêter sur les méthodes proportionnelles aux mesures différentielles de phase (effet prisme).

En courte remarque, nous pouvons faire noter qu'il est possible de mesurer simplement un déphasage en monitorant le retard d'un front d'onde 'sonde' par rapport à un front d'onde référence. Ce type de mesure s'appuie sur des systèmes de type interféromètre de March-Zehnder [36]. Ce concept fût exploité pour la première fois dans le domaine des rayons X en 1965 par Bonse et Hart [16] avec un interféromètre à cristaux produisant les premières images par rayons X en contraste de phase, illustré à la figure 1.3(a). A notre connaissance, ce type de technique n'a pas été appliqué sur des sources de laboratoire mais le lecteur pourra se référer aux travaux suivants (liste non exhaustive) [37–40], sur source synchrotron. Une autre approche qu'on retrouve principalement sur source synchrotron, est l'utilisation d'un cristal analyseur servant de sélectionneur angulaire des ondes réfractées par l'objet étudié (figure 1.3(b)). Cette technique, qui n'est sensible qu'au gradient de phase, a été utilisée pour la première fois dans le domaine des rayons X en 1980 par Förster *et al.* [35] et formalisée 17 ans plus tard par Chapman *et al.* [41]. Parham *et al.* [42] ont proposé une adaptation de cette technique sur des tubes à rayons X pour une plus grande accessibilité.

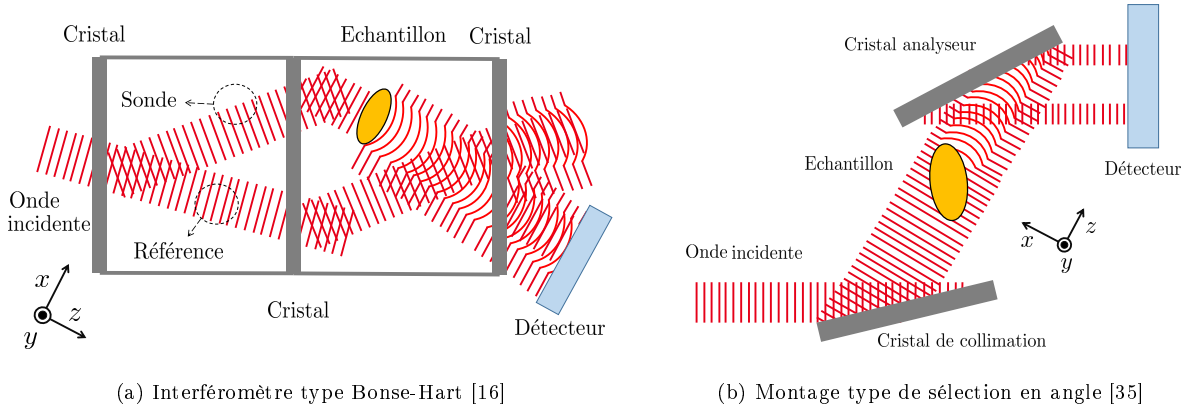


FIGURE 1.3 – Techniques de contraste de phase ne s'appuyant pas sur la TIE, voir équation (1.20), mais qui ont produit les premiers travaux en imagerie par rayons X en contraste de phase, principalement sur source synchrotron.

1.2.1 Mesure de la courbure de la phase

Ici, nous allons nous intéresser à l'effet lentille de l'équation en transfert d'intensité (1.20) relié au terme $I\nabla^2\phi$ qui est directement proportionnel à la courbure de la phase. La courbure de la phase est la somme des dérivées spatiales secondaires de la phase dans le plan transverse à la propagation, que nous prendrons suivant z , tel que $\nabla_{\perp}^2\phi(x, y, 0)$. De fait, les variations abruptes d'indices optiques sont beaucoup plus mises en évidence. D'une manière concrète, cette mesure permet de révéler les contours et structures aux interfaces optiques. L'équation de transfert en intensité (1.20) montre bien que plus la distance de propagation est importante, plus on aura de la sensibilité sur la mesure. Cependant, pour que les variations $I\nabla_{\perp}^2\phi$ soient détectables à une distance d_{od} (distance objet-détecteur), on doit se placer en condition champ proche donnée par [43] : $d_{od} \ll \frac{s_o^2}{\lambda}$. Ainsi, la condition minimale pour avoir l'image de l'objet de surface s_o^2 , à une longueur d'onde λ sera : $s_o \sim \sqrt{\lambda d_{od}}$. Prenons un objet d'une surface $s_o \sim 10 \mu\text{m}^2$, dans notre domaine de longueur d'onde $\lambda \sim [10^{-10} - 10^{-11}] \text{ m}$, il faudrait placer le détecteur à plusieurs dizaines de centimètres afin que, le long de la propagation, les fluctuations d'intensité $I\nabla_{\perp}^2\phi$ soient détectables, comme l'illustre la figure 1.4.

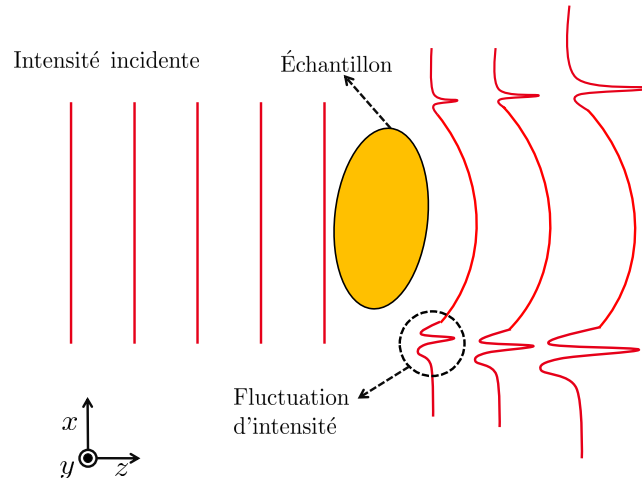


FIGURE 1.4 – Après interaction avec l'échantillon, l'intensité va fluctuer localement, du fait du terme $I\nabla^2\phi$, générant des franges d'interférence. Ces franges révèlent les transitions d'indice optique et vont pouvoir être échantillonnées par le détecteur après propagation.

En plus de la condition champ proche, il est nécessaire d'avoir une illumination cohérente spatialement afin de générer les interférences. La longueur de cohérence temporelle l_t et spatiale l_s sont définies

respectivement comme [44] : $l_t \sim \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$ et $l_s \sim \frac{\lambda d_{so}}{2\pi s}$, avec s et d_{so} respectivement la taille de la source et la distance source-objet. La variation d'intensité se formant dans le plan transverse à z , c'est la cohérence spatiale qui va influencer le plus sur la résolution de l'image formée. Cette méthode, dite méthode par libre propagation, supporte l'utilisation d'une source polychromatique mais possédant une taille de source faible. Wilkins *et al.* [17] ont d'ailleurs été les premiers à adapter cette méthode sur tube à rayons X microfoyer.

La simplicité expérimentale de la méthode par libre propagation ne va pas de pair avec les approches d'extraction de l'information de phase depuis un Laplacien (équation (1.20)). En effet, les algorithmes d'extraction requièrent au moins deux prises de mesures à différentes distances objet-détecteur, ou pour différentes longueurs d'onde. Une seule image peut suffire mais cela s'accompagne de conditions sur l'objet imagé, comme par exemple une absorption constante, ou l'ajout d'une information a priori sur l'échantillon. Ainsi différentes méthodes ont été développées [45–52] qui suivent toutes le même schéma de principe, récapitulé par Burvall *et al.* [53] : pour une intensité mesurée $I(\mathbf{r})$ dans le plan transverse, on prend une fonction $g(I(\mathbf{r}))$ variant selon les méthodes utilisées (souvent c'est une normalisation de $I(\mathbf{r})$). On passe dans l'espace réciproque par une transformée de Fourier (notée \mathcal{F}) de $g(I(\mathbf{r}))$ pour appliquer un filtre $H(\mathbf{u})$ (avec le vecteur \mathbf{u} représentant les fréquences spatiales correspondant au vecteur \mathbf{r}), le choix du filtre variant selon la méthode choisie. On repasse dans l'espace direct avec une transformée de Fourier inverse (\mathcal{F}^{-1}) pour obtenir la quantité filtrée g_F tel que $g_F = \mathcal{F}^{-1} \{H(\mathbf{u}) \times \mathcal{F}\{g(I)\}\}$. Enfin on prend une fonction $L(g_F)$ pour obtenir l'information de phase suivant le plan transverse (encore une fois la définition de la fonction $L(g_F)$ varie selon les méthodes). Le résumé du procédé pouvant s'écrire comme :

$$\phi(\mathbf{r}) = L \left(\mathcal{F}^{-1} \{H(\mathbf{u}) \times \mathcal{F}\{g(I)\}\} \right) \quad (1.22)$$

On peut retrouver les valeurs des fonctions $g(I(\mathbf{r}))$ et $L(g_F)$ et des filtres $H(f, g)$ ainsi que les suppositions faites pour chaque méthode dans la revue proposée par Burvall *et al.* [53].

Le grand avantage de la technique par libre propagation est qu'elle ne nécessite aucun ajout de matériel optique autre que le détecteur. Si le défaut mesuré est achromatique, la technique n'est pas dépendante de la longueur d'onde et de la forme du front d'onde, comme l'indique l'équation en transfert d'intensité (1.21). La méthode par libre propagation peut produire des images de très haute résolution (sub-micrométrique) [54]. La condition la plus restrictive concerne la source dont le foyer doit être le plus petit possible pour avoir un maximum de cohérence spatiale.

1.2.2 Mesure différentielle de phase

Pour finir, nous allons nous intéresser à l'effet prisme de l'équation de transfert en intensité (1.20) relié au terme $\nabla I \cdot \nabla \phi$. Diverses techniques mettent en exergue cet effet prisme par l'ajout d'un dispositif expérimental positionné entre la source et le détecteur afin de :

- soit induire une structuration du front d'onde pour être sensible à des variations d'angles ;
- soit faire une sélection en angle.

Pour chaque cas, le but reste le même : être sensible à l'angle de réfraction $\theta(\mathbf{r})$ qu'induit l'échantillon que l'on cherche à analyser. L'angle de réfraction étant relié au gradient de phase *via* l'équation :

$$\theta(\mathbf{r}) = \frac{\lambda}{2\pi} \nabla \phi(\mathbf{r}) \quad (1.23)$$

Structuration

On cherche ici à être sensible à l'angle de réfraction, équation (1.23), au travers d'une structuration du front d'onde.

Une première approche que nous allons présenter est l'utilisation du masque de Hartmann. Cette méthode, inventée par Hartmann en 1890 et dédiée dans un premier temps au contrôle d'instruments astronomique [55], permet de réaliser des mesures de variation de phase d'une onde. Il suffit pour cela de placer devant un front d'onde incident, un masque constitué d'un maillage périodique. La taille des ouvertures de ce maillage doit être assez grande devant la longueur d'onde afin de limiter les effets de

diffraction : on est en approximation d'optique géométrique. Deux enregistrements sont nécessaires : un sans échantillon, et l'autre avec l'échantillon, afin de comparer les angles de réfraction des faisceaux, induits par l'échantillon, par rapport à une image de référence. Dans un régime d'optique géométrique, l'angle de réfraction est ainsi donné, pour une direction x , par :

$$\theta(x) = \arctan \left[\frac{S(x)}{d_{md}} \right] \quad (1.24)$$

avec $S(x)$ le déplacement suivant la direction x et d_{md} la distance masque-détecteur. Bien entendu l'équation (1.24) peut être reliée à l'équation (1.23) :

$$\theta(x) = \arctan \left[\frac{S(x)}{z} \right] = \frac{2\pi}{\lambda} \partial_x \phi \quad (1.25)$$

La figure 1.5 présente le schéma de principe de l'utilisation du masque de Hartmann.

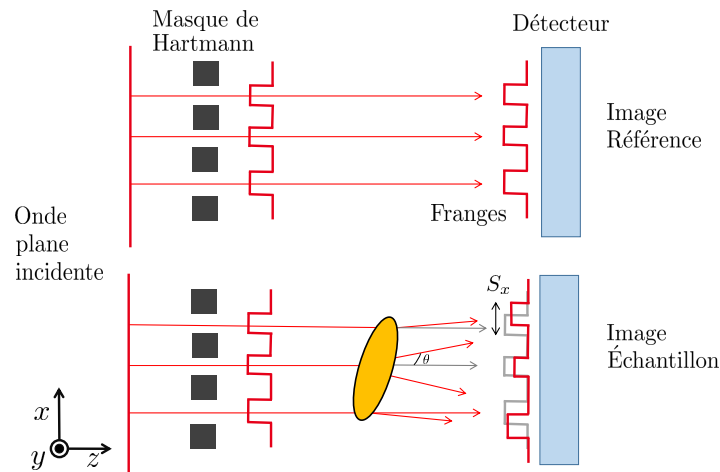


FIGURE 1.5 – Schéma de principe du masque de Hartmann : des variations d'intensité sont induites par le masque et prises comme référence. En plaçant l'échantillon, une image est acquise et une comparaison avec la référence est faite afin de retrouver le déplacement $S(x)$ relié à l'angle de réfraction θ .

On peut ainsi, par cette approche, remonter au gradient de phase. De nombreuses adaptations et variations du masque de Hartmann ont été produites ces dernières années. Roddier en fait une revue en 1990 dans son article "*Variations on a Hartmann theme*" [56]. Dans le domaine des rayons X, la méthode fut adaptée sur source synchrotron par Morgan *et al.* [57–59] avec un masque de périodicité unidimensionnelle puis bidimensionnelle. Le gradient de phase, équation (1.25), est extrait par corrélation croisée entre l'image de référence et l'image de l'échantillon. Cette approche est correcte pour des objets peu atténuants. De plus, la période du masque étant grande devant la longueur d'onde, pour rester en approximation géométrique, la figure d'intensité peut être lue par un détecteur sans réseau de lecture. En revanche, la sensibilité de mesure du déplacement S peut être diminuée, bien que Morgan *et al.* propose un traitement numérique de sous-pixelisation. Diminuer le pas du masque pourrait être une solution, mais l'approximation d'optique géométrique ne serait plus valable. Une autre solution serait d'augmenter la distance d_{md} (équation (1.24)) mais sous réserve d'un plus grand encombrement du banc expérimental. On retrouve dans la littérature des applications sur tube à rayons X telles que proposées par Wen *et al.* [60,61] et Bennett *et al.* [62] ou plus récemment par Lim *et al.* [63] et Park *et al.* [64]. L'extraction des gradients de phase peut se faire en restant dans l'espace direct comme proposé par Zverev [65] et utilisé par Morgan *et al.* [57–59] dans le domaine des rayons X. Mais de par la régularité du masque de Hartmann, un traitement dans l'espace réciproque, par application d'une transformée de Fourier, peut être effectué comme proposé dans les travaux de Carmon et Ribak [66,67] et adapté par Wen *et al.* [60,61] et Bennett *et al.* [62] en rayons X. La transformée de Fourier de la figure d'intensité met en exergue des harmoniques dans l'espace réciproque. Le traitement de ces harmoniques permet d'extraire, entre autre, une image d'atténuation et de gradient de phase.

Le grand avantage de l'utilisation d'un masque de Hartmann est la simplicité de mise en œuvre expérimentale. En effet, dans notre domaine fréquentiel, les zones d'ouverture des masques correspondent à quelques dizaines de micromètres et les mêmes dimensions sont nécessaires pour atténuer suffisamment les rayons X (pour des matériaux denses comme l'or ou le plomb). Ainsi le masque possède un rapport de forme autour de 1 ce qui est techniquement facile à produire. En revanche la période du masque, qui doit être grande pour rester en régime géométrique, limite la résolution spatiale. En effet, si les variations de phase sont fines, l'échantillonnage des franges servant à la mesure sera insuffisant.

Une autre approche que l'on peut évoquer est la technique d'interférométrie multi-grilles. L'interférométrie à grilles est depuis longtemps étudiée dans le domaine visible. Vasco Ronchi a même produit un article revue en 1964 s'intitulant "*Forty Years of History of a Grating Interferometer*" [68]. Elle s'appuie notamment sur un effet d'auto-imagerie, décrit pour la première fois par Talbot en 1836 [69] et qui en porte maintenant son nom.

L'effet Talbot décrit le fait qu'un objet périodique, sous illumination monochromatique, peut créer sans optique, et à des distances discrètes, une modulation d'intensité identique à celle observable dans le plan de l'objet. On donne ces distances discrètes, dites distances de Talbot, comme étant égales à [44] :

$$d_T = \left(\frac{p}{q}\right) \frac{2a^2}{\lambda} \quad (1.26)$$

avec $(p, q) \in \mathbb{N}$ et a la période du motif régulier. Si p n'est pas un multiple de q alors on a des distances de Talbot fractionnaires. A ces distances, le motif régulier n'est pas exactement reproduit mais pourra être décalé d'une période a par exemple à $(p/q) = \frac{1}{2}$, ou bien dédoublé la période a pour $(p/q) = \frac{1}{4}$ ou $(p/q) = \frac{3}{4}$. Comme l'a montré Guigay [70].

C'est seulement dans les années 1990 et 2000 que des premières applications dans le domaine des rayons X de l'interférométrie à grilles apparaissent. Cela s'explique par les contraintes techniques notamment sur la fabrication des grilles afin qu'elles puissent générer des interférences constructives détectables à des longueurs d'onde sub-nanométriques. Nous détaillerons ce défi technologique juste après. A ces énergies là, des travaux ont été initialement proposés par David *et al.* [19] en 2002 puis par Momose *et al.* [20] en 2003. Le principe est illustré à la figure 1.6. Une grille M_ϕ , dite de phase, va permettre de

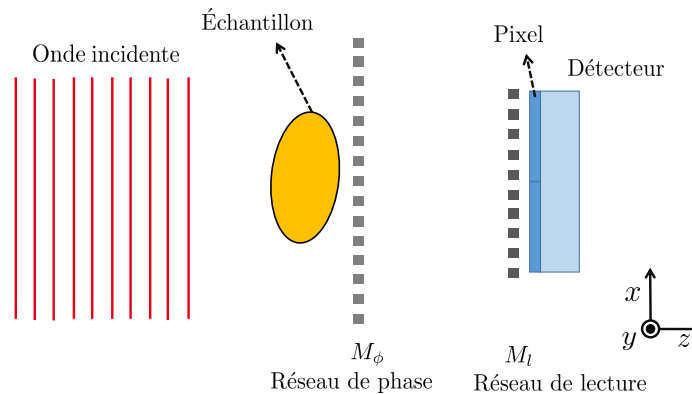


FIGURE 1.6 – Schéma de principe de l'interférométrie à 2 grilles : On considère un faisceau monochromatique plan. M_ϕ induit un déphasage à une longueur d'onde donnée. Si les franges générées par M_ϕ ne sont pas échantillonnées par le détecteur, un réseau de lecture M_l , *via* un effet de moiré, est mis en place.

structurer le front d'onde afin de générer des ordres de diffraction. Un ordre de diffraction correspond à une réplique du front d'onde incident basculé d'un angle donné. Pour cela M_ϕ effectue un déphasage du front d'onde pour une longueur d'onde λ_0 donnée. Ainsi on obtient plusieurs faisceaux d'angles différents qui vont générer des franges d'interférences. Un maximum de contraste est obtenu aux distances de

Talbot. La valeur de l'angle séparant les faisceaux produits par M_ϕ est très petite car elle dépend de la période $a_\phi \sim 10^{-6}$ m de la grille M_ϕ et de la longueur d'onde ($\lambda \sim 10^{-11}$ m). La conséquence de cela est une séparation v entre les franges lumineuses et sombres, donnée pour une distance grille-détecteur d_{gd} par $v = 2\lambda d_{gd}/a_\phi$ difficilement résoluble par des détecteurs à grand champ de vue, que l'on retrouve dans le milieu hospitalier ou industriel et dont la résolution spatiale est autour de [0.400 – 0.200] mm. Pour remédier à cela on peut placer une seconde grille M_l , dite de lecture, directement avant le détecteur, à une distance d_T (équation (1.26)) où on prendra $p = q = 1$. Si M_ϕ produit un déphasage π , la période a_l de M_l doit être égale à la période a_ϕ . Cette deuxième grille permet de transformer la position locale des franges en une modulation d'intensité par effet de moiré. L'effet de moiré est un phénomène d'interférence spatiale produit par deux réseaux. M_l permet donc de résoudre spatialement les franges d'interférences produites par M_ϕ , *via* des franges de moiré, mais permet aussi de mesurer le gradient de phase par une approche de *phase stepping* [71]. A la vue de l'utilisation de deux réseaux, cette approche de *phase stepping* est assez naturelle et elle est d'ailleurs massivement utilisée dans la communauté [20, 21, 72, 73]. Elle consiste à effectuer une prise d'images pour chaque déplacement d'une fraction de période de la grille M_l par rapport à M_ϕ . L'intensité enregistrée à chaque déplacement selon une direction spatiale, par exemple x , permet de construire un gradient de phase. Intégrer cette quantité selon x permet d'obtenir une image de phase. Il est aussi possible d'appliquer une transformée de Fourier sur les franges de moiré [74, 75] avec une seule image limitant ainsi les multiples acquisitions demandées en *phase stepping*.

En 2006, Pfeiffer *et al.* [21] proposent d'adapter l'interféromètre à deux grilles sur un tube à rayons X. Pour maintenir une certaine cohérence spatiale, une troisième grille est placée devant la source X incohérente. La figure 1.7 illustre un tel montage. Cette grille M_o est un masque absorbant générant de multiples sources qui sont cohérentes individuellement mais incohérentes entre elles. Le reste de la procédure étant la même que celle décrite juste avant dans le cas des deux grilles.

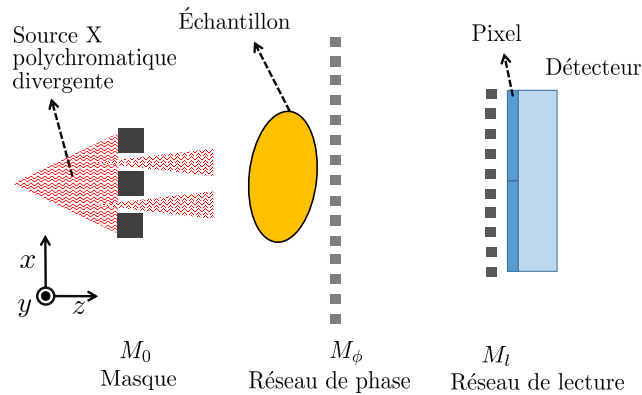


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de l'interférométrie à 3 grilles : M_o est un masque absorbant générant de multiples sources cohérentes, nécessaires pour une utilisation d'un tube à rayon X classique. M_ϕ induit un déphasage à une longueur d'onde donnée. Si les franges générées par M_ϕ ne sont pas échantillonnées par le détecteur, un réseau de lecture M_l , *via* effet de moiré, est mis en place.

L'apparition de cette technique dans le domaine des rayons X a été possible de par un développement technologique sur la fabrication des grilles très important. En effet, la fabrication des grilles M_o et M_l demande une utilisation de matériaux très absorbants (par exemple de l'or) suivant une certaine épaisseur pouvant aller à plusieurs dizaines de micromètres, nécessaires à l'atténuation des rayons X. De plus, la période de ces grilles doit être de quelques micromètres permettant, dans le cas de M_o de générer de multiples sources de cohérentes spatialement, et dans le cas de M_l posséder une période pouvant échantillonner les franges d'interférences produites par M_ϕ . Ceci amène un très fort rapports d'aspect demandant un fort savoir faire. L'effort technologique est beaucoup moindre pour la grille de phase M_ϕ . En effet, en utilisant de l'or, on obtient un déphasage de π à 17 keV pour une épaisseur d'or de 3,5 μm . Avec une périodicité de quelques micron, la grille M_ϕ est moins contraignante à produire.

Malgré tout, la technique d'interférométrie à multi-grilles est un domaine en pleine explosion depuis ces dix dernières années [73, 76, 77]. Sa grande force est d'avoir pu s'adapter sur des instruments d'imagerie X classique comme des tubes à rayons X et détecteurs qu'on retrouve usuellement dans le domaine médical. Il faut néanmoins noter que ce système possède une certaine difficulté de mise en œuvre (3 grilles), pouvant induire des problèmes d'alignement entre les grilles M_ϕ et M_l , notamment pour des applications tomographiques. De plus, le positionnement des grilles reste tributaire des distances fractionnaires de Talbot et donc de la longueur d'onde. En outre, bien que M_o induise une cohérence temporelle de la source et que M_l permette l'échantillonnage des franges, cela implique aussi une forte diminution du flux arrivant au détecteur. La conséquence de cela est une dose et un temps de pose plus important qu'en imagerie d'absorption classique. De plus, dans la cas d'une utilisation du *phase stepping* on augmente également le temps d'acquisition.

Enfin, pour finir sur cette partie portant sur les techniques d'imagerie de phase structurant le front d'onde, on peut évoquer deux dernières approches qui sont à la base du travail présenté dans le cadre de cette thèse : L'interférométrie à décalage multi-latéral, et l'interférométrie de tavelure. Une description détaillée de ces deux approches sera présentée dans les chapitres 3 et 4.

Sélection en angle

Une dernière technique pouvant être décrite suivant l'effet prisme de l'équation de transfert en intensité (1.20) s'inspire aussi de l'approche de sélection en angle, évoquée en introduction de chapitre (figure 1.3(b)). Nous avons choisi de l'évoquer ici car elle présente une adaptation sur source X de laboratoire intéressante. Cette technique, que l'on nommera technique d'illumination de bord (*edge illumination* en anglais), consiste à placer deux masques : un devant l'échantillon à imager, que l'on nommera M_o et un autre masque, M_d placé sur le détecteur. La figure 1.8 présente un schéma de principe de cette technique.

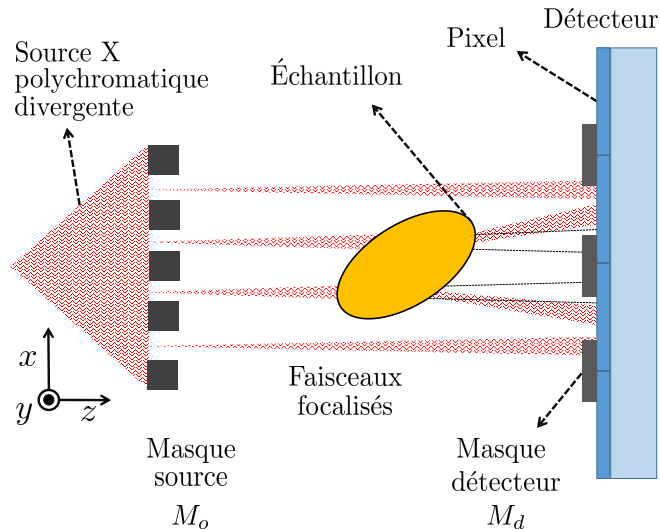


FIGURE 1.8 – Schéma de principe de la technique d'illumination de bord. Un masque M_o est placé devant une source polychromatique divergente. Ce masque va spatialement et de manière régulière occulter une partie du faisceau incident, afin de générer de multiples faisceaux focalisés. Ces faisceaux vont être déviés par l'échantillon et l'angle de réfraction va être détecté grâce au masque M_d .

M_d est conçu de telle sorte qu'il atténue fortement les zones adjacentes de chaque pixel augmentant la sensibilité du détecteur à l'angle de réfraction induit par l'objet. Ainsi ce masque agit comme sélecteur angulaire, à l'image du cristal analyseur présenté à la figure 1.3(b). M_o est dimensionné pour faire varier l'intensité incidente, produisant des multiples faisceaux de telle sorte que chacun d'entre eux interagissent avec un bord de chaque nouvelle zone de sensibilité constituée par M_d . Ainsi, pour une fonction de transfert $T(x, y)$ et une fonction $L(x, y)$ représentant la variation d'intensité, dépendante du positionnement de M_d

et de l'angle de réfraction induit par l'échantillon, on a l'intensité détectée I_{det} telle que

$$I_{det}(x, y) = T(x, y) L [x + S(x); y + S(y)] \quad (1.27)$$

avec $S(x, y)$ les déplacements suivant les directions (x, y) , reliés à l'angle de réfraction par $S(x, y) \sim z\theta(x, y)$. La sensibilité au déplacement est produite par M_o et optimisée par le masque M_d . Ainsi, *via* l'équation (1.23), une image de gradient de phase est produite. L'extraction de phase peut être faite suivant, par exemple, un traitement dans l'espace de Fourier comme proposé par Kallon *et al.* [78]. L'augmentation de la sensibilité au gradient de phase par le positionnement d'un masque M_d , dans notre domaine d'énergie, a été mise en évidence sur source synchrotron par Olivo *et al.* [79] puis plus largement implémentée sur tube à rayons X [80–82]. En effet, la technique d'illumination de bord n'est pas une technique interférométrique; elle est ainsi tout à fait adaptable sur source X de laboratoire ayant des tailles de source de plus de 100 μm [22]. C'est aussi une technique assez robuste au mauvais alignement qu'il peut y avoir entre M_o et M_d , comme l'ont montré Endrizzi *et al.* [83]. En revanche, pour que les multiples faisceaux générés par M_o préservent un aspect non diffractant, la source doit être éloignée de M_o (plusieurs dizaines de centimètres) ce qui augmente le temps de pose. De plus, comme il a été montré [22, 79], plus le pourcentage de recouvrement de M_d est important plus la sélection en angle, et son contraste associé, sera importante mais induira un faible contraste en atténuation.

1.3 Enjeux du travail de thèse

Au travers de ce chapitre nous avons pu montrer tout le potentiel que peut avoir l'information de phase, en complément de l'information classique d'atténuation dans le domaine de l'imagerie par rayons X. Beaucoup de travaux ont été produits sur source synchrotron qui présente un fort flux, une forte cohérence pour une gamme spectrale allant jusqu'à plusieurs dizaines de keV avec les synchrotrons de 3^{ème} génération [12]. Dans notre contexte de transfert de savoir et de technologie vers l'industrie, l'inconvénient de ce type de source réside dans son encombrement, sa complexité et son accessibilité.

Notre démarche est de s'appuyer sur la connaissance antérieure et le travail déjà effectué sur ce type d'installation et de proposer :

- un outil de simulation incluant les effets de phase, qui viendra se greffer à la plateforme de simulation CIVA [29, 31];
- une adaptation sur un banc de laboratoire de techniques d'imageries de phase répondant à des critères de flexibilité, que ce soit pour l'acquisition ou l'extraction du signal de phase.

Sur le premier point, CIVA est un logiciel de simulation dédié au contrôle non destructif, notamment industriel. Ce simulateur amène une aide au dimensionnement expérimental et à la probabilité de détection de défauts. C'est un modèle qui repose seulement sur les effets d'atténuation et de diffusions. Dans le cadre de cette thèse, un modèle incluant les effets de phase a été utilisé et est présenté au chapitre 2. Ce modèle a de plus, permis de dimensionner un banc expérimental d'imagerie par rayons X en contraste de phase et de mettre au point un algorithme d'extraction de phase.

Pour le deuxième point, nous proposons dans ce travail deux adaptations de technique d'imagerie de phase sur source X de laboratoire, à savoir : une technique d'interférométrie à décalage multi-latéral, traitée au chapitre 3 et une technique d'interférométrie de tavelures, traitée au chapitre 4. Le choix de ces techniques est motivé de par leur flexibilité de mise en œuvre dans un environnement de laboratoire.

Nous ferons un bilan, au chapitre 5, sur les différences qui peuvent ressortir entre ces deux techniques. Nous illustrerons ces différences par des mises en situations. Des comparaisons seront proposées sur le matériel utilisé, les approches de mesures et d'extractions de l'information de phase et sur la qualité des images de phase produites par chaque technique.

Chapitre 2

Développement d'un outil de simulation

Ce chapitre s'inscrit dans le contexte de développement du logiciel de simulation CIVA porté par le département imagerie et de simulation pour le contrôle du LIST. Le logiciel CIVA est une plateforme d'expertise pour le contrôle non destructif, composée de modules de simulation, d'imagerie et d'analyse, qui permettent de concevoir et d'optimiser les méthodes d'inspection et de prédire leurs performances dans des configurations de contrôle réalistes. Actuellement les contrôles par ultrasons [84], radiographie/-gammagraphie/tomographie X [85], courants de Foucault [86] sont concernés.

De plus, afin de dimensionner un banc d'imagerie par rayons X en contraste de phase, il apparaissait utile de mettre en place un outil de simulation et ceci pour les raisons suivantes :

- comprendre la génération d'images de phase dans un domaine d'énergie autour de la dizaine de keV ;
- comprendre l'influence des paramètres expérimentaux ;
- prévoir la qualité des images.

Dans ce chapitre, nous allons commencer par faire une courte présentation des différents développements de modèles qu'on retrouve dans la littérature. Nous aborderons ensuite la description du modèle choisi ainsi qu'une présentation de l'algorithme. Nous parlerons aussi des limites et des approximations faites et finirons par présenter les différents résultats qui ont permis de valider le code de simulation.

Sommaire

2.1	Etat de l'art et contexte	20
2.1.1	Approche par optique géométrique	20
2.1.2	Approche ondulatoire	21
2.2	Description du modèle choisi	22
2.2.1	Théorie	22
2.2.2	Mise en œuvre numérique	25
2.2.3	Limites du modèle	33
2.3	Validation	39
2.3.1	Validation théorique	39
2.3.2	Validation expérimentale	40
2.4	Synthèse	47

2.1 Etat de l'art et contexte

Les modèles de simulation prenant en compte les phénomènes de phase dans le domaine des rayons X peuvent se traiter par deux approches : une approche par optique géométrique et une approche ondulatoire.

2.1.1 Approche par optique géométrique

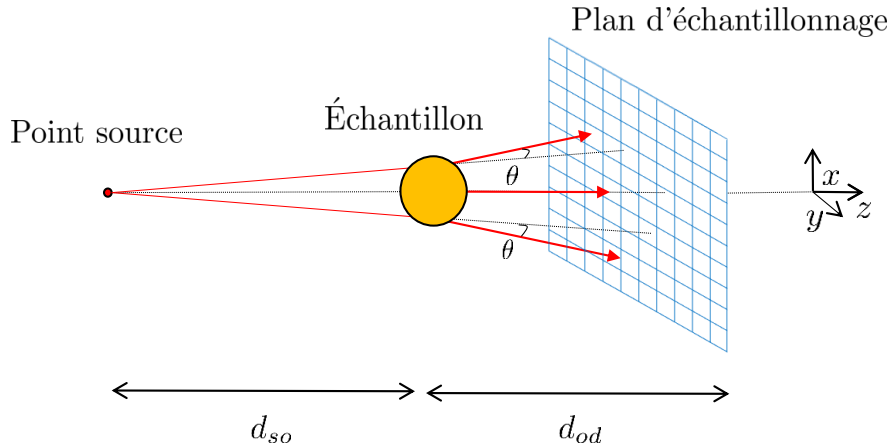


FIGURE 2.1 – Approche par optique géométrique.

L'approche par optique géométrique est une approche très simple dans sa mise en œuvre. Elle repose sur une considération purement géométrique du rayonnement X. La figure 2.1 l'illustre. Elle consiste à faire le calcul de l'angle de réfraction qu'induit l'objet sur la trajectoire du rayon. On ne considère pas d'interférence entre chaque rayon, ni de variation de phase au cours de la propagation du rayon. Tout comme les premiers travaux expérimentaux en imagerie de phase dans le domaine des rayons X, les premiers modèles de simulation de phase sont apparus sur les lignes synchrotron avec comme précurseur le modèle SHADOW [87], reposant sur une approche par optique géométrique. Monnin *et al.* [88] utilisent notamment cette approche dans le cadre de la méthode d'imagerie de phase par propagation sur source synchrotron afin d'optimiser des paramètres expérimentaux tels que l'énergie, la distance objet-détecteur ou bien la résolution du détecteur.

Appliqué sur source de laboratoire, Ishisaka *et al.* [89] calculent l'angle de réfraction à l'aide d'un lancer de rayons afin de regarder les effets de courbure de phase en fonction de la taille du foyer et de la nature de l'anode. Olivo et Speller [22] proposent aussi une simple approche par optique géométrique afin de modéliser leur technique d'illumination de bord, introduite précédemment au chapitre 1. Plus récemment, les effets de réfraction ont été implémentés dans le code de transport de particule Geant4. Buis et Vacanti [90] en proposent une utilisation au travers d'une étude portant sur un miroir d'un télescope spatial. La relative facilité d'une approche par optique géométrique, au travers de la mise en œuvre d'un lancer de rayons amène certaines limitations que mettent en relief Peterzol *et al.* [91]. Dans leur étude, il est clairement montré qu'une approche par lancer de rayons est limitée par la cohérence de la source et la réponse détecteur. Le respect de l'inégalité suivante :

$$\frac{\pi \lambda d_{od} G}{(2Sys)_{x,y}^2} \ll 1 \quad (2.1)$$

doit alors être garanti. Le terme $(Sys)_{x,y}$ représente la réponse détecteur et la taille de la source selon les deux directions orthogonales (x, y) à la propagation. Ces paramètres doivent être beaucoup plus grands que le terme $\pi \lambda d_{od} G$ représentant la longueur d'onde λ , la distance objet-détecteur d_{od} et le

grandissement G . Dans le cas contraire, l'approche par optique géométrique ne décrira pas de manière satisfaisante les effets de phase. Enfin, les fantômes numériques peuvent amener des temps de calculs importants. En effet, l'angle de réfraction est très dépendant de l'orientation angulaire de l'interface franchie par le rayon. Dans le cas d'objets complexes, l'échantillonnage du fantôme numérique doit être très fin, pour ne pas biaiser les multiples réfractions du rayon durant son parcours. Cet échantillonnage peut augmenter, de manière importante, les temps de calcul.

Pour aller plus loin, l'approche par optique géométrique, empêche toute description interférentielle des rayons. Cependant dès 1962, Keller [92] propose de décrire des effets de diffraction en s'appuyant sur une description géométrique. Plus récemment des études adoptent un tirage aléatoire de type Monte Carlo dans le lancer de rayons, afin de modéliser les effets d'interférences, en se basant sur le principe de Huygens-Fresnel [93,94] où chaque point d'une onde est source secondaire d'onde sphérique. On retrouve ces travaux en 2011 avec, entre autres, Prodi *et al.* [95] au travers du développement du code de calcul McXtrace [96]. Chaque rayon, rencontrant un objet sur sa trajectoire optique, peut générer des sources secondaires sous forme de nouveaux rayons qui, s'ils existent, seront propagés jusqu'au détecteur. La simulation de source de cohérence finie est aussi prise en compte. On retrouve des articles encore plus récents, comme Cipiccia *et al.* [97] incluant aussi la prise en compte de la propagation des rayons, en influant sur le temps de vol de ces derniers, ou bien Kavanagh *et al.* [98] appliquant cette approche sur un fantôme numérique de souris.

2.1.2 Approche ondulatoire

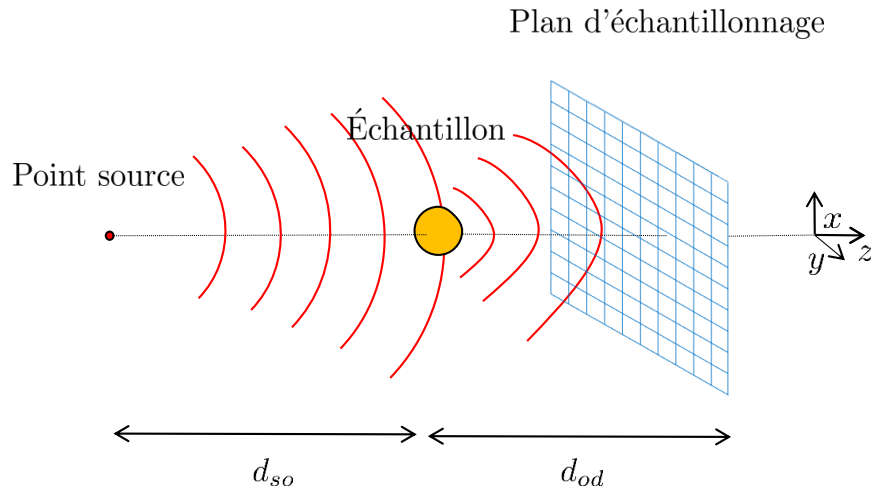


FIGURE 2.2 – Approche ondulatoire

L'approche ondulatoire, illustrée à la figure 2.2, est considérée comme étant une description plus complète que l'approche par optique géométrique. Elle prend en compte les phénomènes d'interférences durant la propagation de l'onde. Le premier modèle dans le domaine des rayons X, développé originellement par Bahrtdt [99] est nommé PHASE. On le retrouve principalement sur les lignes synchrotron. Son approche ondulatoire permet d'être très complet sur la description de l'onde au cours de sa propagation et tout au long des interactions avec les instruments optiques de la ligne. Néanmoins, le coût calculatoire peut vite exploser car la description de l'onde, c'est-à-dire sa matrice, doit être stockée en mémoire. Pour diminuer ces coûts calculatoires, Shi *et al.* [100] proposent une solution hybride combinant un lancer de rayons et une description ondulatoire pour propager les rayons. Ces travaux restent tout de même très appliqués aux problématiques synchrotron avec notamment la prise en compte de la cohérence partielle selon une direction de l'espace ou les effets des miroirs sur l'onde.

Dans notre contexte, le premier modèle ondulatoire appliqué aux sources X de laboratoire se retrouve dans les travaux de Pogany, Gao et Wilkins [101]. Ce modèle s'appuie sur un formalisme

de Fresnel-Kirchhoff [44] qui consiste en une description mathématique de la propagation d'une onde monochromatique, émise en un point source et atteignant un point de mesure dans l'espace. Cette description est formulée suivant des approximations : une propagation paraxiale, un point source et une onde monochromatique. La taille des échantillons (ou défauts) à inspecter sont toujours très grands face au domaine de longueur d'onde que l'on utilise ($\lambda \sim 10^{-11}$ m), ce qui fait que l'approximation paraxiale est tout à fait correcte. Pogany, Gao et Wilkins [101] ont aussi fait une approximation dite : par projection. C'est une conséquence de l'approximation paraxiale. Cela consiste à dire que les effets de propagation dans l'objet peuvent être négligés car l'échantillon perturbe très peu le rayonnement [92]. Cette approximation peut, là aussi, très bien s'intégrer dans notre cadre d'étude pour des échantillons fins et/ou peu atténuants comme l'ont montré Morgan *et al.* [102]. Wolf *et al.* [103] ont notamment proposé une utilisation du formalisme de Fresnel-Kirchhoff dans le cas d'une étude de simulation portant sur la technique multi-grilles, introduite au chapitre 1. Wu and Liu [104,105] ont proposé une extension du formalisme de Fresnel-Kirchhoff pour que le modèle corresponde mieux à un cadre d'utilisation clinique à savoir, une source partiellement cohérente, la prise en compte de l'atténuation de l'échantillon et la variation de la cohérence du faisceau au cours de la propagation. Dans le cas où l'échantillon est épais, la propagation de l'onde au sein de l'objet ne peut plus être négligeable. Pour amener une meilleure description, notamment sur les effets de réfraction, il est possible de discrétiser l'espace en multiples plans, ou coupes, perpendiculaires à la propagation de l'onde. On peut alors appliquer un propagateur à chaque plan, décrivant ainsi l'évolution de l'onde de coupe en coupe. C'est une approche par multi-coupe, ou *multislice* en anglais, décrite par Hare et Morrison [106] qui a été notamment appliquée à de l'imagerie de phase sur un fantôme numérique humain par Wlodarczyk et Pietrak [107]. Enfin, de récents travaux de Sung *et al.* [108], proposent une approche différente du multi-coupe, en décomposant spatialement et angulairement les faisceaux X émanant d'une source finie en multiples ondes planes. Pour chaque onde plane au niveau du détecteur, l'intensité est calculée par approximation de Rytov [109] puis sommée. Dans l'approximation de Rytov, on considère une variation de l'indice de réfraction progressive au sein et aux frontières de l'objet. Cette approche s'appuie sur la détermination du potentiel de diffusion de l'objet, relié à l'indice de réfraction qui, suivant l'approximation de Rytov, varie exponentiellement avec l'amplitude complexe de l'onde. Avec l'utilisation de l'approximation de Rytov, qui n'est pas restrictive sur l'épaisseur de l'objet, des simulations de fantôme numérique de thorax ont été proposées [110]. L'avantage de l'approche ondulatoire, notamment avec l'utilisation du multi-coupe ou du potentiel de diffusion de l'objet, est une description complète des effets de phase. En revanche les temps de calcul peuvent vite exploser avec, par exemple, un temps de simulation de deux semaines pour la simulation d'un thorax qu'on retrouve dans l'article de Sung *et al.* [110].

2.2 Description du modèle choisi

A la lecture de l'état de l'art exposé à la section précédente, ce sont les travaux de Peterzol *et al.* [111] et Morgan *et al.* [102] qui ont été pris en référence. Nous avons donc considéré des objets numériques fins et peu absorbants et dont la propagation de l'onde en leur sein peut être négligée. Les développements se sont portés sur le choix d'une mise en œuvre hybride utilisant à la fois une approche par optique géométrique *via* un lancer de rayons et une description ondulatoire. L'utilisation d'un lancer de rayons va permettre de produire une description rapide de la scène et l'approche ondulatoire, au travers du formalisme de Fresnel-Kirchhoff [44], nous permettra de prendre en compte les effets d'interférences et de propager l'onde en sortie de l'objet.

Dans la suite de ce chapitre, le terme "pixel" se référera à la discrétisation en élément numérique formant le "plan d'échantillonnage". Quand on se référera à des instruments de mesure, on parlera de "détecteur" et de "pixel détecteur".

2.2.1 Théorie

On définit une scène formée d'un point source, d'un objet et d'un plan d'échantillonnage. Nous considérons que la propagation de l'onde $U(\mathbf{r})$ au travers de l'objet est rectiligne (ceci suppose des objets peu épais). L'onde suit un chemin optique interceptant le point source et un des pixels formant le plan d'échantillonnage. L'axe z est défini par l'intersection du point source et du centre du plan d'échantillonnage. La

figure 2.3 illustre cette configuration type.

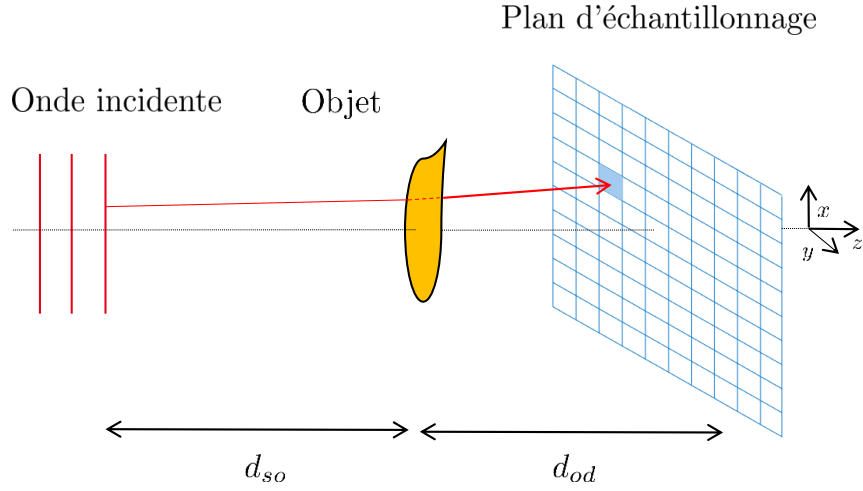


FIGURE 2.3 – Configuration type utilisée pour les simulations.

Dans le cas d'une onde incidente plane monochromatique et pour un objet considéré, on a la fonction de transfert $T(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) \exp[i\phi(\mathbf{r})]$, définie précédemment à l'équation (1.15), en fonction des parties réelle δ et imaginaire β de l'indice complexe de réfraction. Nous pouvons reformuler δ et β . Dans le cas où les énergies des rayons X sont éloignées des raies caractéristiques du matériau considéré, on peut négliger le facteur correctif $\kappa'_1(\psi, \omega)$. De plus, en définissant le coefficient linéique d'atténuation $\mu \sim 2n_a r_e \lambda \kappa''_1$, on peut réécrire les équations (1.14), tel que :

$$\delta(\mathbf{r}) = \frac{r_e \lambda^2 \rho N_A}{2\pi} \sum_j q_{m_j} \frac{Z_j}{A_j} \quad (2.2)$$

et

$$\beta(\mathbf{r}) = \frac{\lambda}{4\pi} \mu \quad (2.3)$$

avec N_A , A , Z et q_m respectivement le nombre d'Avogadro, le nombre de masse, le numéro atomique et la fraction massique des éléments j composant le matériau considéré de masse volumique ρ . Dans le cadre de ce modèle de simulation, nous considérons les équations (2.2) et (2.3). Ainsi l'équation de transfert $T(\mathbf{r})$ (équation (1.15)) peut se ré-exprimer avec une amplitude $U(\mathbf{r})$ rendant compte de l'atténuation de l'onde qu'opère l'objet sur le parcours dz :

$$U(\mathbf{r}) = \exp \left[-\frac{1}{2} \int \mu(\mathbf{r}) dz \right] \quad (2.4)$$

et le déphasage $\phi(\mathbf{r})$ rendant compte du chemin optique parcouru par l'onde.

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{\lambda} \int (1 - \delta(\mathbf{r})) dz \quad (2.5)$$

Ainsi, l'amplitude en sortie d'objet $U_{obj}(\mathbf{r})$ sera donnée par :

$$U_{obj}(\mathbf{r}) = U_{inc}(\mathbf{r}) \times T(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

avec $U_{inc}(\mathbf{r})$ l'amplitude incidente sur l'objet et la fonction de transfert toujours égale à $T(\mathbf{r})$. Par suite, l'amplitude détectée dans le plan transverse (x, y) à une distance d_{od} sera donc :

$$U_{det}(x, y) = U_{obj}(x, y) \circ P(x, y) \quad (2.7)$$

où \circ est le produit de convolution et $P(x, y)$ le propagateur de Fresnel défini comme :

$$P(x, y) = \frac{1}{i\lambda d_{od}} \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda d_{od}} (x^2 + y^2) \right] \quad (2.8)$$

Il est possible de réécrire l'équation (2.7) dans l'espace réciproque, notamment pour plus d'efficacité en temps de calcul informatique :

$$U_{det}(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \tilde{U}_{obj}(f, g) \times \tilde{P}(f, g) \right\} (x, y) \quad (2.9)$$

Avec la transformée de Fourier, notée \mathcal{F} , du propagateur $\tilde{P}(f, g) = \mathcal{F}P(x, y)$ et la transformée de Fourier inverse, notée \mathcal{F}^{-1} ainsi que les fréquences spatiales (f, g) correspondant aux coordonnées (x, y) . Les conditions de laboratoire que l'on veut simuler nécessitent une prise en compte de l'aspect divergent de la source. Ainsi, on peut re-définir le propagateur utilisé en équation (2.9) dans l'espace réciproque, suivant une propagation divergente [112] (voir [113] page 39). En notant G le grandissement défini comme $G = \frac{(d_{so} + d_{od})}{d_{so}}$ on a :

$$\tilde{P}(f, g) = \exp \left[-i\pi\lambda \frac{d_{od}}{G} (f^2 + g^2) \right] \quad (2.10)$$

L'intensité enregistrée au niveau du détecteur est une version agrandie, d'un facteur G , de la distribution de l'intensité dans le cas d'une onde plane pour une distance objet-détecteur à d_{od}°/G . Une illustration de cela est présentée en figure 2.4 avec l'équivalence entre la distance de propagation d_{od}° dans une configuration d'onde sphérique et une distance de propagation d_{od}^{\parallel} dans une configuration d'onde plane. L'égalité $d_{od}^{\parallel} = d_{od}^{\circ}/G$ décrit l'équivalence de propagation de l'onde en sortie de l'objet en fonction de la configuration géométrique.

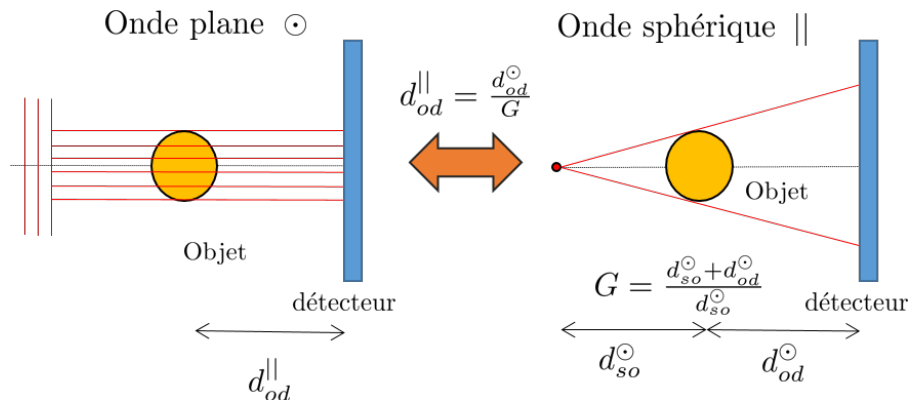
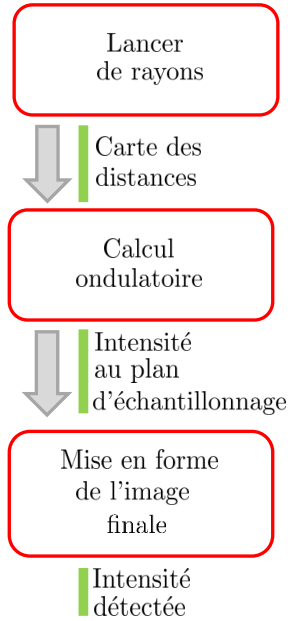


FIGURE 2.4 – Schéma présentant deux configurations géométriques d'acquisition, divergente et plane, avec l'équivalence de la distance de propagation en fonction des deux configurations.

En reprenant l'équation (2.9), l'intensité $I(x, y)$ incidente au plan d'échantillonnage sera donc $|U_{det}(x, y)|^2$.

2.2.2 Mise en œuvre numérique



Dans cette partie, nous allons présenter la mise en œuvre numérique du modèle utilisé. Elle se découpe suivant trois étapes :

- un lancer de rayons, qui va calculer la distance parcourue par le rayon dans l'objet suivant le parcours source - plan d'échantillonnage. Cette carte des distances sera utilisée dans l'étape suivante pour calculer les fonctions de transmissions des objets de la scène ;
- une étape ondulatoire, avec le calcul des fonctions de transfert et leur propagation jusqu'au plan d'échantillonnage (et entre les objets de la scène le cas échéant) ;
- la mise en forme de l'image finale par une prise en compte, dans les résultats de simulations brutes, des paramètres expérimentaux.

Dans la suite, nous allons faire une description détaillée de chaque étape. Pour cela, nous proposons au lecteur de se placer dans la configuration de simulation la plus complète développée, à savoir une source polychromatique itérant sur e canaux d'énergie avec une scène comportant deux objets pouvant être composés de plusieurs matériaux m . Une représentation est donnée en figure 2.5. Pour rappel, on définit les paramètres suivants : Z le numéro atomique, A le nombre de masse et G le grandissement. On considérera un nombre p de pixels constituant le plan d'échantillonnage.

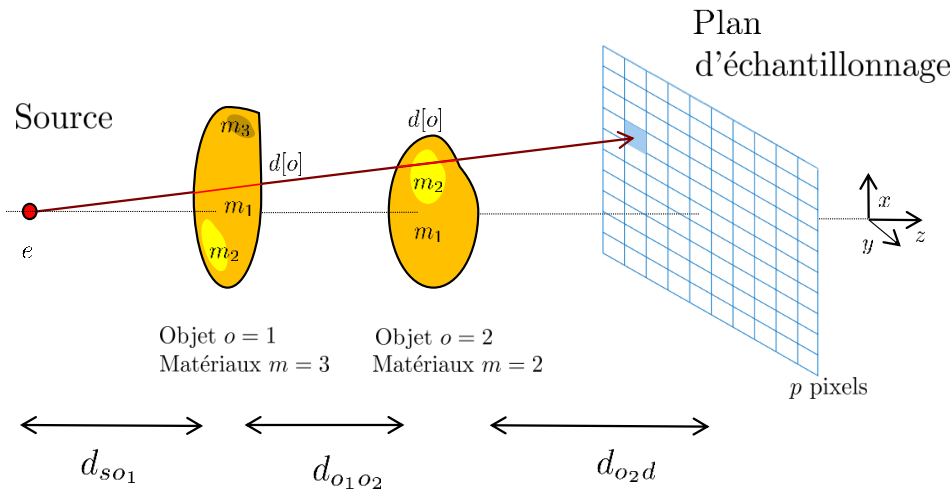


FIGURE 2.5 – Cas de la configuration de simulation la plus complète développée. Source polychromatique et 2 objets pouvant être polymatériaux dans la scène.

lancer de rayons

Afin de calculer l'amplitude et la phase (équations (2.4) et (2.5)) de la fonction de transfert, nous avons besoin de la distance parcourue dans l'objet sur le trajet source - pixel, du plan d'échantillonnage. Pour calculer cette carte des distances, on peut utiliser un code de lancer de rayons sur objet facettisé [114]. Ce sont des objets possédant des facettes fc triangulaires stockées au format STL (STereoLithographic), chaque facette étant définie à l'aide de sa normale unitaire (3 coordonnées) et de trois nœuds (3 \times 3 coordonnées). Le sens de la normale est défini par l'ordre des nœuds tel que pour trois nœuds définis par A,B,C la normale est définie par $AB \wedge AC$, où \wedge est le produit vectoriel. De plus, la normale doit pointer vers l'extérieur de l'objet. Ce type d'objet numérique est très utilisé dans l'industrie notamment pour les conceptions assistées par ordinateur et encore plus de nos jours avec le développement des procédés de

fabrication additive. Un lancer de rayons naïf consisterait à calculer l'équation décrivant le rayon passant par le chemin optique source - plan d'échantillonnage et ce pour chaque pixel. Ensuite, pour chaque rayon, rechercher et stocker les points d'intersections éventuels, afin d'en extraire les distances parcourues et ce pour chaque facette constituant un objet dans la scène. Cette approche peut être coûteuse en calcul numérique. En effet, si on prend un objet de 10^4 facettes pour 2048×2048 pixels il faudrait effectuer 10^{10} recherches de points d'intersection. D'autant plus que, dans une scène type, les couples rayons-facettes ont pour intersection l'ensemble vide. Une approche plus efficace, consiste à déterminer seulement les surfaces visibles d'une scène. C'est l'algorithme de tampon de profondeur, qu'on retrouve sous le nom de *z-buffer* en anglais [115]. Un code de *z-buffer* a été développé au département s'inspirant des travaux de Nicolas Freud [116], et sera implémenté dans une prochaine version de CIVA. Nous l'avons utilisé et adapté à nos besoins par la suite. Il consiste tout d'abord à initialiser $[o \times m]$ matrices de même taille, que l'on nommera *Carte* $[o \times m]$, correspondant respectivement au nombre d'objets dans la scène et au nombre de matériaux constituant ces objets. On projette ensuite les facettes constituant de l'objet o rattaché à un matériau m . Pour chaque pixel situé à l'intérieur de la projection, on détermine la profondeur z du point d'intersection rayon - facette. On obtient ainsi plusieurs cartes de distances parcourues par le rayon en fonction du nombre o d'objets et de leur position dans la scène mais aussi en fonction de la composition en nombre m de matériaux de chaque objet. L'algorithme 2.1 résume la description du lancer de rayons qui vient d'être faite.

Algorithme 2.1 : lancer de rayons

```

Pour < $p$  pixel> à < $p_{max}$ > Faire
  Carte $[o][m](p)$  = initialisation
Fin Pour
Pour < $o$  objet> Faire
  Pour <de  $m$  matériaux> Faire
    Pour < $fc$  facette> à < $fc_{max}$ > Faire
      Projection  $\mathcal{P}$  de la facette  $fc$  sur plan d'échantillonnage :  $\mathcal{P}(fc)$ 
      Pour < $p_{fc}$  pixel  $\in P(fc)$ > Faire
        Calcul profondeur  $z$ 
        Si  $z > 0$  et  $z < Carte[i][m](p_{fc})$  Alors
          Carte $[i][m](p_{fc}) = z$ 
        Fin Si
      Fin Pour
    Fin Pour
  Fin Pour
Fin Pour

```

Ainsi, en utilisant seulement les facettes rencontrées par les rayons, on améliore grandement le temps de calcul. De plus, on peut noter que l'algorithme a été parallélisé sur processeur CPU (*central processing unit*), via la librairie OpenMP [117] afin de diminuer le temps de calcul. Par exemple, pour $8 \cdot 10^4$ facettes avec 4096×4096 pixels sur 11 cœurs Intel Xeon E5 CPU 2.40 GHz, le temps de calcul est inférieur à 1 seconde.

Calcul ondulatoire

Une fois que la carte des distances parcourues par les rayons est estimée, on va pouvoir effectuer un calcul ondulatoire. Dans un premier temps, on fait une lecture des caractéristiques de chaque m matériau constituant les o objets. Ses caractéristiques sont la masse volumique ρ , le numéro atomique Z et le nombre de masse A , données nécessaires au calcul des valeurs de δ et de μ (équation (2.2) et (2.3)). Notre configuration géométrique étant divergente, on calculera aussi les grandissements G respectifs de chaque o objet. Le calcul de la fonction de transfert est fait avec les paramètres δ et μ qui sont aussi dépendants de l'énergie. Ainsi, dans le cas d'une source polychromatique, on va discrétiser le spectre en plusieurs canaux d'énergie c_ϵ . Le spectre n'étant pas uniforme, un poids ω_ϵ est affecté à chaque canal. La forme du spectre peut aussi varier à cause de paramètres autres que les échantillons simulés. Les poids ω_ϵ peuvent alors être adaptés si l'on choisit, par exemple, de prendre en compte une filtration en sortie de source (une épaisseur d'aluminium ou de cuivre par exemple), l'atténuation de l'épaisseur d'air ou bien encore l'absorption de la couche de scintillation du détecteur (s'il en possède une). La figure 2.7 illustre 3 cas de spectres simulés *via* le code de transport de particule PENELOPE [118], pour différentes filtrations que l'on peut choisir durant la simulation.

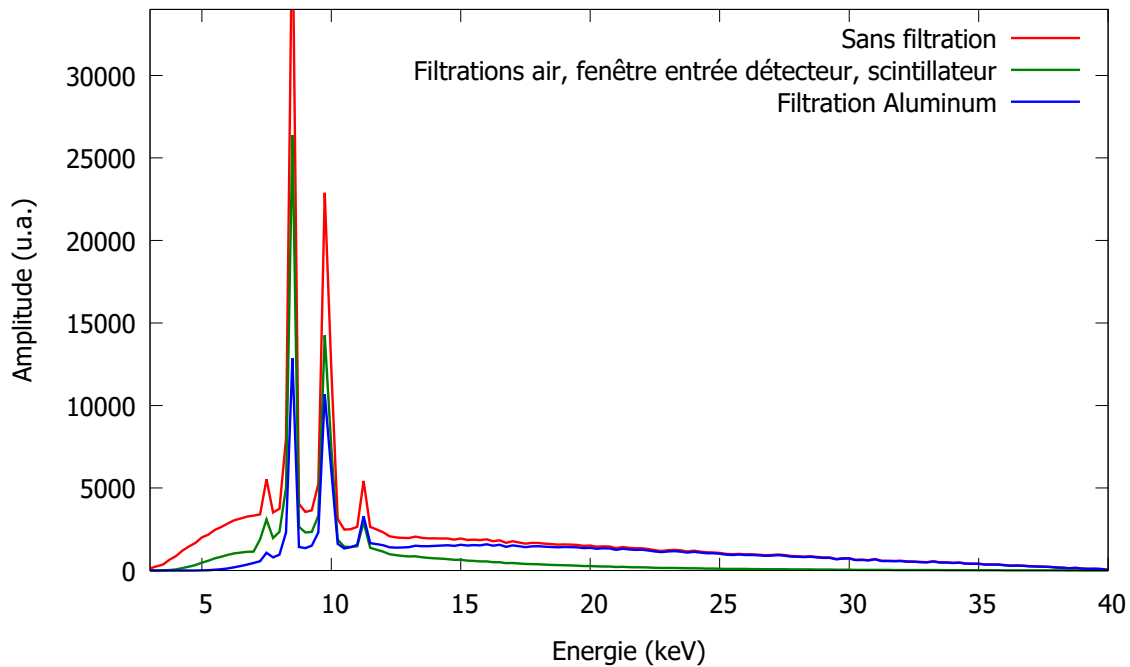


FIGURE 2.6 – Simulation de spectres polychromatiques pour une anode en tungstène pour une énergie maximale de 40 keV. Tracé rouge : cas d'un spectre idéal sans filtration. Tracé vert : cas d'un spectre avec prise en compte de l'atténuation de l'air (épaisseur de 40 cm) et d'une fenêtre d'entrée détecteur en carbone (épaisseur 200 μm), et de l'absorption du scintillateur (Gadox de 15 μm d'épaisseur). Tracé bleu : Cas de spectre avec simple filtrage d'aluminium (épaisseur 200 μm) en sortie de source.

Le calcul du coefficient d'atténuation μ (équation (2.3)) est fait *via* l'utilisation de la base de données du *National Institute of Standards and Technology* (NIST) [119]. La partie réelle de l'indice de réfraction $(1 - \delta)$ (équation (2.2)) est quant à elle calculée directement. Par suite, le calcul de l'amplitude, équation (2.6) et de la phase, équation (2.5), composant la fonction de transfert peut être effectué. Pour simuler la propagation de l'onde en sortie de l'objet on se placera dans l'espace réciproque pour effectuer une multiplication par le propagateur, définie en équation (2.10), en prenant en compte la distance objet-plan d'échantillonnage ainsi que le grandissement. Dans le cas où il y a deux objets dans la scène, deux propagateurs seront calculés pour, d'abord, simuler la propagation entre l'objet $o = 1$ et l'objet $o = 2$ puis, ensuite, simuler la propagation jusqu'au plan d'échantillonnage. Ajouter à cela, un nouveau calcul de la fonction de transfert de l'objet $o = 2$ est fait, en prenant en compte l'onde incidente émanant de l'objet $o = 1$ et propagée jusqu'à l'entrée de l'objet $o = 2$. Le calcul de l'intensité détectée, pour un canal d'énergie, sera alors donné par le module au carré de l'onde U au plan d'échantillonnage. Une

pondération par le poids du canal d'énergie ω_e et une normalisation sont aussi appliquées. Pour chaque canal d'énergie, on réitère le procédé décrit. L'intensité finale sera donc donnée par $|U|^2 = \sum_{c_\epsilon}^{c_{\epsilon_{max}}} |U(c_\epsilon)|^2$.

On notera que l'amplitude incidente U_{inc} qu'on retrouve à l'équation (2.6) est prise égale à 1 dans l'algorithme. De plus, en développant l'équation (2.5), on peut écrire : $\phi = \phi_0 - \frac{2\pi}{\lambda} \delta z$. Dans la mise en œuvre de l'algorithme, l'origine de la phase en entrée du premier objet sera prise à zero : $\phi_0 = 0$. Le calcul de l'amplitude $U_{obj}(x, y)$, équation (2.9), est fait dans l'espace réciproque. Deux raisons à ce choix : la première est une plus grande rapidité des calculs si on compare avec une convolution dans l'espace réel. La deuxième est un échantillonnage dans l'espace réciproque du propagateur, décrit à l'équation (2.10), permettant de seuilier (suivant un paramètre que l'on nommera ζ) et d'éliminer certaines hautes fréquences non contributives à l'image finale, notamment quand on va convoluer les résultats de simulation brute avec la réponse détecteur, dans la dernière étape de ce code de simulation. Les transformées de Fourier directe \mathcal{F} et inverse \mathcal{F}^{-1} sont effectuées via la librairie FFTW [120]. Nous utilisons une transformée de Fourier discrète complexe 2-D proposée par cette librairie. Pour un plan d'échantillonnage de 8192×8192 pixels, un spectre polychromatique courant de 5 à 40 keV par pas de 1 keV, parallélisé sur 11 cœurs Intel Xeon E5 CPU 2.40 GHz, le temps de calcul est de 38 minutes. L'algorithme 2.2 résume la description du calcul onduloatoire qui vient d'être fait.

Algorithme 2.2 : Calcul onduloatoire

Pour $\langle o \text{ nombre d'objet} \rangle$ **à** $\langle o_{max} \rangle$ **Faire**
 Pour $\langle m \text{ matériau} \rangle$ **à** $\langle m_{max} \rangle$ **Faire**
 Lecture caractéristiques objets $(Z[o][m], A[o][m], \rho[o][m])$
 Lecture de la carte des distances $Carte[o][m]$
 Fin Pour
 Calcul des grandissements $G[o]$
Fin Pour
Pour $\langle c_\epsilon \text{ canaux d'énergie} \rangle$ **à** $\langle c_{\epsilon_{max}} \rangle$ **Faire**
 Calcul $\delta_o[m](Z_i[m], A_o[m], \rho_o[m])[c_\epsilon]$
 Calcul $\mu_o[m](Z_o[m], A_o[m], \rho_o[m])[c_\epsilon]$
 Somme par objet $\delta_o = \sum_m \delta_o[m]$ $\mu_o = \sum_m \mu_o[m]$ et $d_o = \sum_m d_o[m]$
 Premiers objet $o = 1$
 Calcul matrice de $\phi(c_\epsilon, \delta_1, d_1)[1]$
 Calcul matrice de $T_1(c_\epsilon, \phi_1, \mu_1)$
 Calcul matrice de $\tilde{T}_1 = \mathcal{F}[T_1]$
 Calcul matrice de $\tilde{P}_{D_{go}}(c_\epsilon, d_{go}, G_1, \zeta)$
 Calcul matrice de $\tilde{U}_1(c_\epsilon) = \tilde{T}_1 \times \tilde{P}_{D_{go}}$
 Calcul matrice de $U_1(c_\epsilon) = \mathcal{F}^{-1}[\tilde{U}_1]$
 Deuxième objet $o = 2$
 Calcul matrice de $\phi(c_\epsilon, \delta_2, d_2)[2]$
 Calcul matrice de $T_2(c_\epsilon, \phi_2, \mu_2)$
 Calcul matrice de $U_2(c_\epsilon) = U_1 \times T_2$
 Calcul matrice de $\tilde{U}_2(c_\epsilon) = \mathcal{F}[U_2]$
 Calcul matrice de $\tilde{P}_{d_{od}}(c_\epsilon, d_{od}, G_2, \zeta)$
 Calcul matrice de $\tilde{U}(c_\epsilon) = \tilde{U}_2 \times \tilde{P}_{d_{od}}$
 Calcul matrice de $U(c_\epsilon) = \mathcal{F}^{-1}[\tilde{U}]$
Fin Pour
 Calcul de l'intensité $|U|^2 = \sum_{c_\epsilon}^{c_{\epsilon_{max}}} |U(c_\epsilon)|^2$
 Pondération ω_e
 Normalisation
 Sauvegarde $|U|^2$

Mise en forme de l'image finale

En fonction de la taille de foyer s et du positionnement dans la scène des o objets, l'image peut être floutée. Dans le cas d'une tache focale assimilée à un disque, on définit ce flou f_{\odot} par $f_{\odot} = (G - 1) \times s$.

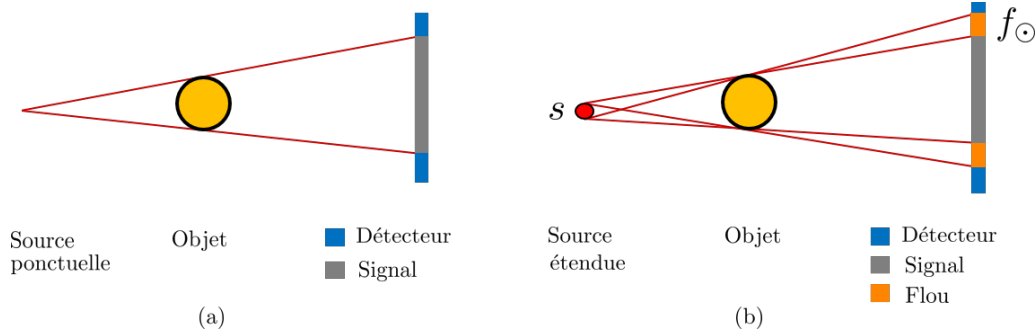


FIGURE 2.7 – Illustration de l'influence du flou géométrique sur l'image. (a) Cas d'une source ponctuelle. (b) Cas d'une source étendue s pour positionnement de l'objet induisant un grandissement G de l'objet. Un flou f_{\odot} est induit sur le signal détecté.

Ce flou géométrique est modélisé par une fonction *Blur* représentant la largeur à mi-hauteur d'une gaussienne 2D, donnée classiquement pour 2,355 fois la valeur de l'écart type. Cette valeur d'écart type sera considérée comme identique selon les deux directions spatiales du plan. Dans le cas où il y a plusieurs objets dans la scène ou bien dans le cas où l'objet n'est pas positionné sur l'axe de propagation, on approximera par un grandissement G moyenné. De plus, si la tache focale n'est pas assimilée à un disque, on prendra en compte deux écarts types selon les deux directions spatiales représentant le maximum et le minimum d'étalement de la source. On peut ainsi convoluer les résultats de simulation brute par cette fonction *Blur*.

Ensuite, l'échantillonnage de la simulation est un paramètre important que ce soit sur la précision des résultats des simulations ou de la place en mémoire informatique que cela prend. Cet échantillonnage va dépendre de l'angle de réfraction qu'induit l'objet sur le flux de rayons X. Autrement dit, il faut que l'échantillonnage soit suffisant pour décrire l'étalement spatial transverse des maxima et minima générés par les interférences. Dans le domaine d'énergie qui nous concerne, en fonction du matériau étudié, les angles de réfraction peuvent être compris suivant un intervalle de $[0,01 - 10]$ μrad . Ainsi, en tenant compte du grandissement de l'échantillon et de sa taille, la plupart des simulations sont produites avec des pixels de taille variant suivant l'intervalle $[0,1 - 1]$ μm de côté. Ce sont des tailles de pixel qui ne correspondent pas à la réalité des instruments de mesure que l'on peut être amené à utiliser dans notre contexte d'imagerie par rayon X en contraste de phase. Pour se ramener à une détection réaliste, on doit appliquer, aux résultats de simulation brute, une fonction d'interpolation que l'on nommera *Size*. Celle-ci va nous ramener à une taille de pixel qu'on retrouverait, par exemple, sur un détecteur réel. Dans le cadre de ce simulateur, on applique une interpolation bilinéaire. Cela consiste à calculer à une position de pixel donnée, la valeur de ce pixel à partir de ses 2 plus proches voisins dans chaque direction. Le choix d'une interpolation bilinéaire a été fait car elle reproduit, de manière satisfaisante et rapide, l'effet d'échantillonnage d'un détecteur.

De plus, la résolution du détecteur n'est pas seulement dépendante de la taille de pixel mais aussi d'une combinaison de paramètres expérimentaux comme par exemple, la gamme d'énergie, le guidage optique, l'épaisseur de la couche de scintillation ou la température (ces paramètres seront décrits plus précisément dans la section 2.3). De ce fait, on peut définir une fonction *Rep*, qui, en tenant compte de tous ces paramètres expérimentaux, va nous donner la réponse du détecteur. Cette fonction *Rep* peut être modélisée ou mesurée expérimentalement. Ainsi, après avoir utilisé la fonction *Size*, on peut effectuer une convolution par la réponse du détecteur. Dans le cadre de ce simulateur, cette réponse est modélisée par une gaussienne dont la valeur de l'écart type est issue de mesures expérimentales détaillées à la section 2.3.

Enfin, le bruit est modélisé par la fonction *Noise* représentant une gaussienne dont la valeur de l'écart type représente le bruit total que l'on souhaite inclure dans la simulation.

L'algorithme 2.3 résume la description des mises en forme faites pour produire l'image finale. L'ordre des étapes est aussi important. Les résultats de simulations brutes $|U|^2$ sont produits avec un échantillonnage spatial numérique adapté à la résolution des phénomènes que l'on souhaite simuler. Une fois le phénomène physique bien décrit, on commence par prendre en compte une première détérioration de l'image, à savoir le flou avec la fonction *Blur*. Cette détérioration, est relié seulement à la source et sera toujours présent peu importe le type de détecteur utilisé. Ainsi de part sa dépendance à la détection, *Blur* doit être modélisée à cette étape de simulation. Ensuite avec *Size*, on considérera la détérioration produite par un échantillonnage de l'image, qu'on retrouve sur une mesure réelle avec une taille finie de pixel détecteur. De même, la réponse du détecteur est issue de mesures expérimentales, ainsi la fonction *Rep* doit être appliquée à cette étape. Enfin, le bruit est ajouté en dernière étape *via* la fonction *Noise*, pour simuler l'altération de la mesure en condition réelle.

En complément de l'algorithme 2.3, les figures 2.8 et 2.9 illustrent les étapes de mise en forme de l'image finale. Nous avons choisi pour cela de simuler, à 17 keV, un échantillon carré de $400 \times 400 \mu\text{m}$ en PMMA, d'épaisseur de $10 \mu\text{m}$, suivant une distance de propagation de 30 cm et d'un grandissement de 7. Le cas 2.8(a) présente le résultat de simulation brute pour 8192×8192 pixels échantillonnés à $1 \mu\text{m}$. En 2.8(b) on a le tracé du profil se rapportant, avec de multiples oscillations d'intensité dues à la courbure de la phase. Le cas de la figure 2.8(c) présente la prise en compte de la taille du foyer et donc du flou géométrique que cela implique sur l'image. On a considéré pour cela un foyer d'une taille de $3 \mu\text{m}$ et appliqué la fonction *Blur* comme décrit précédemment. Cela a pour impact une diminution de l'amplitude du maximum et minimum de la frange d'interférence tracée en figure 2.8(d). Le cas 2.9(a), propose une mise à l'échelle pour un pixel détecteur de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ au lieu de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ utilisé pour la simulation. Le profil se rapportant à cette étape est présenté en figure 2.9(b), où l'on voit que les oscillations ont été moyennées de par l'application de l'interpolation bilinéaire *Size*. L'image en 2.9(c) présente la prise en compte de la réponse détecteur au travers d'une convolution avec la fonction *Rep*. Dans cet exemple, on a considéré une résolution correspondant à 2.3 pixels détecteurs. La courbe en figure 2.9(d) montre le profil extrait après la prise en compte de la réponse détecteur. Une nouvelle fois l'amplitude de la frange est diminuée. Cette courbe et l'image s'y rapportant vont être dégradées par l'ajout de bruit *via* la fonction *Noise* comme présenté en figure 2.9(e-f).

Algorithme 2.3 : Mise en forme de l'image finale

Lecture des résultats bruts de simulation : $|U|^2$
 Prise en compte du flou géométrique : $Blur(|U|^2)$
 Mise à une échelle de pixels détecteur : $Size(|U|^2)$
 Prise en compte de la réponse détecteur : $Rep(|U|^2)$
 Prise en compte du bruit total : $Noise(|U|^2)$

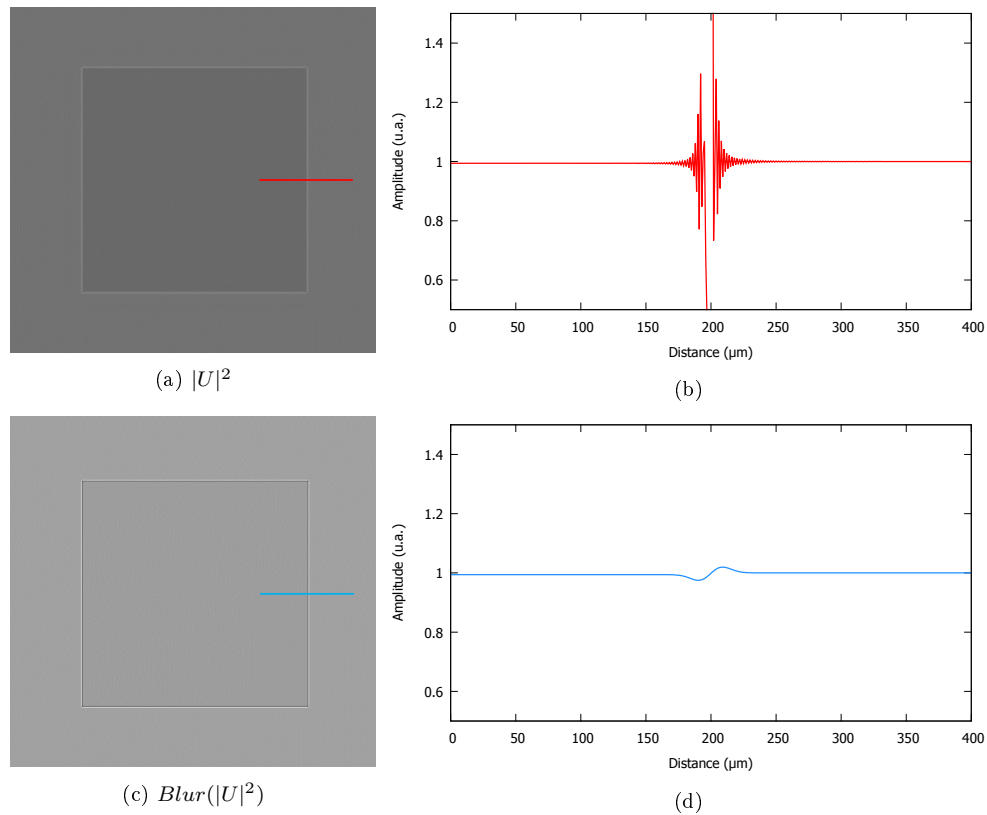


FIGURE 2.8 – Illustration des différentes étapes de mise en forme des résultats de simulation avec les paramètres expérimentaux. Exemple de simulation à 17 keV, taille de foyer de 3 μm, échantillon carré de 400×400 μm en PMMA, d' une épaisseur de 10 μm suivant une distance de propagation de 30 cm pour un grandissement de 7 avec un plan de 8192×8192 pixels échantillonnés à 1 μm. Pour chaque image (a)(c) un profil est tracé (b)(d).

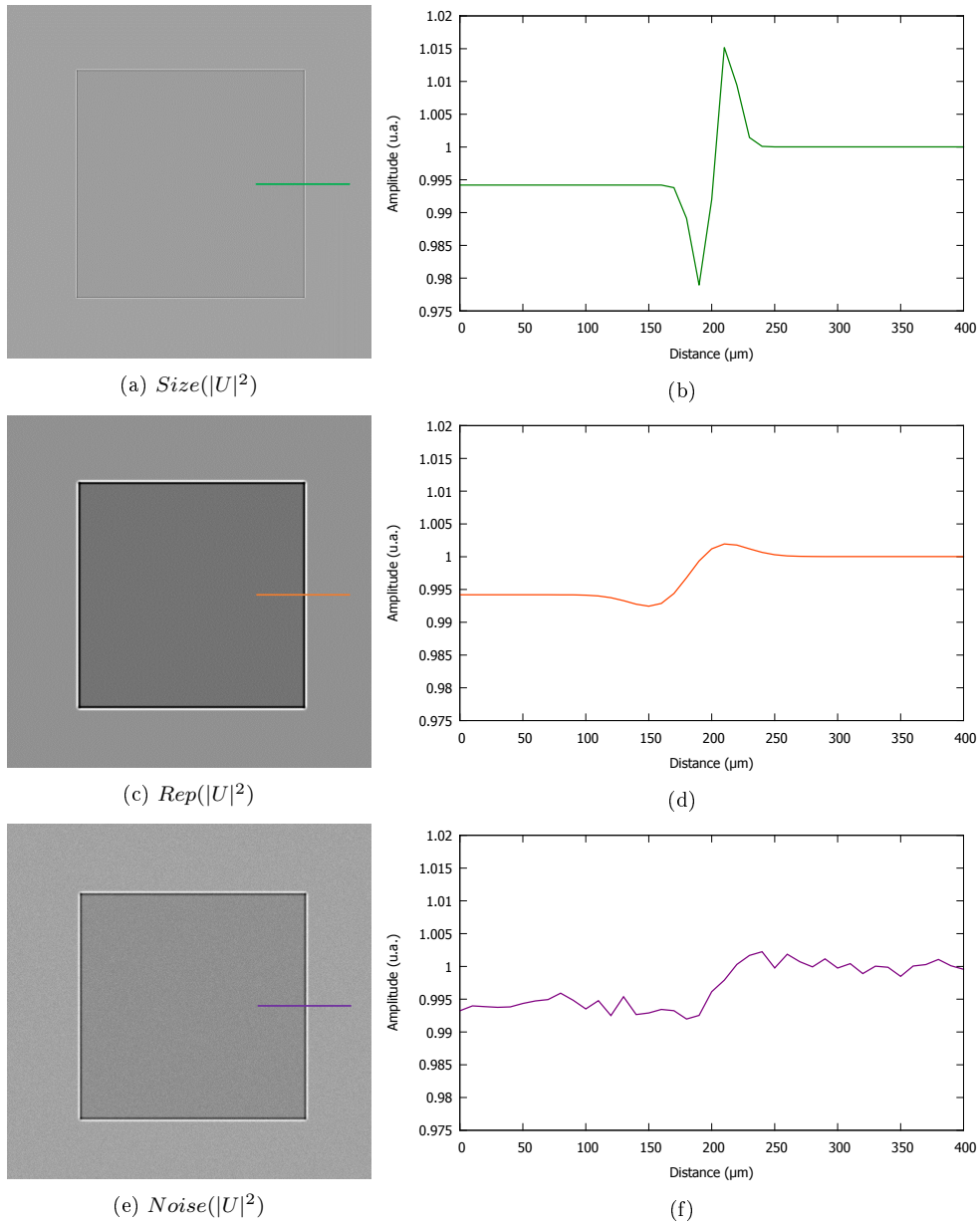


FIGURE 2.9 – Illustration des différentes étapes de mise en forme des résultats de simulation avec les paramètres expérimentaux. Exemple de simulation à 17 keV, taille de foyer de 3 μm , échantillon carré de $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ en PMMA, d'une épaisseur de 10 μm suivant une distance de propagation de 30 cm pour un grandissement de 7 avec un plan de 819×819 pixels détecteurs échantillonnés à 10 μm . Résolution spatiale de 23 μm et bruit à 0,1 %. Pour chaque image (a)(c)(e) un profil est tracé (b)(d)(f).

Pour résumer, l'outil de simulation permet de simuler 1 ou 2 objets fins mono ou multimatériaux suivant un éclairage mono ou polychromatique. Il est possible aussi d'extraire directement l'image de phase sans propagation suivant un canal d'énergie pour un objet dans la scène. Enfin, il est possible de ne pas prendre en compte l'atténuation sur l'image finale simulée, ce qui permet de voir l'influence de l'atténuation d'un matériau sur le signal de phase. Les temps de simulation dépendent massivement de la partie ondulatoire du simulateur, notamment si la taille des matrices commence à présenter un nombre d'éléments supérieur à 10^6 et si l'illumination est polychromatique.

2.2.3 Limites du modèle

Au travers de cette section, nous allons présenter les limites du modèle, notamment en fonction de l'épaisseur de l'objet numérique et de nombre de facettes le constituant. Nous étudierons aussi l'influence du rayonnement diffusé dans notre cadre d'étude.

Épaisseur de l'objet et longueur de propagation

Dans le modèle présenté, on ne considère aucune propagation au sein de l'objet. On prend donc comme approximation un objet fin. Ceci revient à un trajet optique schématisé en rouge à la figure 2.10. En revanche, si l'on prend en compte la propagation au sein de l'objet, on doit considérer le cas schématisé par le trajet optique vert de la figure 2.10. Le but ici est de déterminer l'influence de l'épaisseur de l'objet sur la simulation : pour cela nous allons faire une comparaison différentielle, Θ , entre les cas sans propagation, SP (trajet optique rouge) et avec propagation AP (trajet optique vert) dans l'objet. Si la projection Δ de Θ sur le détecteur est plus importante que la taille du pixel détecteur, alors nous serons en limite de modèle, et il faudra prendre en compte la propagation dans l'objet. Nous nous plaçons dans le cas où l'objet est dans le vide.

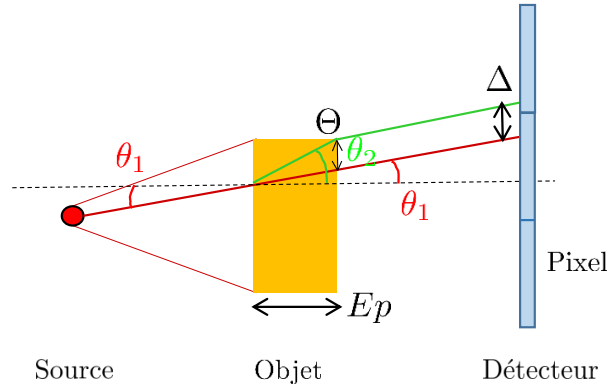


FIGURE 2.10 – Schéma d'illustration de l'approximation d'objet fin (*i.e.* pas de propagation dans l'échantillon). Cas approximé : trajet optique rouge. Cas avec prise en compte de la propagation au sein de l'objet : trajet optique vert.

Ainsi pour un échantillon d'indice de réfraction n_{ech} on aura :

$$\sin(\theta_2) = \frac{1}{n_{ech}} \sin(\theta_1) \quad (2.11)$$

En appliquant l'équation de Snell-Descartes, équation (2.11), pour le cas sans propagation SP et avec propagation AP dans l'objet on aura :

$$SP = Ep \tan(\theta_1) \quad (2.12a)$$

$$AP = Ep \tan \left\{ \arcsin \left[\frac{1}{n_{ech}} \sin(\theta_1) \right] \right\} \quad (2.12b)$$

et

$$\Theta = AP - SP \quad (2.13a)$$

$$\Theta = Ep \tan \left\{ \arcsin \left[\frac{1}{n_{ech}} \sin(\theta_1) \right] \right\} - Ep \tan(\theta_1) \quad (2.13b)$$

en prenant en compte le grandissement G on a $\Delta = \Theta G$. La figure 2.11(a-c), présente l'influence de l'épaisseur Ep de l'objet sur la déviation Δ , à 20 keV dans le cas de l'eau. Plusieurs cas de figures en fonction de grandissement G et d'angles d'incidences θ_1 sont présentés.

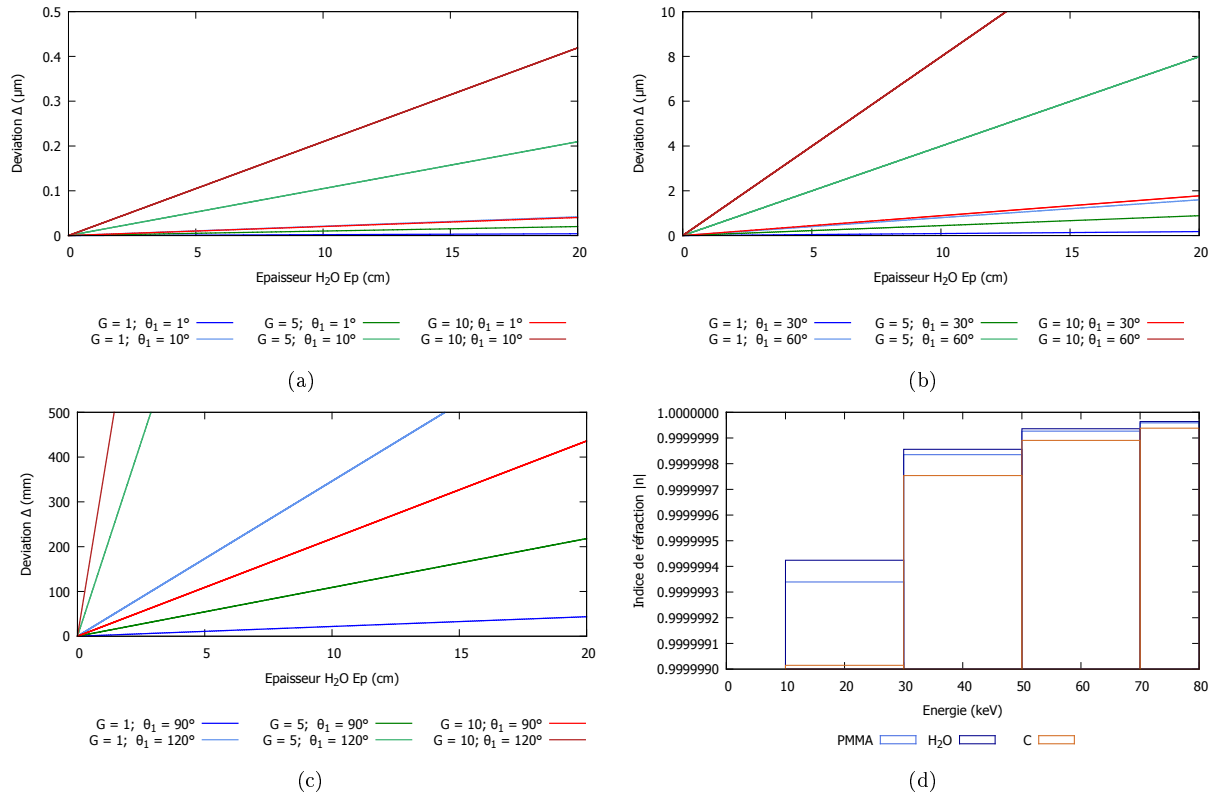


FIGURE 2.11 – Variations d'épaisseurs d'eau en fonction d'angles d'incidences et de grandissements (a-c) à 20 keV ; Indices de réfractions en fonction de l'énergie pour différents matériaux (d).

L'influence du terme $\frac{1}{n_{ech}}$ de l'équation (2.13) est fonction de l'énergie et du type de matériau de l'objet. Dans la gamme d'énergie où l'on travaille, cette influence est mineure, notamment pour les objets peu denses qui nous intéressent à savoir de l'eau, du carbone ou du plastique, comme illustré sur l'histogramme de la figure 2.11(d). Ainsi, si l'on reprend l'équation (2.13), les termes les plus contributifs sont l'épaisseur de l'objet Ep et l'angle d'incidence θ_1 , en comptant en plus, dans notre configuration divergente, l'influence du grandissement G . A la figure 2.11(a), on voit que si l'angle d'incidence est très faible, la déviation Δ est faible et ce malgré de forts grandissements et des épaisseurs d'eau de plusieurs dizaines de centimètres. En revanche, quand l'ouverture de θ_1 augmente, la déviation commence à augmenter aussi et notamment s'il y a un fort grandissement, comme illustré aux courbes 2.11(b-c). Par exemple, pour une ouverture de 60° et un grandissement de 10, si la taille des pixels du détecteur est de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ alors, on commence à être en limite de modèle. Pour de plus grandes ouvertures angulaires, comme présenté en figure 2.11(c) la déviation Δ explose à plusieurs centaines de millimètres. Le modèle ne convient plus dans ces cas.

Ces limites sur l'épaisseur de l'objet peuvent être illustrées dans des configurations que nous avons typiquement utilisées dans ce travail. Prenons des pixels de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ et un champ de vue de $4 \times 4 \text{cm}^2$; on peut alors prendre un angle d'ouverture égal à $2\theta_1 \sim 6^\circ$ pour un grandissement $G = 10$, une distance source-objet $d_{so} = 4,4 \text{cm}$ et une distance objet-détecteur $d_{od} = 40 \text{cm}$. Considérons maintenant l'épaisseur de l'échantillon. Soit un parallélépipède d'eau d'une épaisseur induisant un pourcentage de transmission à 5 %. Nous nous plaçons ainsi dans une configuration peu favorable, pour mettre en lumière notre argumentaire. Sachant que, au vue de l'épaisseur du scintillateur en Gadox de notre détecteur ($15 \mu\text{m}$), passé 40 keV, le taux de conversion photons X/photons lumineux est inférieur à 6 %. Il est ainsi inutile d'aller au-delà de cette valeur énergétique. Prenons donc cette limite de 40 keV afin de voir quelle est l'épaisseur Ep d'eau laissant passer 5 % de flux. En considérant le nombre de photons incidents N_{γ_0} , de photons transmis N_{γ} , le coefficient linéique d'atténuation μ défini à l'équation (2.3), pour une masse

volumique ρ du matériau, on peut appliquer la loi de Beer-Lambert [121, 122] :

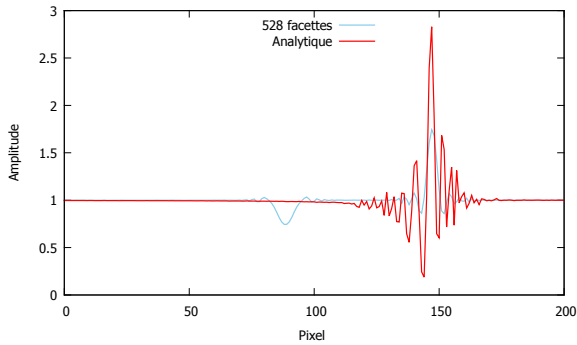
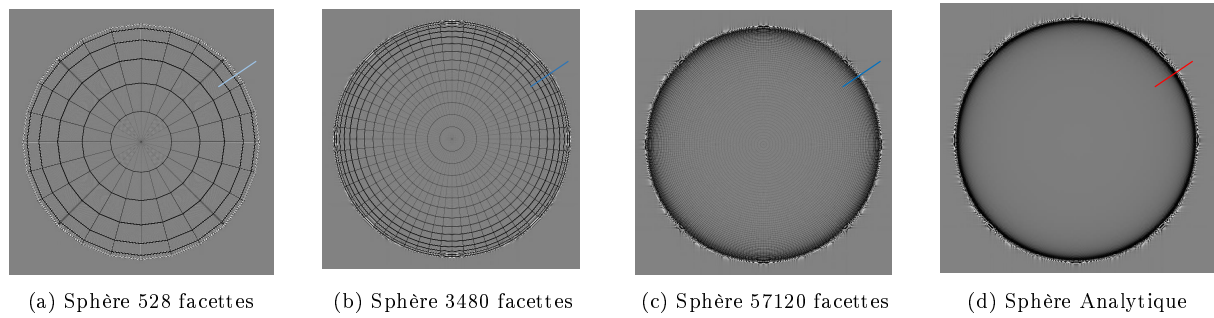
$$N_\gamma = N_{\gamma_0} \exp \left[- \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \rho E p \right] \quad (2.14)$$

En prenant donc un flux transmis $N_\gamma/N_{\gamma_0} = 5\%$, et en utilisant la base de donnée du NIST [119] pour les valeurs de μ/ρ de l'eau à 40 keV on a une épaisseur de $E p|_{40keV} = 11,1$ cm. En se rapportant à la figure 2.11 (a) pour $G = 10$ et $\theta_1 = 10^\circ$ on retrouve notre cas, pour une déviation $\Delta|_{Ep} < 0,2$ μm qui est inférieure à la taille du pixel détecteur, d'un facteur 50. Et même pour une plus forte ouverture angulaire $\theta_1 = 30^\circ$, la déviation sera inférieure d'un facteur 10 par rapport à la taille de pixel détecteur utilisé.

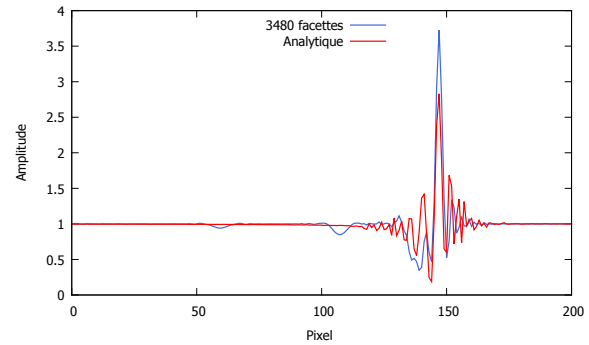
Pour résumer, les facteurs rattachés à l'objet pouvant nous amener en limite de modèle sont : l'ouverture angulaire du faisceau, le grandissement et l'épaisseur de l'échantillon considéré. Mais nous savons que dans le cas d'application relié à ce travail, les hypothèses sur le modèle sont justifiées.

Objet facettisé

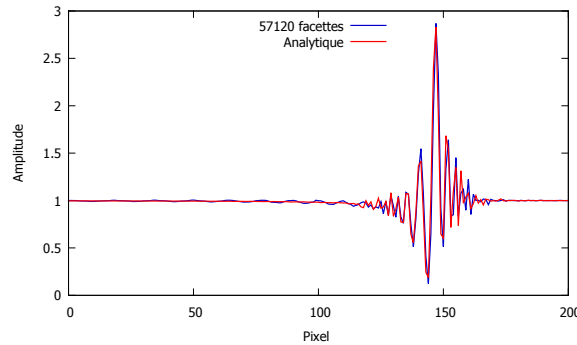
Le choix du fantôme numérique peut être générateur d'artéfacts. En effet, Peterzol *et al.* [111] ont montré qu'un fantôme numérique facettisé peut générer des franges d'interférences qui ne devraient pas être dans l'image finale. Les figures 2.12 et 2.13 présentent l'influence du nombre de facettes sur la génération des franges d'interférences dues à la courbure de phase. La figure 2.12(a-c) présente des simulations de sphères facettisées, et d'une sphère analytique (sphère décrite par son équation mathématique), figure 2.12(d). L'échantillonnage spatial est de 1 μm , la réponse détecteur et la taille du foyer ne sont pas prises en compte. Les franges d'interférences dues à la courbure de la phase sont proches, dans le cas d'une description analytique ou dans le cas d'un fort échantillonnage en nombre de facettes (cas des figures 2.12(c-d)). Quand le nombre de facettes diminue, l'amplitude des franges varie et des artéfacts apparaissent à l'intérieur de la sphère simulée, comme illustré sur les courbes présentées en figure 2.12(e-f).



(e) Profils du bords des sphères simulées facettisées (a) et analytique (d).



(f) Profils du bords des sphères simulées facettisées (b) et analytique (d).



(g) Profils du bords des sphères simulées facettisées (c) et analytique (d).

FIGURE 2.12 – Profils (e-g) du bords des sphères simulées facettisées (a-c) et analytique (d). Le profil est radial à la sphère et illustré pour chaque sphère par un trait d'une couleur correspondant respectivement à chaque cas. Les conditions expérimentales sont : source monochromatique 10 keV ; sphère PMMA diamètre 7 μm grandissement 4 ; échantillonnage spatial 1 μm ; positionnement $d_{so} = 10$ cm et $d_{od} = 40$ cm

La figure 2.13 présente ces mêmes sphères mais en se plaçant dans des conditions expérimentales différentes et plus réalistes (résolution spatiale 25 μm ; taille de foyer 5 μm). Les artéfacts présents pour la sphère de 3480 facettes (figure 2.12(b)), sont beaucoup plus lissés, comme on peut le voir aux figures 2.13(b) et (f), du fait de la convolution avec la réponse détecteur et en prenant en compte la taille du foyer. Néanmoins, les artéfacts demeurent pour la sphère de 528 facettes (figures 2.13(a) et (e)). Avec un choix approprié de l'échantillonnage du fantôme numérique et en tenant compte des conditions expérimentales simulées, l'utilisation d'objets facettisés dans un modèle de simulation d'imagerie en contraste de phase est tout à fait possible. Ces résultats sont en accord avec les conclusions faites par Peterzol *et al.* [111]. A noter que d'autres types de fantômes semblent plus appropriés à ce type de simulation : les B-splines rationnelles non uniformes, (NURBS pour *Non-Uniform Rational Basis Splines*). Ce sont des objets géométriques représentés par des courbes paramétriques. Plus précisément, les courbes et surfaces sont une représentation de fonctions rationnelles par morceaux. Un thorax numérique de NURBS a notamment été utilisé dans de très récents travaux sur de la simulation de phase large objet, par Sung *et al.* [108], abordés en introduction de ce chapitre. Dans notre contexte, qui consiste, entre autre, à un apport au

développement du logiciel CIVA, le format STL reste le format privilégié dans le monde industriel. Ainsi, l'échantillonnage en nombre de facettes devra être important mais cela aura au final que peu d'impact sur le temps de simulation du lancer de rayons, comme illustré à la section 2.2.2 avec des temps d'exécution de quelques secondes.

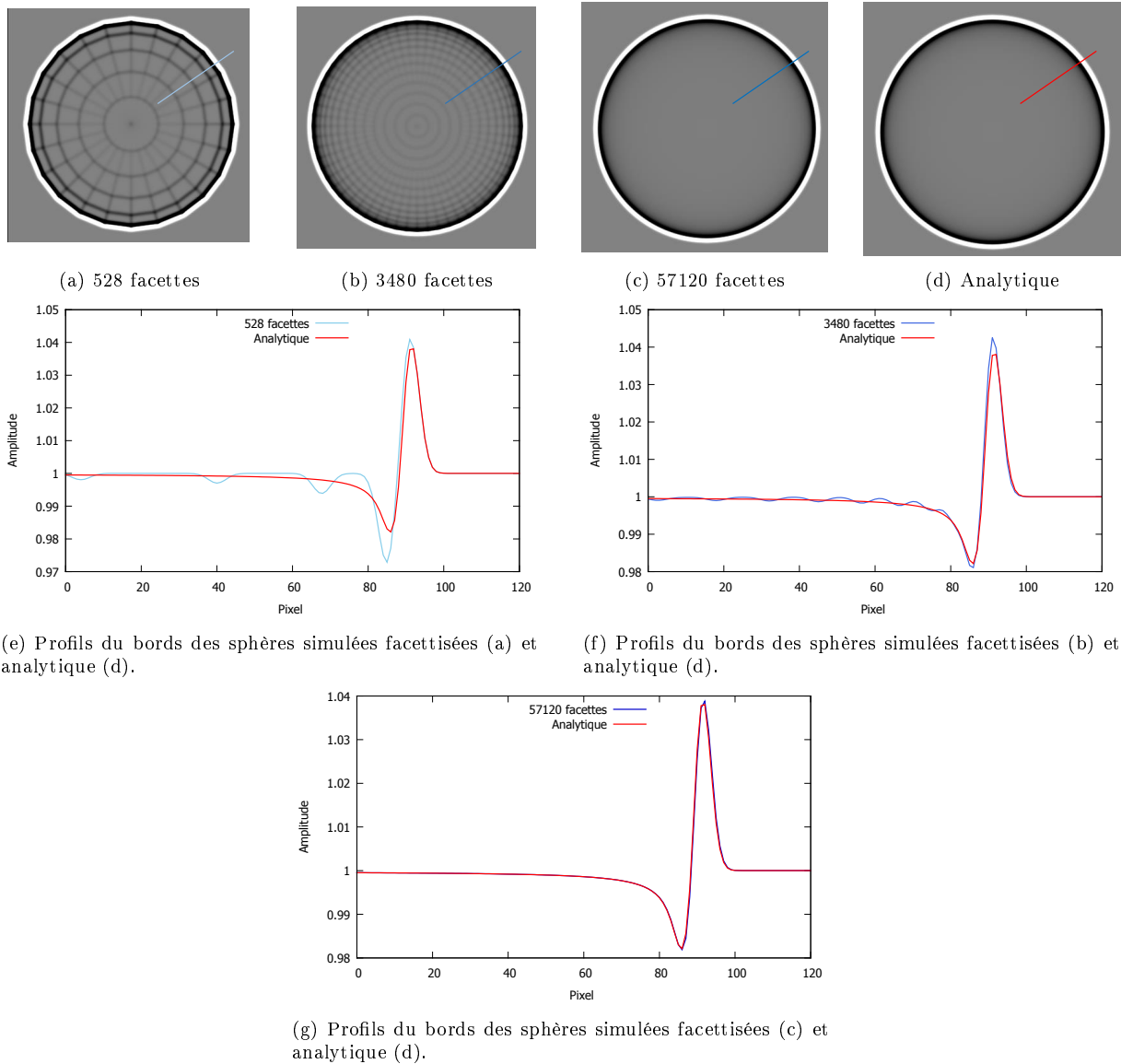


FIGURE 2.13 – Profils (e-g) du bords des sphères simulées facettisées (a-c) et analytique (d). Le profil est radial à la sphère et illustré pour chaque sphère par un trait d'une couleur correspondant respectivement à chaque cas. Les conditions expérimentales sont : source monochromatique 10 keV ; sphère PMMA diamètre 7 μm grandissement 4 ; échantillonnage spatial 1 μm ; positionnement $d_{so} = 10$ cm et $d_{od} = 40$ cm. Prise en compte de paramètres expérimentaux : taille de foyer 5 μm , résolution spatiale de détection 25 μm .

Influence du rayonnement diffusé

L'outil de simulation que nous avons présenté ne simule pas les effets de diffusion de type Compton ou Rayleigh induits par l'objet. Nous allons ici nous intéresser à l'influence de ce rayonnement diffusé sur les images de phase.

La diffusion de Rayleigh est le produit d'une interaction élastique du photon X avec un électron de la couche externe du cortège électronique atomique. D'un point de vue ondulatoire, l'électron de la couche externe soumis au champ électrique de l'onde X incidente, réémet une onde de même fréquence

dans toute les directions. C'est une diffusion qui contribue notamment à des énergies inférieures à 100 keV.

La diffusion Compton est le produit d'une interaction inélastique du photon X avec un électron de la couche externe du cortège électronique atomique. L'énergie du photon incident n'est ainsi pas intégralement absorbée. Par conséquent, le photon diffusé et l'électron expulsé participent ainsi au rayonnement et peut être générateur d'artéfacts. Ce rayonnement diffusé commence à massivement contribuer après 100 keV.

On peut évaluer le choix que nous avons fait de ne pas inclure ce type de phénomène de diffusion dans le modèle d'imagerie en contraste de phase présentée. Pour cela, nous avons effectué plusieurs simulations avec le logiciel CIVA suivant 4 types de matériaux, PMMA, eau, carbone, et silicium, représenté par un parallélépipède d'épaisseur, variant respectivement par matériau, de 1, 5, 10, 20, 40, 60, 80 et 100 mm. La figure 2.14 illustre une des 32 configurations exécutées. La simulation est effectuée avec un spectre CIVA polychromatique d'énergie maximale de 40,7 keV, issue d'une tête de tube en transmission composée d'une anode en tungstène et dont le tracé est présenté en figure 2.15(a). Le plan d'échantillonnage est composé de 2000×2000 pixels de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Le grandissement est de 10. La simulation du rayonnement diffusé est produite à partir d'un générateur Monte Carlo où environ 1 milliard de photons ont été générés par configuration.

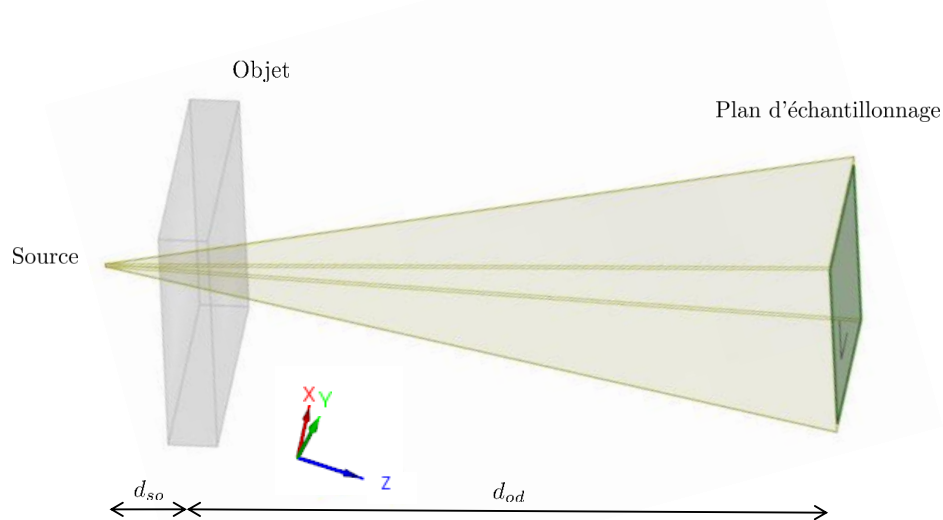


FIGURE 2.14 – Scène CIVA d'un parallélépipède pouvant être de l'eau du silicium ou bien du PMMA. Variation de l'épaisseur de l'objet considéré de 1, 5, 10, 20, 40, 60, 80 et 100 mm. Distance source-objet $d_{so} = 6$ cm et distance objet-détecteur $d_{od} = 54$ cm.

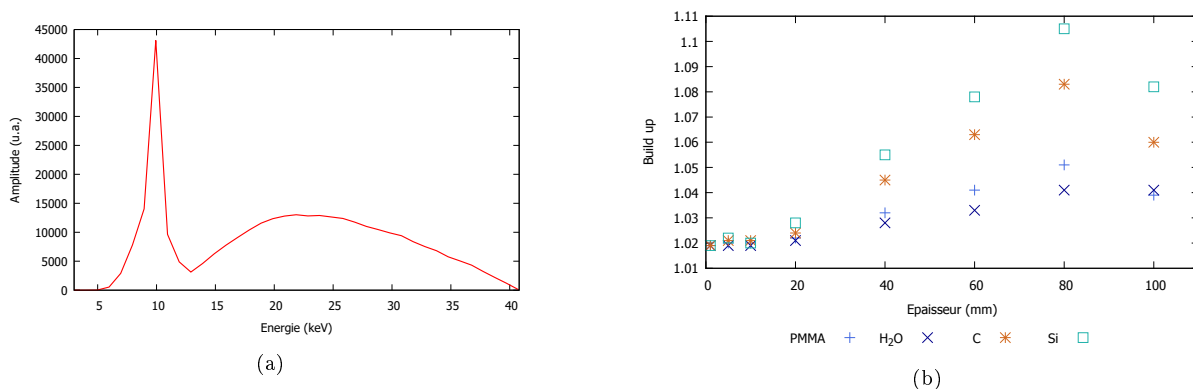


FIGURE 2.15 – (a) Spectre simulé CIVA d'énergie maximale de 40,7 keV. (b) Histogrammes des *build up* pour chaque épaisseur de parallélépipède en PMMA, en eau et en silicium simulé.

En résultats de simulation, CIVA propose une image dite de *build up*. Elle est définie comme étant le ratio, pixel à pixel, du rayonnement diffusé par le rayonnement direct (c'est-à-dire non diffusé), plus une constante telle que :

$$\text{build up} = 1 + \frac{\text{diffusé}}{\text{direct}} \quad (2.15)$$

Si le *build up* est proche de 1 la contribution du rayonnement diffusé est très faible.

La figure 2.15(b) présente 32 mesures de *build up* en fonction, de variation d'épaisseurs en PMMA, eau, carbone et silicium. Les mesures de *build up* sont prises au centre du plan d'échantillonnage. La contribution du rayonnement diffusé varie de 1,9 % pour de faibles épaisseurs (1 à 10 mm), à plus de 4 % pour les épaisseurs de plus de 40 mm, avec notamment une plus forte contribution du silicium et carbone. Dans ces configurations, typiquement utilisées dans ce travail de thèse, on voit que la contribution du rayonnement diffusé est faible et peut être négligée dans le modèle de simulation d'imagerie de phase présentée. En effet, les échantillons étudiés ne dépassent pas quelques dizaines de millimètres, et sont positionnés à quelques dizaines de centimètres du détecteur diminuant ainsi la contribution du rayonnement diffusé. On peut mettre en regard ces résultats avec les valeurs de couche de demi atténuations respectives de chaque matériau. La couche de demi atténuation est l'épaisseur de matériau nécessaire pour réduire de moitié la quantité du flux de rayons X. Pour indication, à 20 keV elles s'élèvent à 10,2 mm pour le PMMA, 8,55 mm pour l'eau, 7 mm pour le carbone et 0,6 mm pour le silicium. Ce qui veut dire que, l'épaisseur raisonnable à traverser, atténuant trois quart du signal, est autour de 40 mm pour l'eau et le PMMA, 30 mm pour le carbone et 3 mm pour le silicium. Dans ces cas là, la contribution du diffusé est bien négligeable.

2.3 Validation

Dans cette section, nous allons présenter les différentes validations effectuées afin de conforter l'utilisation que nous allons faire de l'outil de simulation. Dans un premier temps, nous allons comparer un résultat de simulation avec un résultat théorique simple tel que le calcul de la distance de Talbot en rayonnement monochromatique. Dans un deuxième temps, nous ferons la comparaison entre une image simulée et une image expérimentale d'une fibre optique pour visualiser l'atténuation du rayonnement X mais aussi les effets de courbure de phase induits par l'objet. Pour ce dernier cas, nous présenterons l'évaluation expérimentale des paramètres utilisés dans la simulation.

2.3.1 Validation théorique

Introduit au chapitre 1 à l'équation (1.26), l'effet Talbot [69] est un effet qui a été observé pour la première fois par Henry Fox Talbot en 1836. C'est un phénomène d'auto-imagerie : quand une onde plane monochromatique interagit avec un motif périodique, ce motif est répété à des distances discrètes d_T , rappelées ici :

$$d_T = \left(\frac{p}{q}\right) \frac{2a^2}{\lambda} \quad (2.16)$$

avec λ la longueur d'onde, $(p, q) \in \mathbb{N}$ et a la période du motif régulier. L'effet Talbot est une conséquence directe du régime de diffraction de Fresnel (ou régime champ proche). Quand $p = q$ l'image produite est une reproduction du motif initial. On parle de distances de Talbot. Quand $p \neq q$ l'image peut être un dédoublement du motif initial ou bien un décalage d'une période a . On parle alors de distances de Talbot fractionnaires. Ainsi, nous proposons de vérifier que ces effets de diffraction soit bien reproduits par notre modèle. Pour cela, nous allons simuler un objet périodique constitué de cylindres de diamètre de 4 μm et séparés de 4 μm suivant l'axe vertical y amenant une période $a = 8 \mu\text{m}$. Cet objet est illuminé par une onde plane monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 0,1239 \text{ nm}$, équivalent à une énergie de 10 keV. La figure 2.16 illustre la scène. Après l'objet périodique, on effectue des enregistrements à différentes distances, selon z . Pour chaque enregistrement on relève un profil, illustré en vert sur la figure 2.16.

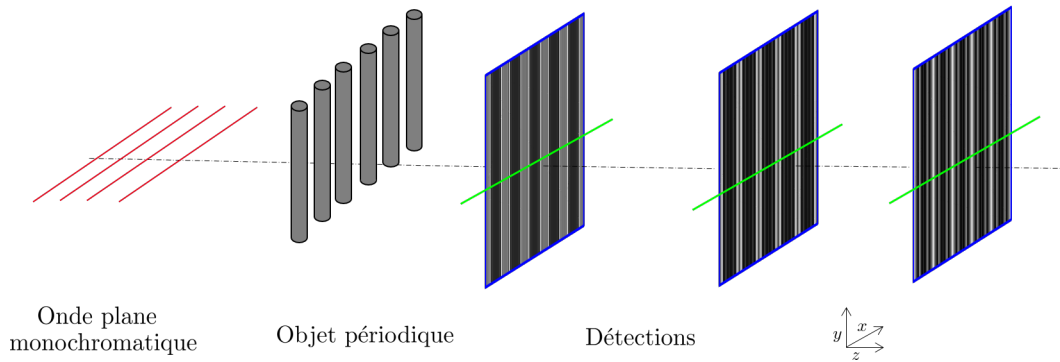


FIGURE 2.16 – Illustration de la scène de simulation produite pour visualiser les effets Talbot prédits par l'équation (2.16).

Ces profils sont mis bout à bout afin de visualiser les variations d'intensité le long de la propagation z de l'onde, comme présenté à la figure 2.17. En reprenant l'équation (2.16) avec ces conditions de simulation, on devrait avoir une distance de Talbot égale à $d_T = 1,03$ m, ce qu'on retrouve bien sur les résultats de simulation présentés en figure 2.17. On peut aussi bien repérer les distances de Talbot fractionnaires notamment $d_T/2$ où l'on peut voir le motif répété mais décalé d'une demi période a , où bien encore la distance $d_T/4$ où l'on voit bien un dédoublement de la période, comme attendu [70].

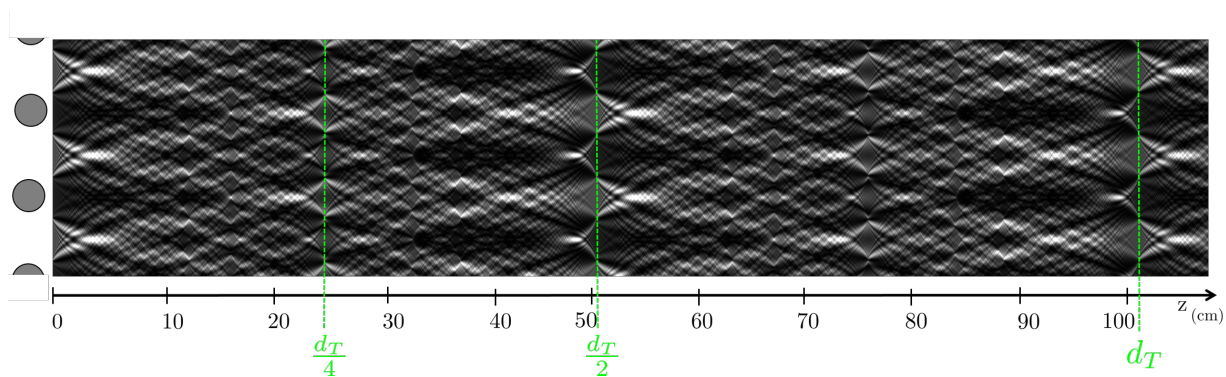


FIGURE 2.17 – Visualisation, le long de l'axe de propagation z , de l'effet Talbot. Les distances données en équations (2.16) sont bien reproduites par la simulation.

Nous arrivons donc à bien reproduire un effet d'interférence bien connu. Nous allons maintenant passer à une comparaison entre une image simulée et une image issue d'acquisition expérimentale.

2.3.2 Validation expérimentale

Nous proposons ici de comparer nos images simulées à des images issues d'acquisitions. Afin que cette comparaison ait du sens, les données d'entrée, telles que la source et le détecteur, doivent être bien connues. C'est dans cette optique que les caractérisations du tube et du détecteur ont été effectuées et sont présentées ici après une introduction sur le fonctionnement du tube micro-foyer et du détecteur utilisé.

Tube à rayons X micro-foyer et détecteur

Un tube à rayons X présente une cavité plombée sous vide, constituée d'une cathode et d'une anode. La figure 2.18 présente un schéma de principe d'un tube micro-foyer en transmission. Un filament, monté sur la cathode, est chauffé par un courant électrique induisant, par effet thermo-ionique, un arrachage des électrons. La température du filament peut monter à plus de 2000 °C. Ainsi le tungstène est la plupart du temps choisi comme matériau constituant le filament car il a une température de fusion élevée et une très bonne conduction thermique. Du fait de la différence de potentiel, de plusieurs kilo volts, les électrons sont accélérés et guidés par des lentilles électromagnétiques jusqu'à la couche dense de l'anode.

Cette dernière est constituée d'un matériau dense, favorisant un freinage brusque des électrons. Ceci aura pour conséquence une production d'un rayonnement continu de freinage ou *bremsstrahlung*, qui au vu de l'énergie des électrons, sera émis dans le domaine fréquentiel des rayons X. Ajouté à cela, il y aura aussi des émissions de raies caractéristiques des matériaux constituant la tête du tube par effet photoélectrique. L'effet photoélectrique se produit à partir du moment où le rayonnement possède une énergie suffisante pour expulser un électron appartenant à une couche interne de l'atome. La réorganisation du cortège électronique entraîne alors une émission correspondant à une raie de fluorescence caractéristique de l'atome. L'énergie totale produite par le tube est convertie pour environ 2 % en rayonnement X, le reste en chaleur. Ainsi, pour garantir un fonctionnement durable, l'anode doit avoir une température de fusion élevée et une bonne conduction thermique. Des matériaux tels que le cuivre, le molybdène ou le tungstène répondent à ces caractéristiques. La couche dense est déposée sur un substrat qui doit être le plus transparent possible aux rayons X fraîchement générés mais doit aussi avoir une bonne résistance mécanique pour supporter la différence de pression entre l'extérieur et l'intérieur de l'enceinte. Dans le cadre d'un tube micro-foyer, la focalisation des électrons sur l'anode permet de générer un foyer X de petite taille (quelques micromètres) et ainsi obtenir une source cohérente spatialement. En revanche la densité de puissance induite par la focalisation des électrons peut amener un endommagement de l'anode. En conséquence, comme la puissance est égale au produit de l'intensité par la tension, il est possible d'augmenter l'énergie des électrons à plus d'une centaine de kilo volts mais au détriment du flux associé, et *vice versa*, afin que la densité de puissance résultante n'endommage pas l'anode. A noter que des capteurs monitorent cette densité de puissance. Si jamais elle devient trop importante, une défocalisation électromagnétique est faite, augmentant ainsi la taille du foyer X.

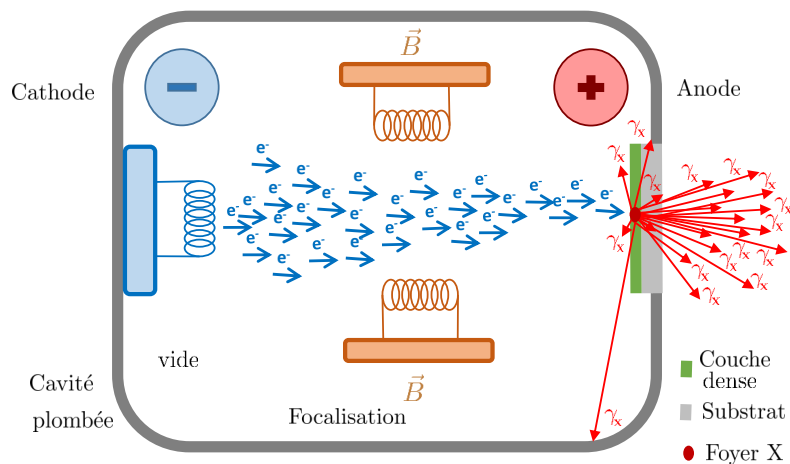
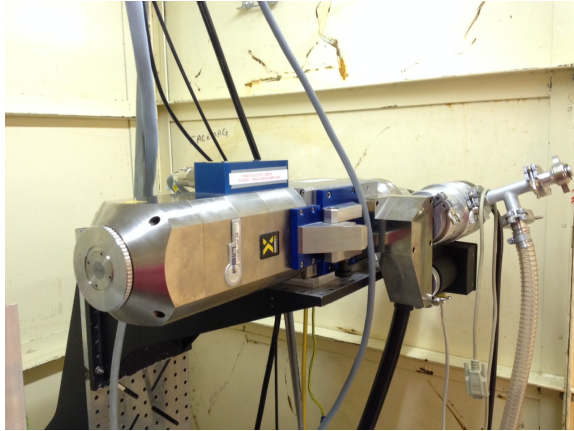
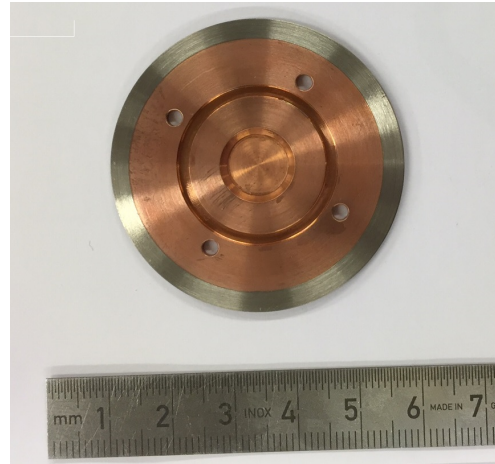


FIGURE 2.18 – Schéma illustrant le fonctionnement d'un tube micro-foyer en transmission.

Le DISC dispose d'un tube à rayons X micro-foyer de la marque Feinfocus (FXE-160.51) présenté en figure 2.19(a). Le générateur dispose d'une gamme de tension de 20 à 160 kV pour une puissance maximale de 10 W. Ce tube micro-foyer offre 3 modes de fonctionnement : *high power mode*, *microfocus mode*, *nanofocus mode* dont les tailles de foyer sphérique sont respectivement pour chaque mode, $< 4 \mu\text{m}$, $< 2,5 \mu\text{m}$, $< 1 \mu\text{m}$ (données constructeur). De plus, la divergence de la source est de 30° à 25 cm pour une intensité relative constante (donnée une nouvelle fois par le constructeur). La tête est en transmission et plusieurs anodes (ou cibles) sont à notre disposition comme du molybdène (6 μm déposé sur 250 μm de diamant), ou du tungstène, cuivre (6 μm déposé sur 500 μm de béryllium respectivement) présenté en figure 2.19(b). La nature de l'anode va induire différentes formes de spectres, comme l'illustre la figure 2.20(a) présentant des simulations de spectres faites à partir du code de suivi de particules PENELOPE [118]. Deux types d'anodes sont simulées : du tungstène et du molybdène d'épaisseur 6 μm , déposés sur un substrat de béryllium de 250 μm d'épaisseur. Ces différentes anodes nous amènent une plus grande souplesse sur le choix du spectre. Bien-sûr, on peut aussi jouer sur la forme du spectre en appliquant une série de filtrations en sortie de tube, comme illustré précédemment à la figure 2.7.



(a) Tube micro-foyer Feinfocus



(b) Anode cuivre déposée sur un substrat de béryllium

FIGURE 2.19 – Photographies du tube micro-foyer (a) et de la cible du tube (b).

Des mesures de spectre et de taille du foyer ont été faites. La figure 2.20(b) présente une mesure du spectre effectuée à l'aide du Laboratoire National Henri Bequerel (LNHB). Le spectromètre utilisé (XR-100T) est de type CdTe (tellure de cadmium) avec une épaisseur de cristal de 1 mm et un champ de vue de 9 mm². Une collimation adaptée a été faite pour diminuer le nombre de photon détecté par seconde afin de réduire la saturation du détecteur. De plus, la collimation permet de limiter le rayonnement diffusé détecté. Après acquisition, plusieurs traitements ont été appliqués tels que des corrections des photons d'échappements et des corrections des phénomènes d'empilements, décrits avec précision par Plagnard [123]. Le graphique montre bien les raies caractéristiques $L_{\alpha,\beta,\gamma}$ du tungstène mais aussi les deux raies du molybdène $K_{\alpha,\beta}$ que nous attribuons au blindage de la tête du tube.

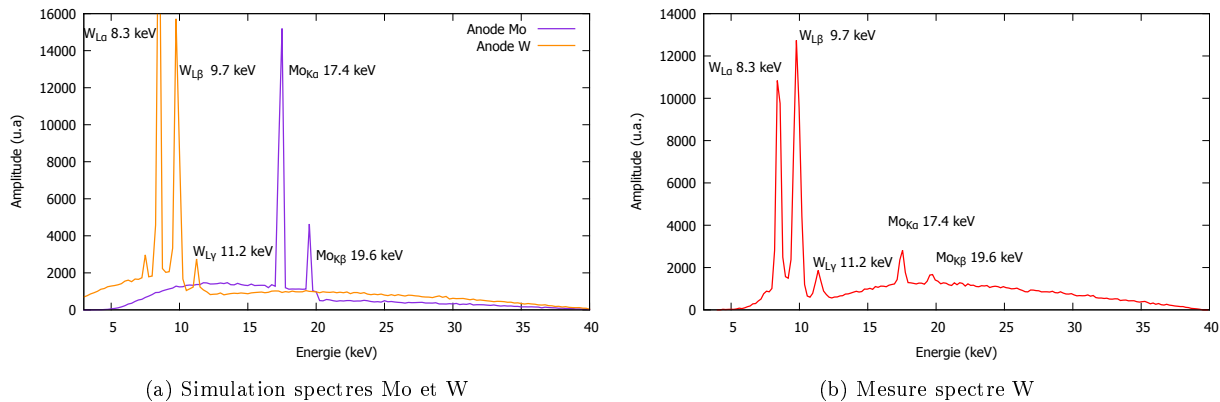


FIGURE 2.20 – Simulation et mesure de spectres jusqu'à 40 keV. (a) Simulation pour deux types d'anodes, tungstène et molybdène, d'une épaisseur de 6 µm. (b) Mesure pour une anode en tungstène d'épaisseur de 6 µm, distance source-détecteur 35 cm.

La mesure de la taille de foyer du tube a été effectuée suivant la norme NF - EN 12543-5 [124]. Cela consiste à estimer le flou de la source, notée f_{\odot} , pour pouvoir remonter à une estimation de la taille du foyer s suivant la relation $f_{\odot} = (G - 1) s$ où G est le grandissement. Pour cela on place un bord franc très atténuant avec un très fort grandissement. En traçant le profil perpendiculairement au bord, on obtient une fonction d'étalement de bord (*Edge Spread Function*, ESF). Pour mesurer le flou f_{\odot} on prend la différence à 20 % et 80 % de la pente de l'ESF. Connaissant le grandissement G on peut estimer la taille de foyer s .

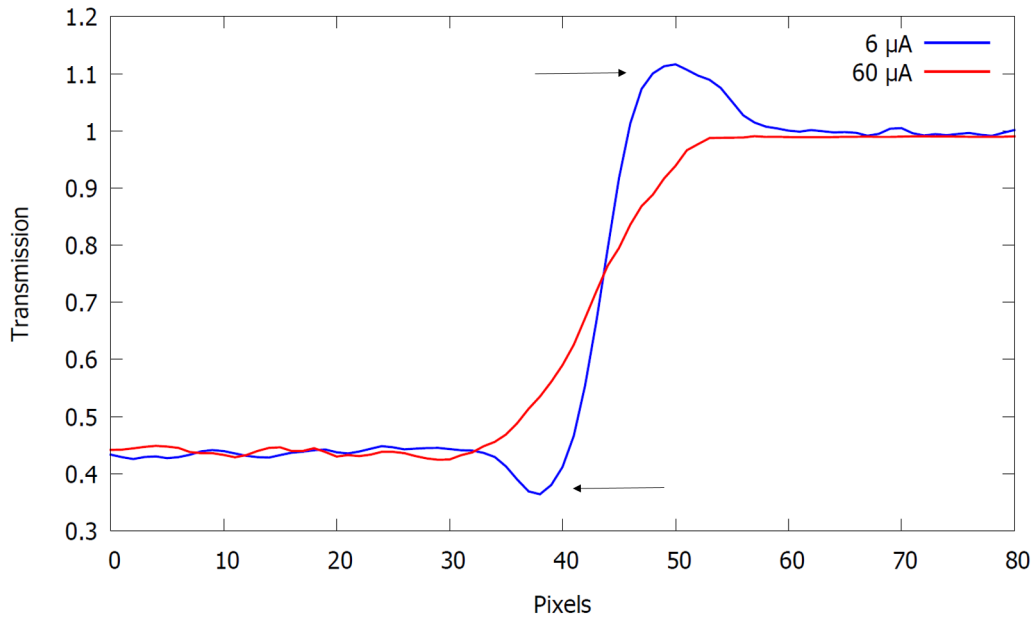


FIGURE 2.21 – Mesure du flou du foyer : Profils d’un bord de *wafer* en silicium ; tube Feinfocus 40 kV pour différents courants de 60 μA et 6 μA ; grandissement $G = 21$.

La figure 2.21 présente un exemple d’estimation du flou suivant un grandissement de 21 et une tension de 40 kV. Comme expliqué précédemment, la taille de la source est reliée à l’ampérage. Pour prendre en compte cela, plusieurs mesures à différentes intensités ont été réalisées. Les bornes de ces mesures, prises à 60 μA et 6 μA , sont présentées en figure 2.21. On note bien que l’ampérage influe sur la forme des profils, reliés à la taille de la source. On voit notamment, sur la courbe bleue, l’effet de la diminution du foyer car des fluctuations d’intensités (flèches noir de la figure 2.21) apparaissent. Elles sont reliées à la courbure de la phase $\nabla^2\phi$ (équation(1.20)). Ainsi l’augmentation de la cohérence spatiale de la source (reliée à la diminution de la taille du foyer) devient assez importante pour voir apparaître ces effets de phase. Plusieurs mesures suivant différentes orientations du bord franc ont été faites afin de s’assurer que l’on peut assimiler l’aspect géométrique du foyer à un disque. Pour les courants de 60 μA et 6 μA présentés en figure 2.21 on a mesuré respectivement des foyers de diamètre de 6,3 μm et 3,5 μm . En prenant en compte les autres mesures produites à d’autres courants, on obtient une taille moyenne du foyer de 5 μm .

Le principe de fonctionnement de notre détecteur, type caméra X très haute résolution est le suivant. Une couche sensible de scintillation va produire de multiples photons visibles γ après interaction avec un photon X noté γ_X à la figure 2.22 représentant le schéma de fonctionnement. Ces photons visibles vont être collectés jusqu’à la matrice CCD, au travers d’un pavé de fibre optique, convertissant le signal visible en signal électrique. Un CCD est un dispositif à transfert de charge dont l’acronyme anglais veut dire *Charge Coupled Device*. Chaque cellule CCD va convertir, par effet photoélectrique, le photon visible en paire électron-trou au sein d’un substrat de silicium. Ces charges vont être ensuite transférées pour produire le signal final. Ce signal analogique ainsi transféré va être converti, ou quantifié, en signal numérique. Le champ de vue de la matrice CCD est plus petit que le champ de vue en entrée du détecteur. On a alors une collection des γ *via* des dispositifs optiques comme des lentilles ou des fibres optiques, opérant ainsi un dégrandissement. Le choix de la couche sensible de scintillation ou scintillateur dépend du flux de photons X incident et de la résolution désirée. De manière empirique, pour un scintillateur en Gadox, un bon compromis entre la résolution spatiale et l’efficacité du détecteur est d’avoir une épaisseur de scintillation 1,5 fois plus grande que la taille de pixel. Le taux de conversion photon X/visible dépend du type de scintillateur utilisé. A noter aussi que les matériaux scintillants sont très fragiles et sont le plus souvent montés avec une fenêtre protectrice en entrée. Classiquement, le codage peut être en 10, 12, 14 ou 16 bits mais plus le codage est élevé plus l’erreur de quantification sera faible. La figure 2.22 présente aussi un circuit de refroidissement. Il est utilisé pour minimiser le bruit généré par le courant d’obscurité et le bruit de lecture. Le courant d’obscurité est issu d’une génération de charge due à l’agitation thermique du substrat de silicium. Le bruit généré de ce courant n’est pas nuisible en soit, mais c’est sa variation d’une

image à l'autre qui l'est. Pour cela on peut enregistrer une image, sans qu'il y ait d'émission de rayons X, avec le même temps de pose que lors de l'acquisition. On parlera d'image de noir. A l'image d'acquisition sera alors soustraite par l'image de noir pour corriger un maximum le biais électronique.

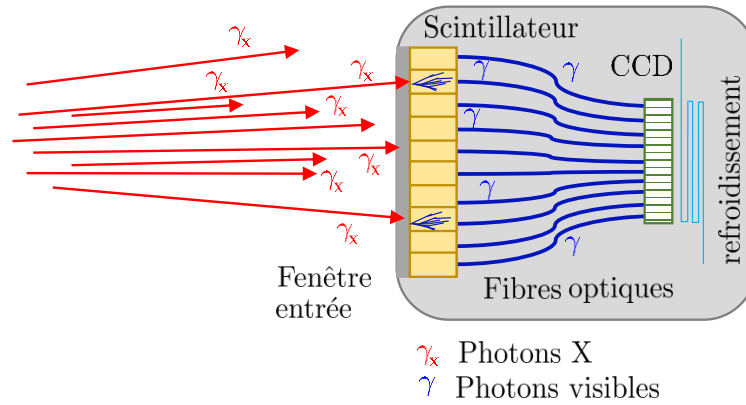


FIGURE 2.22 – Schéma de fonctionnement du détecteur utilisé

Le détecteur utilisé est une caméra X très haute résolution CCD de la marque Photonic Science (VHR X-ray detector), prêté par AREVA INTERCONTROLE [125]. Il possède 3999×2669 pixels d'une taille de $9,7 \times 9,7 \mu\text{m}^2$ donnant un champ de vue autour de $39 \times 25 \text{mm}^2$, et une dynamique de 16 bits. Il est composé d'un scintillateur Gadox de $15 \mu\text{m}$ d'épaisseur déposé sur pavé de fibres. Le Gadox présente l'avantage d'avoir peu de rémanence ; en revanche sa résolution spatiale est moins bonne qu'un scintillateur CsI par exemple. En conséquence, l'épaisseur du scintillateur GadOx du détecteur utilisé est plus fine, ($15 \mu\text{m}$) ce qui nous permet d'avoir une résolution spatiale optimale pour une plage de fonctionnement jusqu'à 40 keV. Les fibres optiques en sortie du scintillateur permettent de collecter plus de photons visibles, diminuant le temps de pose.

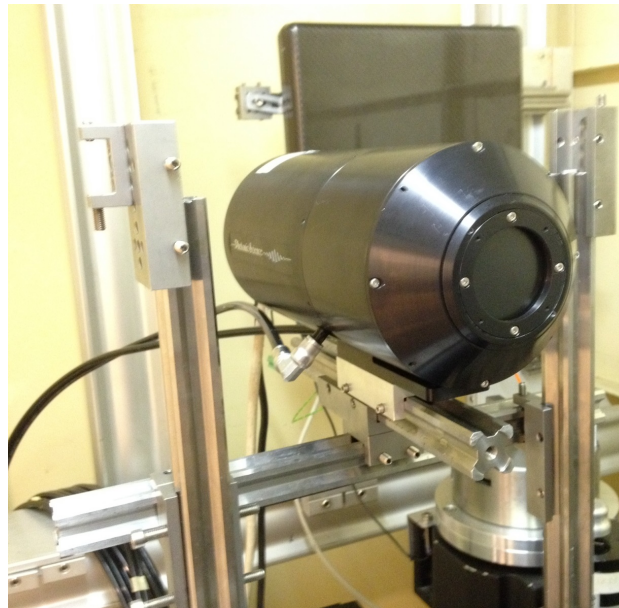


FIGURE 2.23 – Photographie de la camera VHR X-ray PhotonicScience

Une mesure de la réponse du détecteur a été faite selon la norme CEN - EN 13068-1 [126]. Elle consiste à positionner un bord franc absorbant près du détecteur. Il est ainsi possible de tracer un profil perpendiculaire moyenné afin d'obtenir une ESF. En supposant que la réponse du détecteur est uniforme

dans le plan, on peut approximer que la dérivée de l'ESF sera la même selon différentes orientations du bord franc. Avec cette approximation réaliste, on peut construire une fonction d'étalement du point (*Point Spread Function*, PSF) traduisant une réponse bi-dimensionnelle du détecteur. La transformée de Fourier de la PSF nous permet d'obtenir la fonction de transfert de modulation (*Modulation Transfer Function*, MTF), présentée en figure 2.24.

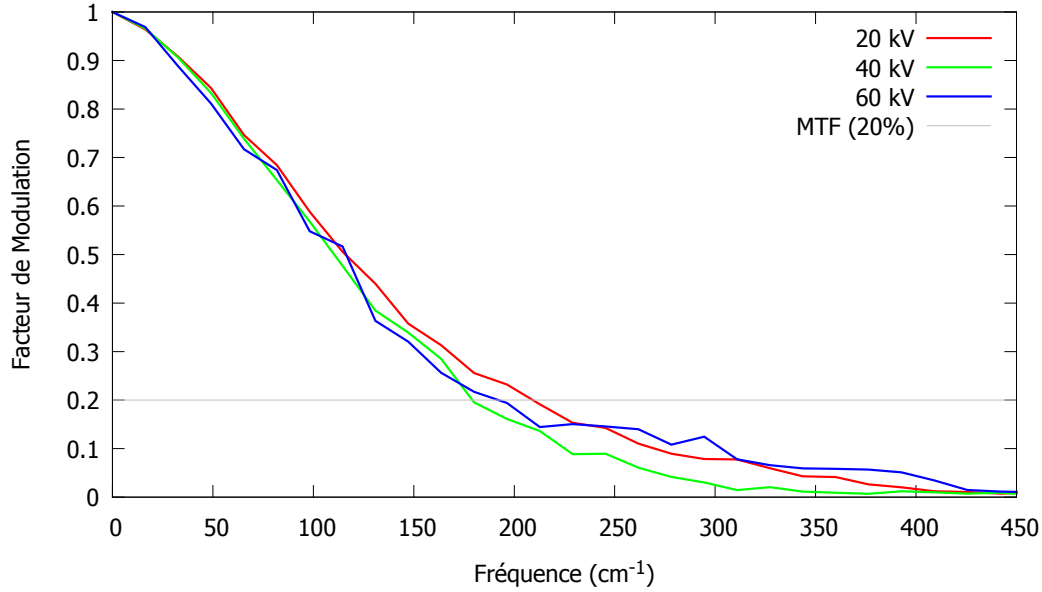


FIGURE 2.24 – Fonction de transfert de modulation pour différentes hautes tensions de 20, 40 et 60 kV.

Plusieurs MTF ont été mesurées pour 3 valeurs de tensions correspondant aux énergies où nous nous positionnons dans le cadre de cette thèse. La figure 2.24 montre bien que les courbes de MTF varient peu en fonction de la tension. En considérant la MTF à 20 %, on obtient une résolution spatiale [126] $R_s = 25 \pm 3 \mu\text{m}$ en appliquant la formule : $R_s = 0,5 \times MTF(20 \%)$. Dans le cadre de cette thèse, les résolutions spatiales dont on a besoin sont d'une dizaine de micromètres. En jouant sur le grandissement, les performances du détecteur seront compatibles avec nos exigences. Il faut savoir que dans notre contexte de laboratoire, ce matériel fait partie des imageurs très haute résolution. En effet, il est possible de trouver des dispositifs avec des tailles de pixel encore plus petit, notamment sur des installation synchrotron. Cependant, un tube micro-foyer possède un flux qui est, à minima de 6 ordres de grandeurs en-dessous du flux que l'on peut trouver sur source synchrotron monochromatique. Ainsi pour collecter assez de signal en des temps raisonnables, il est rare que ce type de détecteur présente des tailles de pixels inférieurs à $10 \mu\text{m}$.

Comparaison images simulées et expérimentales

Une comparaison d'images simulées et expérimentales a été faite en prenant un objet canonique : une fibre optique multimodale HCP M0600T. Le choix de cet objet se justifie par le fait que l'on connaît ses dimensions et compositions avec les marges d'erreurs données par le constructeur. La fibre est composée d'un coeur en silicium d'un diamètre de $600 \pm 10 \mu\text{m}$, d'une fine couche de polymère de $30 \pm 5 \mu\text{m}$ et d'une gaine en ETFE (matériau dérivé du teflon) d'un diamètre de $1040 \pm 30 \mu\text{m}$. La fibre est placée entre la source et le détecteur à une distance de propagation objet-détecteur, $d_{od} = 40 \text{ cm}$ et pour un grandissement $G = 10$ (figure 2.25(a-b)). Les paramètres expérimentaux sont les mêmes que définis précédemment, à savoir une source de 40 kV, 40 μA , une taille de foyer de $5 \mu\text{m}$ pour une taille de pixel détecteur de $9,7 \times 9,7 \mu\text{m}^2$, une résolution spatiale mesurée de $25 \mu\text{m}$ et un bruit mesuré à 1 %.

La figure 2.25(c) présente les profils extraits des images expérimentales et simulées de la fibre optique. On peut observer les variations dans l'intensité correspondant à l'atténuation de la fibre mais aussi aux effets de courbure de la phase. En effet, on peut noter des sauts d'intensité entre les interfaces optiques

correspondant au passage entre le cœur de la fibre et la gaine et entre la gaine et l'extérieur de la fibre. La simulation retranscrit bien les effets d'atténuation et de phase observés dans l'image expérimentale, avec un pourcentage de corrélation moyenne à 97,5 % comme décrit le graphique de la figure 2.25(d). A noter que la valeur minimale de corrélation est de 82,3 %. Ceci est dû à un mauvais placement des sauts d'intensité aux interfaces optiques, compatible avec l'incertitude du constructeur sur les tailles cœur et gaine de la fibre.

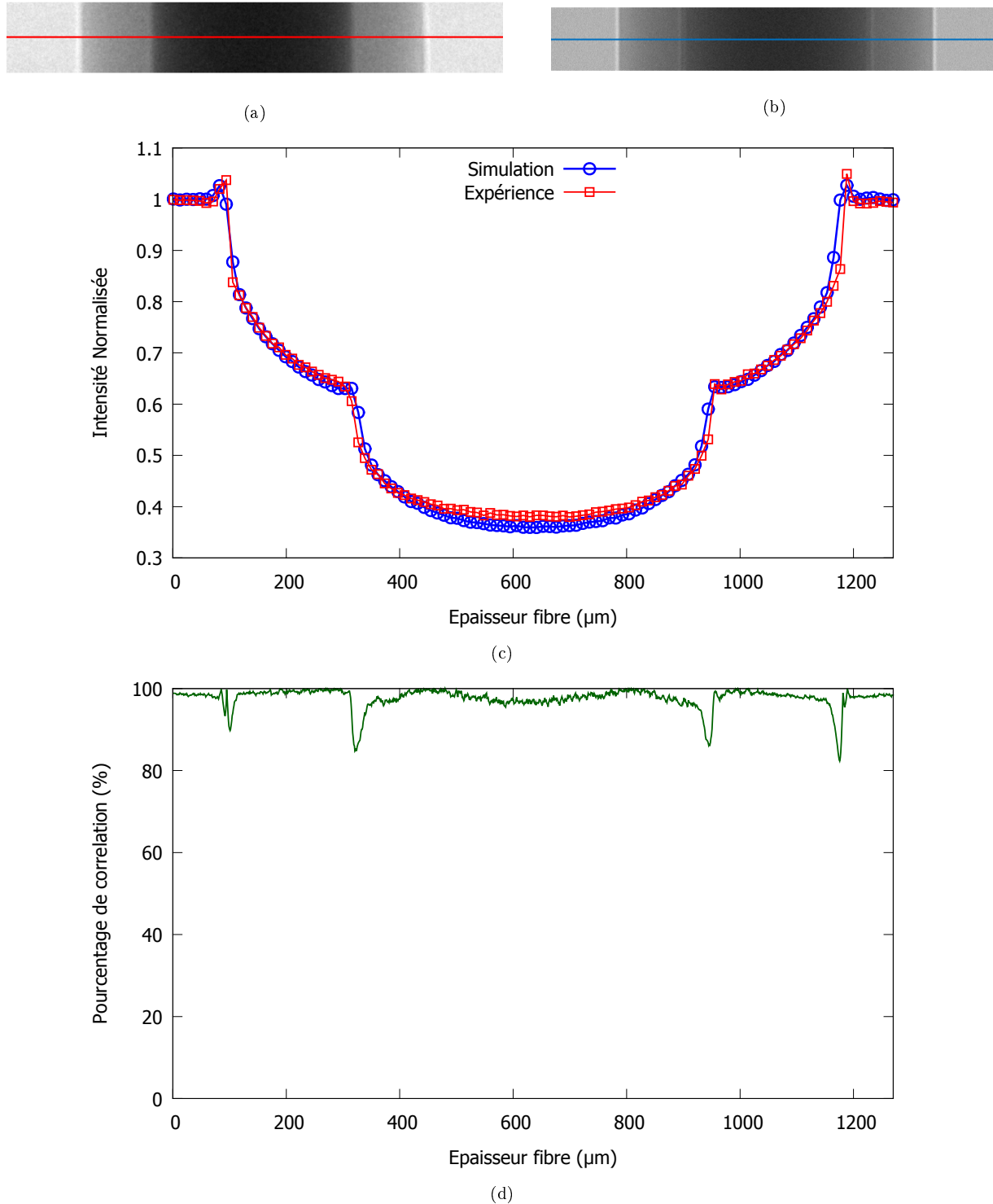


FIGURE 2.25 – Comparaison images expérimentale (a) et de simulation (b) d'une fibre optique avec extraction de profils (c) et comparaison (d).

2.4 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons introduit les différentes approches (par optique géométrique et ondulatoire) de modélisation des effets de phase que l'on retrouve dans la littérature. Le développement d'un code de simulation a été produit avec un choix de modèle hybride pouvant être intégré à la plateforme de simulation CIVA. L'algorithme décrivant ce simulateur, ainsi que ses limites et ses validations ont été présentés.

Le simulateur s'appuie sur une approche hybride consistant en un lancer de rayons récoltant la distance parcourue dans l'objet, afin de pouvoir introduire cette donnée dans un calcul ondulatoire. Les paramètres expérimentaux tels que la taille du foyer, la réponse du détecteur ou le bruit sont ensuite pris en compte.

Des hypothèses, rattachées au modèle ou prises en connaissance, ont été exposées et leurs limites mises en évidence tels que : l'influence de l'épaisseur de l'objet sur la propagation de l'onde. Nous avons pu voir que, avec la source utilisée (polychromatique, choix d'une énergie maximale de 40 keV, petite ouverture angulaire) et les types d'objets étudiés (eau, plastique) placés avec des grandissements de 10, la prise en compte de la propagation de l'onde dans l'objet n'est pas nécessaire. Le choix du format numérique des fantômes (format STL, très utilisé dans l'industrie) peut amener des artéfacts sur l'image, mais avec un échantillonnage approprié des facettes composant l'objet et en prenant en compte la réponse détecteur ou la taille de foyer, les artéfacts ne seront plus contributifs. Enfin, le choix de ne pas modéliser le rayonnement diffusé reste correcte pour des épaisseurs d'objets type eau, plastique, autour de 2 cm. Au delà le diffusé contribue à plus de 3 %. Comme le modèle nous permet de simuler des épaisseurs un peu plus importantes, le rayonnement diffusé devra être pris en compte, ce qui sera naturellement fait dans la future implémentation dans la plateforme CIVA. Pour les cas étudiés dans cette thèse, nous restons dans les limites du modèle.

Enfin, des validations de cet outil de simulation ont été faites. Nous avons tout d'abord bien vérifié que les distances de Talbot, prédites théoriquement, étaient bien simulées. Ensuite, nous avons fait une comparaison avec une image expérimentale et une image simulée dans les mêmes conditions expérimentales. Le choix d'un objet canonique tel qu'une fibre a été fait, avec notamment une connaissance des erreurs constructeurs. Nous avons vu que les images expérimentales et de simulation sont en bon accord. Ainsi, ce code de simulation va pouvoir être utilisé par la suite avec, dans un premier temps, une aide au dimensionnement d'un banc d'imagerie en contraste de phase sur source X de laboratoire puis une aide au développement d'algorithmes d'extractions de l'information de phase.

Une partie de ce travail a été présenté lors d'une conférence internationale (*International Symposium on Digital Industrial Radiology and Computed Tomography*) en juin 2015 [127].

Chapitre 3

Interférométrie à décalage multi-latéral

Depuis les années 1910 - 1920, des systèmes optiques de mesures différentielles de phase utilisant des grilles ont été développés [68]. L'avantage de ces systèmes réside dans le fait que le front d'onde interfère avec lui-même. Il n'est ainsi pas nécessaire d'utiliser un front d'onde de référence, comme dans le cas de montage type Mach-Zehnder. Des avancées significatives ont été notamment apportées dans les années 1990 par Primot [128], avec le développement d'instruments d'interférométrie pouvant faire une mesure directe de gradient de phase selon plusieurs directions, grâce à des répliques basculées : c'est l'interférométrie à décalage multi-latéral.

Dans ce chapitre nous allons dans un premier temps, faire une description théorique de l'interférométrie à décalage multi-latéral. Nous justifierons les stratégies que nous avons choisies pour mesurer le gradient de phase et extraire l'information de phase. Nous présenterons ensuite, l'adaptation de cette technique sur source X de laboratoire et les résultats de simulations et expérimentaux que nous avons obtenus. Enfin, nous introduirons la carte de confiance, basé sur la redondance dans la mesure, un des avantages prépondérants de cette technique.

Sommaire

3.1	Description théorique	50
3.1.1	Historique et évolution	50
3.1.2	Génération de l'interférogramme	51
3.1.3	Mesure du gradient de phase	54
3.1.4	Extraction du signal de phase	56
3.1.5	Redondance dans la mesure	57
3.2	Étude de la qualité de l'interférogramme	58
3.2.1	Distances de Talbot, distance panchromatique et configurations expérimentales	58
3.2.2	Interférogramme : études de simulations	60
3.2.3	Interférogramme : résultats expérimentaux	65
3.3	Extraction de l'image différentielle de phase	69
3.3.1	Mise en œuvre	70
3.3.2	Étude par simulation	73
3.4	Extraction de l'image en contraste de phase	76
3.4.1	Mise en œuvre	76
3.5	Développement d'une carte de confiance	81
3.5.1	Mise en œuvre	81
3.5.2	Études par simulation	82
3.6	Résultats expérimentaux	84
3.7	Synthèse	91

3.1 Description théorique

3.1.1 Historique et évolution

L'interférométrie à décalage multi-latéral est une famille de technique de mesure différentielle de phase basée sur l'effet prisme, introduit au chapitre 1, équation (1.20). En première description, cela consiste à placer un dispositif entre la source et le détecteur. Ce dispositif va produire de multiples répliques du front d'onde incident basculé d'un angle θ et décalé d'une valeur $S(x, y)$ à une distance z du dispositif tel que

$$S(x, y) = 2z \tan(\theta) \sim 2z\theta \quad (3.1)$$

d'où le terme "décalage multi-latéral". Ces répliques vont interférer entre elles, générant des maxima et minima d'intensité, d'où le terme "interférométrie à décalage multi-latéral". Un exemple très simple est donné en figure 3.1 pour le cas de deux répliques.

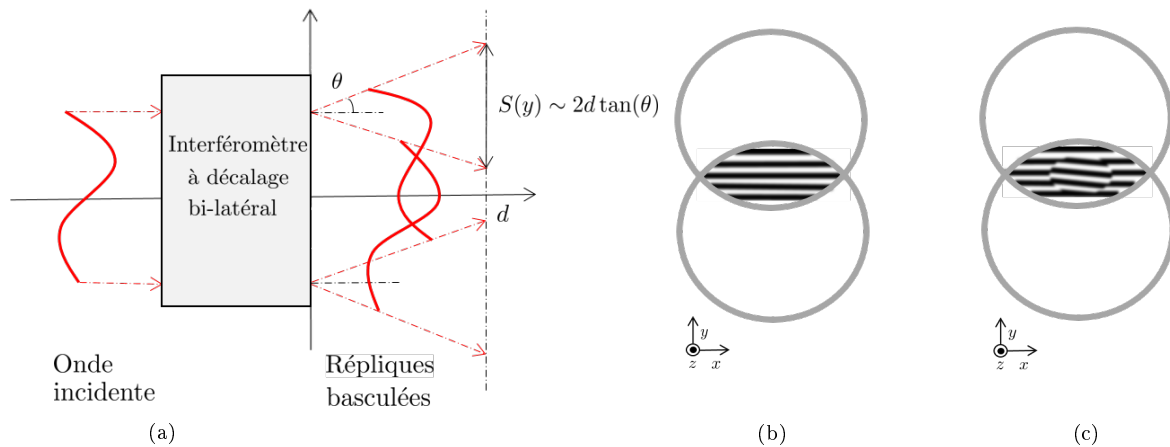


FIGURE 3.1 – Illustration du principe général d'un interféromètre à décalage multi-latéral. (a) Cas de l'interféromètre à décalage bi-latéral : 2 ordres de diffractions. Les interférences générées, (ou interférogramme) sont illustrée sans déformations de l'interférogramme (b) et avec déformation (c)

On parle aussi d'ordre de diffraction. Un ordre de diffraction correspond à une réplique du front d'onde incident selon un angle donné. La figure 3.1(a) présente donc deux ordres de diffraction. Dans ce cas là, on appellera le dispositif interféromètre à décalage bi-latéral. Les interférences produites sont illustrées en figure 3.1(b) que l'on nommera interférogramme. Quand on positionne un échantillon, des déformations vont apparaître sur l'interférogramme, comme illustrées à la figure 3.1(c). C'est la mesure de celles-ci qui va nous permettre de remonter au gradient de phase puis, par intégration, à l'image de phase.

Le dispositif générant les ordres de diffraction peut être de plusieurs sortes comme par exemple un dispositif s'inspirant de l'interféromètre de Murty [129] utilisant une lame prismatique ou bien un dispositif à base de miroirs comme l'interféromètre proposé par Kitabayashi [130] qui s'inspire de l'interféromètre de Michelson. Dans notre cas d'étude, nous allons nous intéresser à des dispositifs se présentant sous forme de réseau de diffraction. Les travaux précurseurs ont été portés par Ronchi [68] qui propose un interféromètre à réseaux mono-dimensionnel pour mesurer successivement deux gradients de phase, permettant ainsi par intégration, d'obtenir une image de phase. Des développements dans ce sens on été particulièrement fait par Wyant [131] et Koliopoulos [132]. En 1991, Primot [128], propose un interféromètre pouvant produire des variations de phase selon 3 directions spatiales. Cette technique est basée sur l'interférence de 3 répliques de l'onde incidente, basculées respectivement suivant un angle : c'est du décalage tri-latéral. Ainsi, ces 3 ordres définissent une direction de propagation privilégiée où les modulations des franges d'interférences produites sont invariantes par propagation. Ce dispositif est constitué d'un diviseur de faisceau et de miroirs. Plus tard, Primot et Sogno [133], proposent de modifier le dispositif à 3 ondes en prenant cette fois-ci un réseau, un filtre spatial et un élément optique sélectionnant les 3 ordres d'intérêt, ce qui rendra le dispositif achromatique et plus simple en réalisation que sa version précédente. Néanmoins,

ce système à décalage tri-latéral, demandait encore des alignements fins, notamment entre le réseau et le sélectionneur d'ordre, ce qui rendait aussi le système moins compact. Primot et Guérineau [134] ont alors proposé un interféromètre à décalage quadri-latéral. Cela consiste à disposer un réseau bi-dimensionnel de phase M_ϕ entre la source et le détecteur. Le maillage de M_ϕ peut être sous forme de damiers, comme illustré à la figure 3.2(a), avec des zones alternatives induisant un déphasage nul ou un déphasage de π pour une longueur d'onde λ_0 donnée. On considérera que la variation du déphasage $[0 - \pi]$ sera de période a , c'est-à-dire, en propagation parallèle, deux fois la taille d'un plot selon les directions x et y . Le réseau va ainsi générer plusieurs répliques basculées du front d'onde incident, illustré au nombre de 4 à la figure 3.2(b). Ces répliques vont interférer entre elles générant des maxima et des minima d'intensité tout au long de la distance de propagation d produisant notre interférogramme. L'invariance par propagation n'est plus systématique, mais peut être atteinte selon certaines configurations que nous détaillerons.

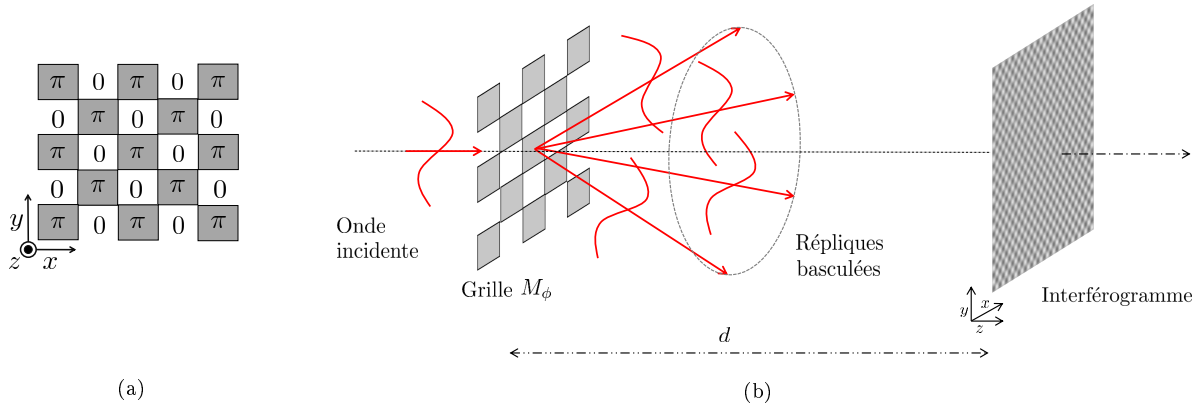


FIGURE 3.2 – (a) Exemple de réseau M_ϕ de diffraction 2D avec un maillage en damier produisant un déphasage $[0, \pi]$ de période a à une longueur d'onde λ_0 donnée. (b) Illustration des répliques basculées de l'onde incidente induites par M_ϕ , puis de la génération de l'interférogramme, fruit des interférences constructives et destructives produites le long de la distance d de propagation.

Au niveau du formalisme relié à ces dispositifs, tout commence en 1990 où Roddier, dans son article revue *Variations on a Hartmann theme* [56] fait une remarque sur une des méthodes : le Shack Hartmann [135]. Ce dernier est un analyseur de front d'onde, inspiré du masque de Hartmann, présenté en chapitre 1, à la différence près que le masque constitué de multiples ouvertures en damiers est remplacé par un réseau de micro-lentilles, afin de ne plus perdre en flux lumineux. Roddier fait remarquer les grandes similitudes qu'il y a entre le Shack Hartmann et les interféromètres basés sur un réseau bi-dimensionnel de phase. Cette remarque sera formalisée 13 ans plus tard par Primot [136] cimentant l'utilisation des réseaux de phase bi-dimensionnelle en interférométrie à décalage multi-latéral. On peut aussi rappeler les développements qu'il y a eu en parallèle, s'appuyant sur l'effet Talbot [69]. Ces techniques d'auto-imagerie, que l'on peut retrouver dans l'article de revue de Paturski [137], se sont développées en imagerie par rayons X avec, dans un premier temps, des montages utilisant 2 réseaux mono-dimensionnels [19, 20], puis des montages à 3 réseaux avec une extension en réseaux bi-dimensionnels [21]. Ceci à été détaillé au chapitre 1. Il faut néanmoins noter que l'extension en deux dimensions du réseau de phase M_ϕ utilisé dans ces approches, revient à une description de l'interféromètre à décalage multi-latéral.

Depuis ces 20 dernières années, l'interférométrie à décalage multi-latéral a été utilisée dans de nombreux domaines tels que l'optique adaptative [138], la caractérisation de fibre laser [139], le contrôle de lentille [140] ou bien encore en microscopie [141] et ce dans le domaine visible, infra-rouge et plus récemment dans le domaine des rayons X [142, 143] sur source synchrotron. Le but recherché ici est de transférer cette technique sur source X de laboratoire afin de permettre son utilisation dans l'industrie.

3.1.2 Génération de l'interférogramme

Comme évoqué précédemment, le dispositif générant les ordres de diffraction sur lequel nous allons nous concentrer est un réseau de diffraction. Ce réseau peut être périodique mono-dimensionnel ou bi-dimensionnel suivant un maillage, par exemple en damier, en tomettes ou autres. On peut penser

à d'autres sortes de réseaux de diffraction mais la forme, la période et la qualité de ce maillage vont avoir une influence sur le nombre d'ordres produits et par conséquent sur l'interférogramme produit. Ce dernier va être notre mètre ruban, servant à mesurer les variations de phase. Nous allons donc faire une description formelle portant sur la génération de l'interférogramme en nous plaçant dans le cadre de l'interféromètre à décalage quadri-latéral. Nous exposerons les hypothèses que nous prenons dans le cadre de son adaptation sur tube à rayons X.

Pour que le réseau de diffraction produise 4 répliques d'un front d'onde incident $U_{inc}(\mathbf{r})$, d'amplitude complexe $U_{inc}(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) \exp[i\phi(\mathbf{r})]$, la représentation du réseau doit être une fonction de transfert $T(x, y)$ sinusoïdale 2D suivant les deux directions (x, y) perpendiculaires à la direction de propagation z . On prendra la période a de la fonction $T(x, y)$. Ce type de réseau diffractera 4 ordres, selon les vecteurs d'ondes $\mathbf{k}_{p,q}$, avec $(p, q) \in \mathbb{N}$ basculés d'un angle θ tel que :

$$\theta \sim \sin(\theta) = \frac{\lambda}{a} \quad (3.2)$$

La figure 3.3 illustre ce type de réseau possédant une transmissions sinusoïdale $T(x, y)$ induisant 4 ordres de diffraction représentés de manière cartésienne sur un carré de côté $S(x, y)$. Pour rappel, $S(x, y)$ est le décalage exprimé à l'équation 3.1.

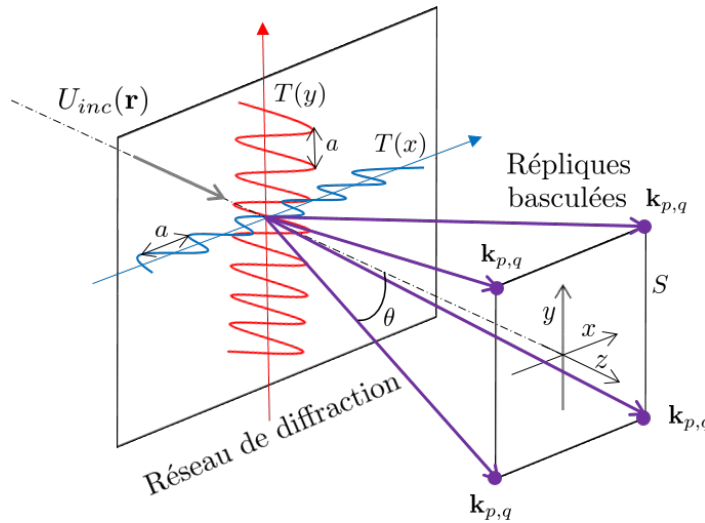


FIGURE 3.3 – Représentation d'un réseau de diffraction induisant une transmission sinusoïdale $T(x, y)$ de l'onde incidente $U_{inc}(\mathbf{r})$. Le réseau produit 4 répliques de vecteur d'onde $\mathbf{k}_{p,q}$ basculés d'un angle θ induisant un décalage $S(x, y)$ représenté sur un carré.

L'intensité $I_0(\mathbf{r})$, en sortie du réseau s'écrira donc :

$$I_0(\mathbf{r}) = \left(\sum_{p=1}^4 U_p(\mathbf{r}) \exp[i(\phi(\mathbf{r}) + \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r})] \right) \times \left(\sum_{q=1}^4 U_q(\mathbf{r}) \exp[i(\phi(\mathbf{r}) + \mathbf{k}_q \cdot \mathbf{r})] \right)^* \quad (3.3a)$$

$$I_0(\mathbf{r}) = 4|U(\mathbf{r})|^2 + \sum_{\substack{p,q=1 \\ p \neq q}}^4 |U_p(\mathbf{r})U_q(\mathbf{r})| \exp[i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_q) \cdot \mathbf{r}] \quad (3.3b)$$

où * indique le conjugué de la quantité complexe. La somme sur les 4 ordres de diffraction de l'équation (3.3) met bien en évidence 6 couples d'ondes qui interfèrent et que l'on peut représenter suivant un repère cartésien (x, y) avec les diagonales $xy = \frac{1}{\sqrt{2}}(x + y)$ et $yx = \frac{1}{\sqrt{2}}(x - y)$, tel que :

$$I_0(\mathbf{r}) = |U(\mathbf{r})|^2 \{4 + [R_{x_1}(x, y) + R_{x_2}(x, y) + R_{y_1}(x, y) + R_{y_2}(x, y) + R_{xy}(x, y) + R_{yx}(x, y)]\} \quad (3.4)$$

La figure 3.4 illustre la disposition des répliques (équation (3.4)) sur un carré selon un repère cartésien associé à une illustration des interférogrammes correspondant à chacun des couples de répliques. Sur

les 6 couples de répliques donnés en équation (3.4), on constate qu'il y a quatre couples de répliques voisins, $\{R_{x_1}, R_{x_2}, R_{y_1}, R_{y_2}\} (x, y)$ et deux couples de répliques croisés $\{R_{xy}, R_{yx}\} (x, y)$, plus une intensité continue donnée par $4|U(\mathbf{r})|^2$. En considérant que la phase varie plus lentement que le décalage latéral on peut faire une approximation sur les quatre couples de répliques voisins tel que $R_{x_1} = R_{x_2}$ et $R_{y_1} = R_{y_2}$. Cette approximation revient à considérer que le front d'onde est plan à l'échelle du décalage latéral.

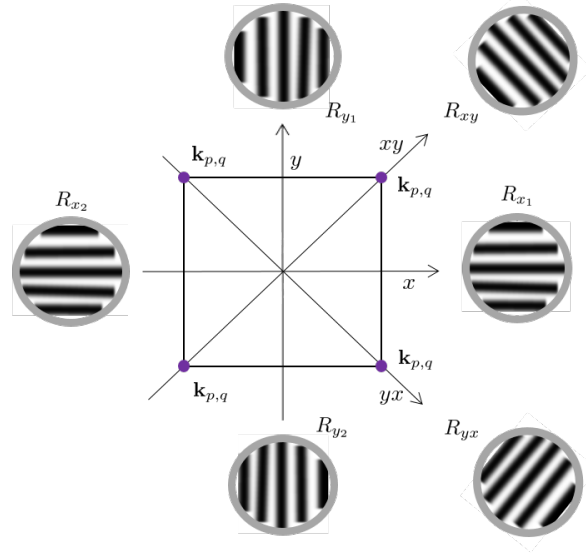


FIGURE 3.4 – Illustration de la disposition cartésienne des répliques données en équation (3.4) associée à une représentation de leur interférogramme respectif.

Quelle va être la figure d'intensité détectée à une distance d_{gd} du réseau? En reprenant l'équation de transport en intensité, équation (1.20), que l'on rappelle ici :

$$\partial_z I(\mathbf{r}) = -\lambda/2\pi \{I \nabla^2 \phi + \nabla I \cdot \nabla \phi\}(\mathbf{r}) \quad (3.5)$$

et en considérant une faible variation de l'intensité $I_0(\mathbf{r})$ de l'équation (3.3) on a, par linéarisation, l'intensité détectée $I_{det}(\mathbf{r})$

$$I_{det}(\mathbf{r}) = I_0(\mathbf{r}) - \frac{\lambda d_{gd}}{2\pi} [\nabla I_0(\mathbf{r}) \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}) + I_0(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r})] \quad (3.6a)$$

$$I_{det}(\mathbf{r}) = I_0(\mathbf{r}) \cdot f(\mathbf{r}) \quad (3.6b)$$

avec $f(\mathbf{r}) = \left\{ 1 - \frac{\lambda d_{gd}}{2\pi} \frac{1}{I_0} [\nabla I_0 \cdot \nabla \phi + I_0 \nabla^2 \phi] \right\}(\mathbf{r})$. En utilisant les équations (3.2), (3.3) et (3.6) on a :

$$I_{det}(\mathbf{r}) = I_0(\mathbf{r}) \times \left\{ 4f(\mathbf{r}) + \sum_{\substack{p,q=1 \\ p \neq q}}^4 \{f(\mathbf{r}) - i \theta d_{gd} (\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_q) \cdot \nabla \phi(\mathbf{r})\} \exp [i (\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_q) \cdot \mathbf{r}] \right\} \quad (3.7)$$

qui dans l'espace réciproque, en appliquant une transformée de Fourier notée \mathcal{F} , s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{I_{det}(\mathbf{r})\}(\mathbf{u}) &= \mathcal{F}\{I_0(\mathbf{r})\}(\mathbf{u}) \\ &\circ \left\{ \mathcal{F}\{4f(\mathbf{r})\}(\mathbf{u}) + \sum_{\substack{p,q=1 \\ p \neq q}}^4 \mathcal{F}\{f(\mathbf{r}) - i \theta d_{gd} (\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_q) \cdot \nabla \phi(\mathbf{r})\}(\mathbf{u}) \circ \delta_D [(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_q) - \mathbf{u}] \right\} \quad (3.8) \end{aligned}$$

où \circ représente le produit de convolution, δ_D la distribution de Dirac et \mathbf{u} le vecteur représentant les fréquences spatiales associées au vecteur \mathbf{r} .

L'équation (3.7) présente une composante continue à laquelle s'ajoute 8 variations spatiales locales représentées dans l'espace réciproque (équation (3.8)) par des harmoniques issues des 8 convolutions de la distribution de Dirac δ_D avec le terme $\mathcal{F}\{f(\mathbf{r}) - i\theta d_{gd}(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_q) \cdot \nabla \phi(\mathbf{r})\}(\mathbf{u})$.

Nous allons voir dans la prochaine section les manières d'extraire l'information différentielle de phase et cela à partir des deux représentations de l'interférogramme décrites aux équations (3.7) et (3.8).

3.1.3 Mesure du gradient de phase

Une manière d'extraire le gradient de phase consiste à utiliser la représentation dans l'espace réciproque de l'interférogramme (équation (3.8)). M.Takeda *et al.* [144] l'ont proposé pour mesurer la phase en 1982 et cette approche fut adaptée pour la mesure de gradient de phase par Rizzi *et al.* sur source synchrotron par [142, 143]. La figure 3.5(a) illustre l'interférogramme obtenu à une distance d_{gd} , équation (3.7). Sa représentation dans l'espace réciproque est présentée en figure 3.5(b), par application d'une transformée de Fourier (équation (3.8)).

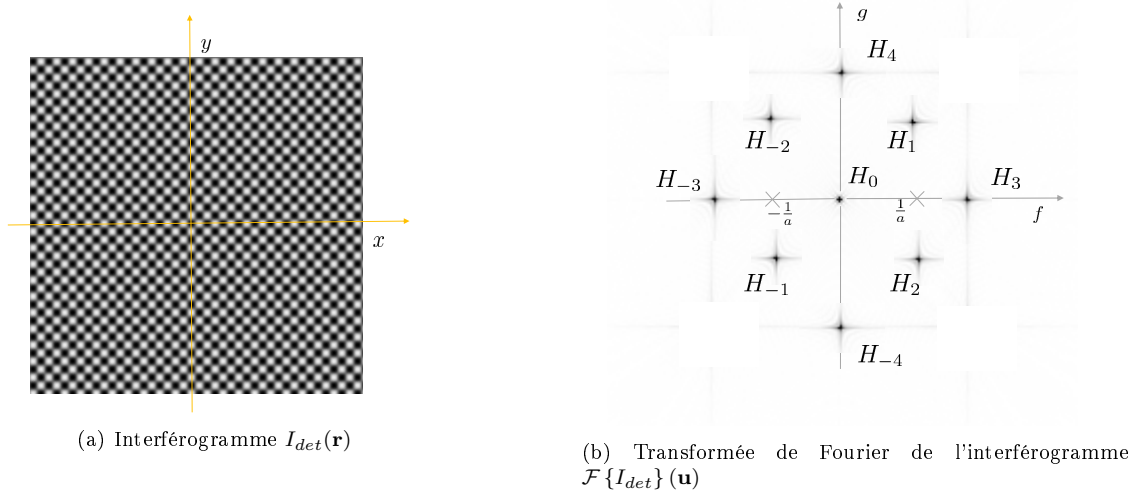


FIGURE 3.5 – Les coordonnées spectrales des harmoniques sont directement reliées à la période a de la grille de phase.

Dans ce cadre là, et dans l'hypothèse que les modulations d'intensité I_{det} sont spatialement lentes, l'équation (3.8) nous donne 9 contributions. La première est une composante continue, reliée à l'harmonique centrale H_0 telle que :

$$H_0(\mathbf{u}) = \mathcal{F}\{4I_0(\mathbf{r})f(\mathbf{r})\}(\mathbf{u}) \quad (3.9)$$

Les 8 autres contributions, (quand $p \neq q$) sont :

$$\sum_{r=1}^4 H_{\pm r}(\mathbf{u}) = \mathcal{F}\left\{I_0(\mathbf{r}) \sum_{\substack{p,q \\ p \neq q}}^4 [f(\mathbf{r}) - i\theta d_{gd}(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_q) \cdot \nabla \phi(\mathbf{r})]\right\}(\mathbf{u}) \quad (3.10)$$

En notant $\tilde{H}(\mathbf{r}) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\sum_{r=1}^4 H_{\pm r}(\mathbf{u})\right\}(\mathbf{r})$ et en considérant l'équation (3.2), on peut reformuler l'équation (3.10). Pour simplifier l'écriture, on s'abstiendra des indices (p, q, r) . On a :

$$I_0(\mathbf{r})f(\mathbf{r}) = \mathcal{R}e\left\{\tilde{H}(\mathbf{r})\right\} \quad (3.11a)$$

$$-2\pi \frac{d_{gd}}{a} I_0(\mathbf{r}) \nabla \phi(\mathbf{r}) = \mathcal{I}m \left\{ \tilde{H}(\mathbf{r}) \right\} \quad (3.11b)$$

Physiquement les équations (3.9) et (3.11a) sont une combinaison complexe de termes reliés au gradient d'intensité et de phase mais aussi à la courbure de phase. En fonction des conditions expérimentales (cohérence spatiale de la source, réponse détecteur et bruit) la contribution du terme I_0 sera majoritaire mais dans le cas où $d_{gd} \gg 1$ le terme $I_0 \nabla^2 \phi$ sera de plus en plus important. On aura ainsi une image dite, en contraste d'atténuation (terme I_0), massivement utilisée en imagerie par rayons X, avec, toujours selon les conditions expérimentales, des sursauts d'intensité marqués aux interfaces d'indices optiques, induits par le terme $I_0 \nabla^2 \phi$.

L'équation (3.11b) quand à elle, est reliée au gradient de phase mais aussi à l'intensité. On peut néanmoins faire quelques approximations pour isoler la contribution du gradient de phase. On peut d'abord supposer que l'intensité est conservée entre le réseau et le détecteur de telle sorte que $\nabla I_0(\mathbf{r}) \sim 0$. Ensuite, on peut minimiser les effets de courbure de phase en limitant la propagation, tel que $\nabla^2 \phi \ll 0$. Par suite, on aura $f(\mathbf{r}) = 1$. Ainsi on peut réécrire l'équation (3.11) tel que :

$$\tilde{H}(\mathbf{r}) = I_0(\mathbf{r}) \exp \left[-i2\pi \frac{d_{gd}}{a} \nabla \phi(\mathbf{r}) \right] \quad (3.12)$$

et relier le gradient de phase $\nabla \phi$ et l'intensité I_0 à l'harmonique \tilde{H} au travers du module et de l'argument de l'équation (3.12) tel que :

$$I_0(\mathbf{r}) = |\tilde{H}(\mathbf{r})| \quad (3.13a)$$

$$\nabla \phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \frac{a}{d_{gd}} \arg \left[\tilde{H}(\mathbf{r}) \right] \quad (3.13b)$$

De manière pratique, pour obtenir l'image de gradient, formulé à l'équation (3.13b), on peut appliquer la méthode proposée par M.Takeda *et al.* [144]. Elle consiste à étudier la forme des harmoniques, ce qui revient en fait à étudier le mouvement des franges d'interférence dans l'espace direct. Le procédé est présenté en figure 3.6.

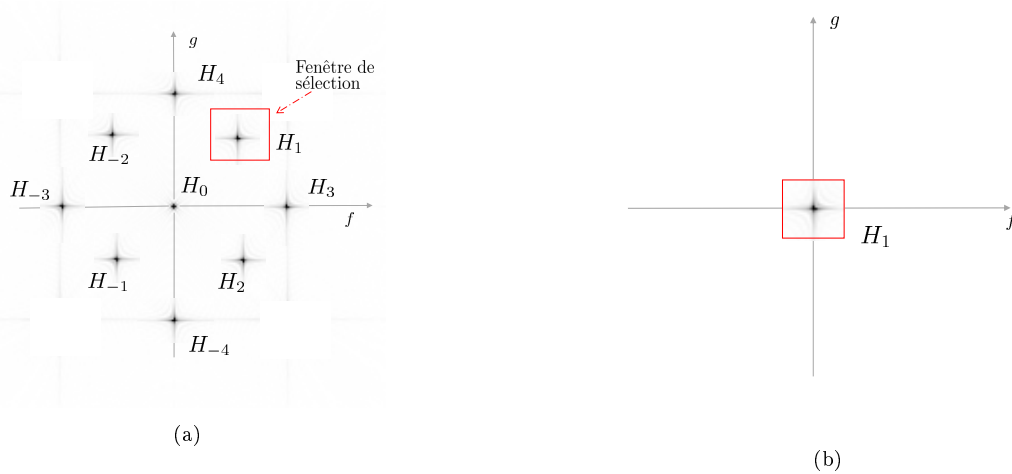


FIGURE 3.6 – Procédé de traitement des harmoniques pour extraire le gradient. (a) Filtrage fréquentiel selon une fenêtre de sélection centrée sur une harmonique. (b) Centrage fréquentiel de l'harmonique avant application d'une transformée de Fourier inverse.

Cela consiste à faire une sélection appropriée d'une harmonique, H_1 dans le cas illustré en figure 3.6(a), puis de la recentrer en fréquence comme illustré en figure 3.6(b). On applique ensuite à cette sélection une transformée de Fourier pour obtenir le gradient de phase comme décrit à l'équation (3.13b). L'orientation spatiale du gradient mesuré est reliée à la disposition fréquentielle de l'harmonique sélectionnée. Dans ce procédé, il faut bien faire attention à deux choses.

La première est qu'il ne faut pas que les harmoniques se chevauchent entre elles. En effet, de part l'échantillonnage, qu'il soit numérique ou matériel pour un détecteur, le spectre fréquentiel est reproduit autour de tous les multiples de la fréquence d'échantillonnage f_{ech} . Ainsi, si l'on a une fréquence maximale, f_{max} qui dépasse la fréquence de Nyquist, donnée par $f_{Ny} = (1/2)f_{ech}$ alors on aura des fréquences repliées, comme illustré en figure 3.7, inspirée du manuscrit de thèse de Velghe [145].

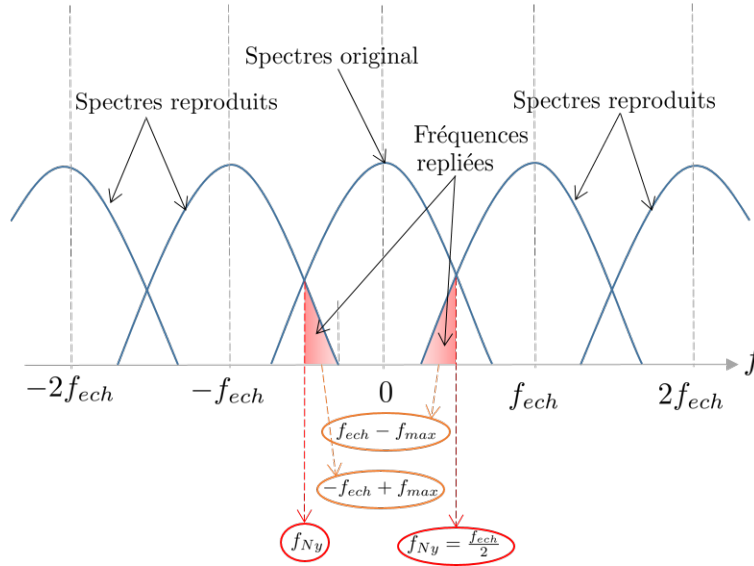


FIGURE 3.7 – Illustration de repliement de spectre dans le cas d'un échantillonnage fini selon une direction fréquentielle f .

La deuxième est de ne pas choisir une fenêtre de sélection trop grande qui engloberait la bande passante des harmoniques voisines. Surtout si cette harmonique est H_0 car elle est porteuse de l'information d'atténuation comme montré en équation (3.9). Pour cela il faut que cette sélection Ω soit de norme $\|f\Omega\| \leq \frac{1}{aG}$, dans le cas d'une propagation divergente de grandissement G .

Enfin, d'une manière générale, une mesure dans l'espace réciproque se fait par l'utilisation d'algorithmes DFT pour *Discret Fourier Transform*. Cela revient à discrétiser la transformée de Fourier par l'application de séries continues en cosinus et sinus. Ainsi en présence de discontinuité, l'algorithme DFT va créer des artéfacts connus sous le nom de phénomène de Gibbs [146]. Néanmoins des algorithmes de correction ont été développés [147–149] et nous en présenterons et utiliserons d'ailleurs dans la suite. Cependant, ces problèmes d'artéfacts peuvent être un argument en faveur d'une mesure de gradient de phase dans l'espace réel. Nous aborderons rapidement les clés d'un tel traitement dans le dernier chapitre. Mais dans ce travail, le choix du traitement *via* l'espace réciproque a été préféré. En effet, dans notre contexte, le banc expérimental dédié au contrôle non destructif doit être le plus flexible possible afin de répondre au mieux aux demandes variées d'inspection. Ainsi, on souhaite utiliser une méthode d'extraction de gradient qui est la moins dépendante du choix du détecteur et qui amène le plus de résolution spatiale. Le traitement par Fourier répond à ce besoin car cette approche apporte un maximum de points de mesure pour un nombre de pixel donné. En effet, comparé à des traitements dans l'espace direct qui peuvent demander un fort échantillonnage en nombre de pixels, un traitement dans l'espace réciproque est moins gourmand en échantillonnage.

3.1.4 Extraction du signal de phase

Pour extraire une image de phase il faut, a minima, deux mesures de gradient de phase selon deux directions orthogonales. En effet, l'utilisation d'une seule dérivée, par exemple suivant x permettrait de remonter au signal de phase si l'on connaissait une condition initiale suivant y et à bruit nul. Ainsi suivant un développement de Taylor au premier ordre, on aura :

$$\phi(x_{i+1}, y_j) = \phi(x_i, y_j) + \partial_x \phi(x_i, y_j) \quad (3.14)$$

où le gradient $\partial_x \phi(x_i, y_j)$ est mesuré. Cependant, en présence de bruit l'erreur se propage et augmente au fur et à mesure de la reconstruction. Ceci s'explique simplement par le fait qu'après le premier pas d'intégration, la position de référence n'est plus la position idéale, mais celle entachée de la première erreur de mesure. C'est pour cela que l'utilisation d'une deuxième dérivée permet de maîtriser l'erreur en moyennant deux valeurs de phase intégrées suivant deux directions spatiales. Ainsi, on utilise très classiquement la méthode des moindres carrés pour gérer toutes les informations disponibles issues des différentes dérivées [150]. Il a été montré notamment par Southwell [151] que l'utilisation de deux dérivées croisées limite très fortement la propagation de l'erreur. Des extractions de phase suivant une méthode par moindre carré, appliquées notamment à de l'interférométrie à décalage quadri-latéral, peuvent être retrouvées dans le manuscrit de thèse de Velghe [145].

Une autre méthode consiste à travailler les gradients dans l'espace réciproque par l'application de la transformée de Fourier de la dérivée. Présentée par Bracewell [152] ou bien encore par Ghiglia et Pritt [147], on retrouve l'utilisation de cette méthode dans le domaine des rayons X [58, 75, 143, 153]. Pour deux dérivées de phase définie continument suivant (x, y) comme $\partial_x \phi(x, y)$ et $\partial_y \phi(x, y)$ on a :

$$\phi(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F} \{ \partial_x \phi + i \partial_y \phi \} (f, g)}{2i\pi(f + ig)} \right\} (x, y) \quad (3.15)$$

Dans son manuscrit de thèse, Rizzi [154] a clairement montré l'équivalence qu'il y a entre une extraction de phase *via* la méthode des moindres carrés et la partie imaginaire de l'équation (3.15). Physiquement, la partie imaginaire de l'équation (3.15) représente l'information de phase de l'onde que l'on cherche à extraire. En d'autres termes, elle décrit une surface d'onde.

Dans la suite de ce travail, nous utiliserons la méthode de la transformée de Fourier de la dérivée, pour plus d'efficacité dans le temps d'exécution du calcul informatique. Nous présenterons des reconstructions de surface d'onde issue de la partie imaginaire de l'équation (3.15).

3.1.5 Redondance dans la mesure

L'interférométrie à décalage multi-latéral nous permet de mesurer de multiples variations de phase suivant différentes directions spatiales. En reprenant l'exemple de l'interférométrie à décalage quadri-latéral, la figure 3.8(a) illustre les différents gradients de phase que l'on peut obtenir à partir de 4 répliques, illustrées par des points oranges. Ces dérivées sont comparablement représentées par des harmoniques dans l'espace réciproque, comme illustré à la figure 3.5(b), dans le cas de 4 ordres de diffraction.

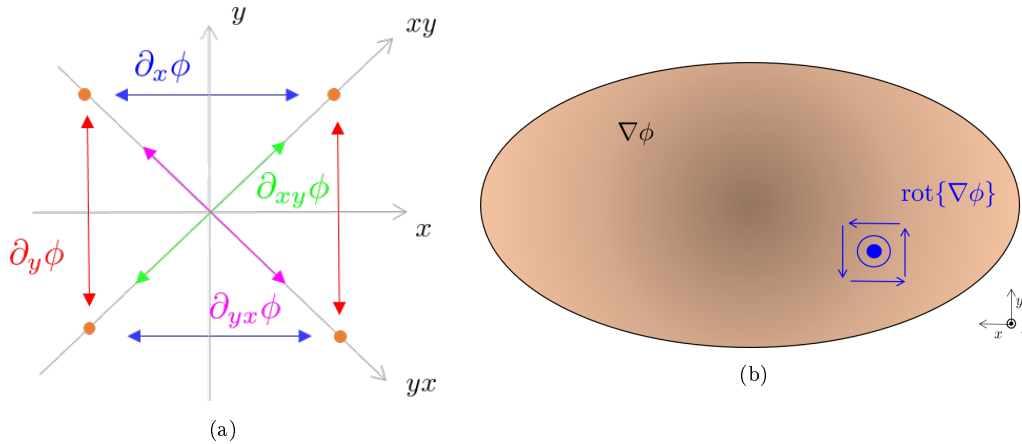


FIGURE 3.8 – Les coordonnées spectrales des harmoniques sont directement reliées à la période a de la grille de phase.

Ce surplus d'information différentielle de phase est l'atout majeur de cette technique. En effet, dans un cas idéal les gradients devraient être définis continument suivant une direction spatiale. Autrement dit, le front d'onde est considéré comme étant une surface continue et deux fois dérivable. Ainsi, pour un point donné de cette surface, comme illustré à la figure 3.8(b), s'il on regarde la circulation autour de ce point elle

devrait alors être nul. C'est-à-dire que si l'on prend deux gradients suivant deux directions orthogonales, par exemple $\partial_x \phi(x, y)$ et $\partial_y \phi(x, y)$, l'application du rotationnel sur ces deux gradients donnerait, par application du théorème de Clairaut-Schwarz :

$$C(x, y) = \partial_x [\partial_y \phi(x, y)] - \partial_y [\partial_x \phi(x, y)] = 0 \quad (3.16)$$

Introduit pour la première fois en interférométrie par Jennison [155] sous le terme de clôture des dérivées, cette mesure a été récemment appliquée par Rizzi *et al.* [143] en imagerie de phase par rayons X. Si on applique cette mesure de clôture des dérivées dans des conditions réelles on aura $C(x, y) \neq 0$ et cela à cause de trois contributions, pouvant être notées comme :

$$C(x, y) = \Lambda_u + \Lambda_n + \Lambda_d \quad (3.17)$$

où

- Λ_u nous informe sur un sous-échantillonnage, comme l'a décrit Fried [156] ;
- Λ_n représente le bruit de la mesure [143, 151, 157] ;
- Λ_d nous indique une dislocation de phase [156]. La dislocation de phase est due à une extinction de l'intensité. En pratique, cela peut être dû à un matériau fortement absorbant ou bien à une très forte courbure de la phase.

Dans cette section, nous avons vu l'évolution de l'interférométrie à décalage multi-latéral. Nous avons aussi fait une description théorique portant sur la génération de l'interférogramme et son utilisation dans la mesure de gradient de phase. Nous avons ensuite exposé une manière d'extraire la phase et d'utiliser les dérivées pour monitorer la mesure. Dans les sections suivantes, nous allons nous positionner dans notre contexte de banc de laboratoire. Nous commencerons par étudier la génération et la qualité de l'interférogramme suivant nos paramètres expérimentaux, à l'aide notamment de l'outil de simulation que nous avons développé. La qualité de cet interférogramme est essentielle. Son rapport signal-à-bruit et son échantillonnage spatial influenceront directement la qualité de la mesure de l'image différentielle de phase et, bien sûr, l'extraction de l'image de phase elle-même. Nous détaillerons, au travers d'images de simulation, la mesure du gradient et l'extraction de la phase que nous avons implémentées. Nous illustrerons ensuite une utilisation de la clôtures des dérivées en introduisant la carte de confiance. Enfin des résultats expérimentaux seront présentés.

3.2 Étude de la qualité de l'interférogramme

3.2.1 Distances de Talbot, distance panchromatique et configurations expérimentales

Nous avons vu dans le chapitre 1, notamment pour les techniques d'interférométrie à réseau, qu'un maximum de contraste est obtenu aux distances de Talbot ou bien aux distances de Talbot fractionnaires, équation (1.26), que l'on rappelle ici :

$$d_T = \left(\frac{p}{q}\right) \frac{2a^2}{\lambda} \quad (3.18)$$

L'équation (3.18) propose une formulation du phénomène d'auto-imagerie dans le cas d'une propagation rectiligne et monochromatique. Pour nous ramener dans nos configurations, on peut reformuler simplement l'équation (3.18) suivant une propagation divergente que l'on notera d_T^\odot [112] :

$$d_T^\odot = \left(\frac{d_{sg}}{d_{sg} - d_T}\right) d_T \quad (3.19)$$

avec d_{sg} la distance source-grille. Mais on remarque que les équations (3.18) et (3.19) sont dépendantes que d'une seule longueur d'onde. Or nous utilisons une source polychromatique possédant une certaine largeur spectrale $\Delta\lambda$. Comment se comporte le phénomène d'auto imagerie avec une illumination polychromatique ? Guérineau *et al.* [158] ont proposé d'étudier l'effet Talbot dans ce cas précis. Ils remarquent des phénomènes d'auto imagerie aux premières distances, puis passé une certaine distance, un régime achromatique dont l'intensité ne varie pas suivant la propagation s'installe. Ce régime dit panchromatique est observé à la distance d_P donnée par :

$$d_P = \frac{2a^2}{\Delta\lambda} \quad (3.20)$$

avec a la période $[0 - \pi]$ induit par le réseau. Suivant une propagation divergente, on aura une distance panchromatique d_P^\odot

$$d_P^\odot = \left(\frac{d_{sg}}{d_{sg} - d_P} \right) d_P \quad (3.21)$$

Comme nous utilisons une source polychromatique divergente nous pouvons donc imaginer nous placer à la distance d_P^\odot pour atteindre le régime panchromatique. La figure 3.9 présente des courbes tracées à partir des équations (3.19) et (3.21) pour des distances de Talbot fractionnaires, $\left(\frac{p}{q}\right)$ variant en $\left(\frac{1}{4}\right)$, $\left(\frac{1}{2}\right)$, $\left(\frac{3}{4}\right)$ et 1 (courbes grises), calculées pour $\lambda = 0,071255$ nm (équivalent à 17,4 keV). Pour la distance panchromatique (courbe rouge) on a pris une largeur spectrale $\Delta\lambda = 0,024797$ nm correspondant à un intervalle énergétique de $[10 - 60]$ keV. Le pas a du réseau est de 6 μm . Pour ramener ces courbes dans notre contexte expérimental, un grandissement $G = 6$ a été choisi et tracé (courbe bleue) afin d'échantillonner suffisamment les franges dans le cas où elles seraient détectées par des pixels détecteur d'environ $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. On constate sur la figure 3.9 que lorsque l'on est en propagation divergente, vouloir atteindre la distance panchromatique d_P^\odot amène une configuration expérimentale présentant un fort encombrement. Par exemple, pour un grandissement de 6, il faudrait positionner le réseau à 43 cm de la source et à 2,1 m du détecteur. Pour réduire l'encombrement on peut regarder les distances de Talbot fractionnaires que nous avons calculées à une énergie correspondant à la raie d'émission K_α du molybdène (17,4 keV), le molybdène étant un matériau utilisé couramment comme cible sur l'anode de tube à rayon X. Un spectre simulé de molybdène en sortie de tube a été présenté en figure 2.20(a). En utilisant une cible en molybdène montée sur le tube à rayons X, on pourrait utiliser l'avantage de ces deux raies d'émission, $k_\alpha = 17,4$ keV et $k_\beta = 19,6$ keV, pour placer le détecteur à une distance fractionnaire. Pour le cas $\frac{p}{q} = \frac{1}{2}$ on aura un décalage des oscillations d'intensité d'une demi-période du réseau ($\frac{a}{2}$) [70] ce qui n'a pas d'impact sur la mesure. Seulement, en configuration divergente on constate que l'encombrement est encore important. On peut alors placer le détecteur à une distance fractionnaire de Talbot $\frac{p}{q} = \frac{1}{4}$. Ainsi l'encombrement diminue avec une distance source-grille $d_{sg} = 16$ cm et grille-détecteur $d_{gd} = 70$ cm. Seulement, comme l'a montré Guigay [70], à cette distance fractionnaire on aura un dédoublement de la période des oscillations d'intensité. Ceci implique un plus fort échantillonnage spatial afin de produire un interférogramme résolu.

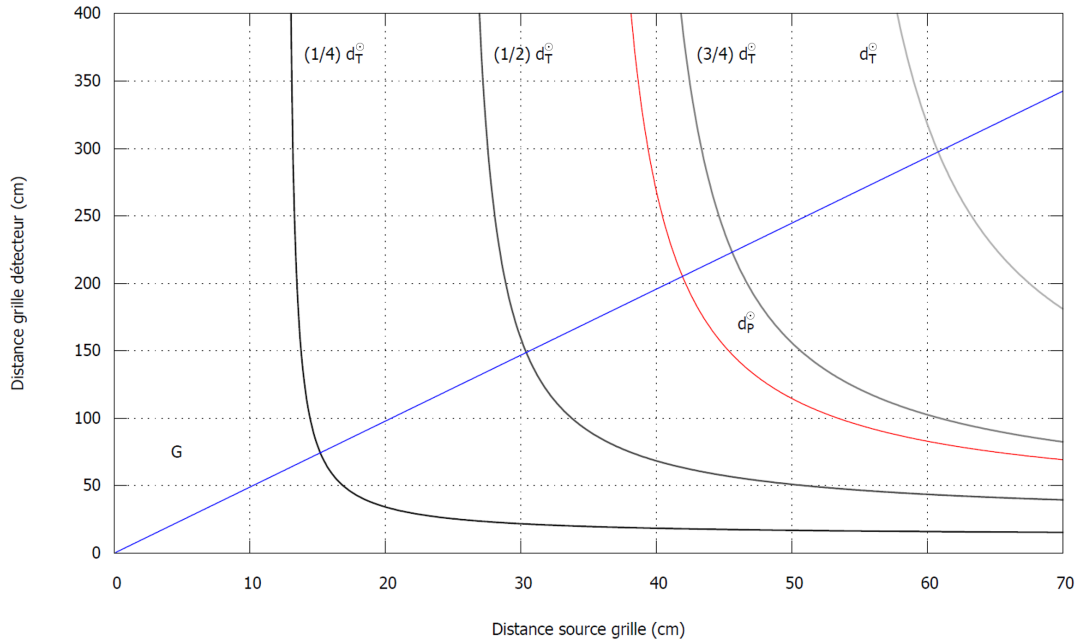


FIGURE 3.9 – Distances de Talbot fractionnaires (courbes grises) et distance panchromatique (courbe rouge) suivant une propagation divergente en fonction des distances source-grille et grille-détecteur. Courbe de grandissement $G = 6$ (courbe bleue).

On peut s'interroger sur la pertinence du tracé de la distance panchromatique (équation (3.21)) car cela suppose un spectre polychromatique de forme gaussienne centré sur une longueur d'onde. Or les spectres polychromatiques produit par les tubes à rayons X ne présentent pas cette forme idéale, comme on l'a vu au chapitre précédant, figure 2.20. Il apparaît donc que chercher un compromis entre un banc d'acquisition compact suivant une propagation polychromatique divergente et une mesure à des distances amenant un maximum de contraste sur l'interférogramme, n'est pas simple à trouver, simplement en utilisant les équations (3.19) et (3.21).

3.2.2 Interférogramme : études de simulations

Comme beaucoup de paramètres rentrent en jeu (qu'ils soient physique ou reliés aux instruments), et que l'estimation d'une configuration amenant la meilleure mesure n'est pas directe, nous proposons d'utiliser l'outil de simulation présenté au chapitre 2. La figure 3.10 illustre les configurations de simulation prises.

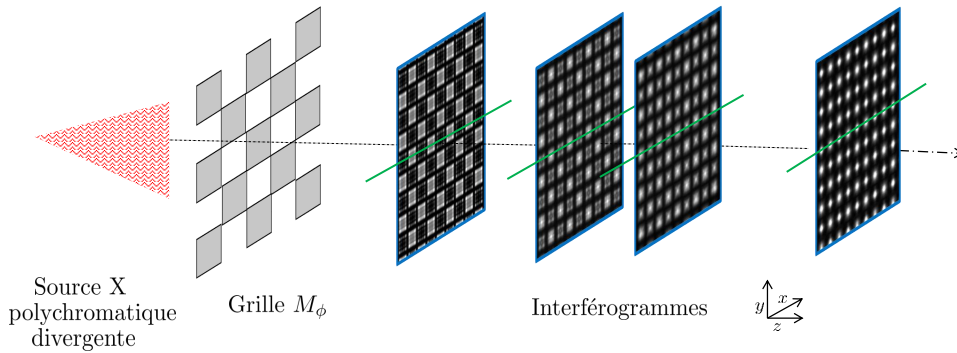


FIGURE 3.10 – Illustration de la scène de simulation dédiée à l'étude de la génération de l'interférogramme en fonction de la distance grille-détecteur, du grandissement et du spectre.

Une grille d'interférence M_ϕ 2D en damier d'épaisseur d'or de $4 \mu\text{m}$ et d'une taille de plot de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ déposé sur $100 \mu\text{m}$ de silicium est simulée. On positionne ensuite le plan d'échantillonnage en sortie de grille et on fait varier la distance grille-plan d'échantillonnage d_{gd} par pas de 1 centimètre à grandissement constant. On enregistre l'interférogramme produit à chaque pas. Au niveau du plan d'échantillonnage, on prend dans un premier temps des paramètres avantageux de simulation avec une taille de pixel de $0,5 \times 0,5 \mu\text{m}^2$, afin de maximiser les effets de variation de contraste liés à la propagation. Les simulations sont effectuées sans bruit. Trois grandissements par configuration sont choisis ($G = 2$, $G = 3$ et $G = 4$), avec pour chaque cas, deux spectres polychromatiques, ce qui donne six configurations exécutées. On prend aussi en compte le flou géométrique avec une taille de foyer de $5 \mu\text{m}$. Les spectres simulés sont issus de sources en molybdène et en tungstène, d'énergie maximale de 40keV , que l'on peut retrouver en figure 2.20. Pour chaque image acquise, un profil transverse est extrait, illustré en vert sur la figure 3.10. Chaque profil extrait est mis l'un derrière l'autre ce qui permet de visualiser, selon une direction transverse (prise ici suivant x), l'intensité propagée selon z . Les figures 3.11, 3.12 et 3.13 présentent ses intensités propagées selon z pour différents grandissements et pour les deux spectres simulés.

Les images de simulation présentées (figures 3.11, 3.12 et 3.13) sont normalisées. C'est-à-dire qu'elles ont été divisées par une image en plein flux. C'est une image prise avec les mêmes paramètres d'acquisitions mais sans échantillon ou grille entre la source et le détecteur. On définira alors le contraste des franges d'interférences, en pourcentage, comme la différence entre un maximum et un minimum d'intensité, multipliée par 100. Plusieurs mesures de contraste ont été faites afin de produire une mesure moyennée à la demi distance de Talbot, représentée en rouge sur les figures 3.11, 3.12 et 3.13. De plus, 3 plots de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ constituant le réseau M_ϕ sont représentés par des carrés gris.

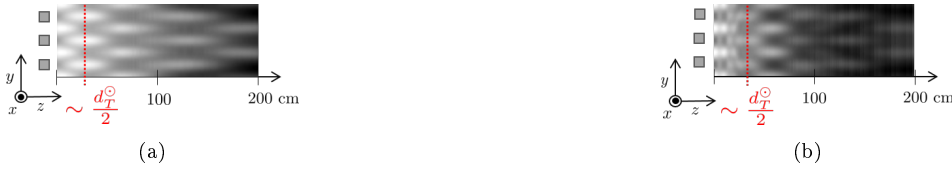


FIGURE 3.11 – Intensités propagées en sortie de M_ϕ pour un grandissement $G = 2$ suivant un spectre molybdène (a) et tungstène (b).



FIGURE 3.12 – Intensités propagées en sortie de M_ϕ pour un grandissement $G = 3$ suivant un spectre molybdène (a) et tungstène (b).

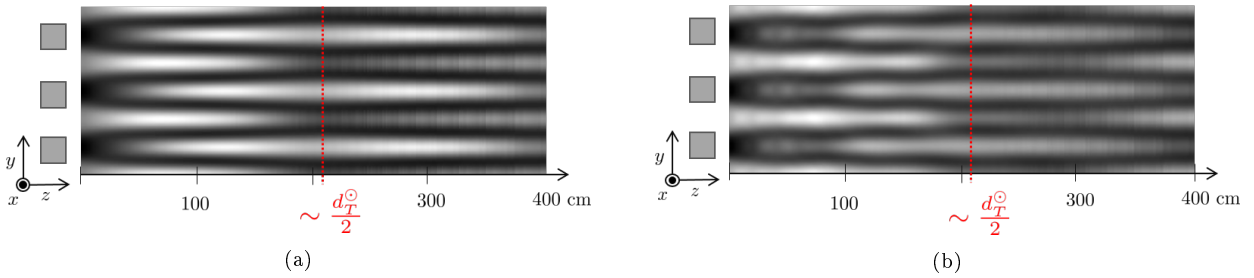


FIGURE 3.13 – Intensités propagées en sortie de M_ϕ pour un grandissement $G = 4$ suivant un spectre molybdène (a) et tungstène (b).

Pour les cas d'une illumination avec un spectre de molybdène, suivant les grandissements $G = 2$ (figure 3.11(a)), $G = 3$ (figure 3.12(a)) et $G = 4$ (figure 3.13(a)) le contraste des franges est respectivement de 13 %, 31 % et 42 % contre 6 %, 15 % et 18 % suivant les mêmes configurations mais avec l'utilisation d'un spectre de tungstène (respectivement figure 3.11(b), 3.12(b) et 3.13(b)). Cette variation de contraste en fonction des spectres est notamment due aux deux raies d'émissions du molybdène k_α et k_β , qui "monochromatisent" le spectre de par leur contribution, comparé au tungstène qui a des raies d'émissions l_α , l_β et l_γ de plus basses énergies, rapidement atténuées (autour de 10 keV, voir figure 2.20(a)). On constate aussi que les distances fractionnaires de Talbot sont, au fur et à mesure de l'augmentation du grandissement, éloignées de la position du réseau de diffraction M_ϕ . Ceci est en accord avec l'équation (3.19) prise à une valeur énergétique moyenne des spectres et illustré aux figures 3.11 à 3.13 avec la demi distance de Talbot $d_T^\circ/2$. Mais dans le même temps, il apparaît que le contraste des franges, à $d_T^\circ/2$, augmente aussi avec le grandissement, et ce pour les deux types de spectres. Seulement, d'après la relation qui lie une distance objet-détecteur selon une configuration divergente ou parallèle $d_T^{\parallel} = d^\circ/G$ (figure 2.4) et en prenant en compte l'effet lentille $I\nabla^2\phi$ de l'équation de transfert en intensité (3.5), plus le grandissement est grand, plus le terme $\nabla^2\phi$ est contributif à l'intensité, plus les franges sont contrastées. Les demi distances de Talbot étant de $d_T^\circ/2 = 25$ cm $d_T^\circ/2 = 90$ cm et $d_T^\circ/2 = 210$ cm respectivement pour $G = 2$ $G = 3$ et $G = 4$, on a en propagation parallèle l'équivalence $d_T^{\parallel}/2 = 50; 180$ et 420 cm. L'augmentation du contraste des franges est donc logique, car leurs distances équivalentes en configuration parallèle sont aussi plus propagées.

Une autre chose intéressante que l'on peut noter est que les variations d'intensités sont présentes et ceci dès les premières dizaines de centimètres de propagation. Une question alors se pose : dans notre

configuration, est-ce nécessaire d'atteindre une distance fractionnaire de Talbot, par exemple $d_T^\circ/2$? Regardons la figure 3.14 qui présente l'intensité propagée issue d'un spectre de molybdène pour un grandissement constant de 8. Un dédoublement des franges, représentant la distance fractionnaire de Talbot pour $\frac{p}{q} = \frac{1}{4}$ (équation (3.18)), apparaît à 800 cm avec un fort contraste des franges à 170 %. Le contraste est supérieur à 100 % car la première mesure (intensité propagées de 1 cm) est prise en référence. Dans ces conditions, suivant la distance propagation, l'effet de refocalisation de l'intensité en $I\nabla\phi$ peut amener un contraste supérieur à 100 %. Si l'on regarde maintenant à quelques dizaines de centimètres après le réseau, les variations d'intensités sont présentes, sans dédoublement, possédant un contraste de 50 % à 40 cm, figure 3.15(a). Ainsi, un contraste très satisfaisant semble être atteint pour une configuration expérimentale compacte.

Il faut maintenant regarder si ces franges sont assez échantillonnées en prenant une réponse détecteur réaliste. La figure 3.15(a) présente un interférogramme simulé dans les mêmes conditions idéale que précédemment. En produisant des simulations de plus en plus proches de nos configurations expérimentales, en termes de taille de foyer, résolution spatiale et taille de pixel, on perd le contraste de nos franges. C'est ce que l'on constate sur les figures 3.15(b-c) avec, respectivement, des pixels de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ et $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ et des résolutions spatiales de $10 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$.

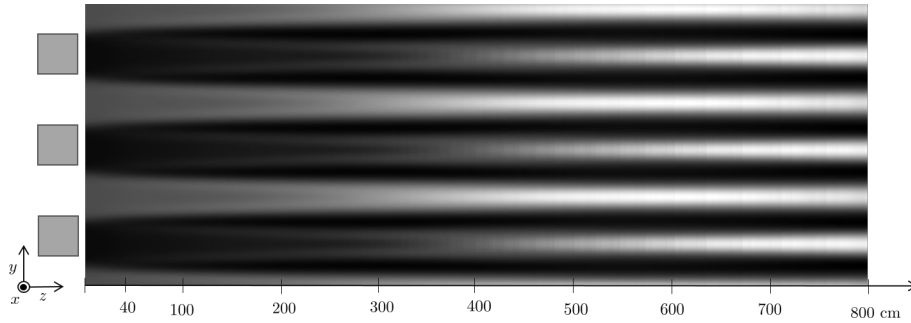


FIGURE 3.14 – Intensités propagées en sortie de M_ϕ pour un grandissement $G = 8$ suivant un spectre molybdène.

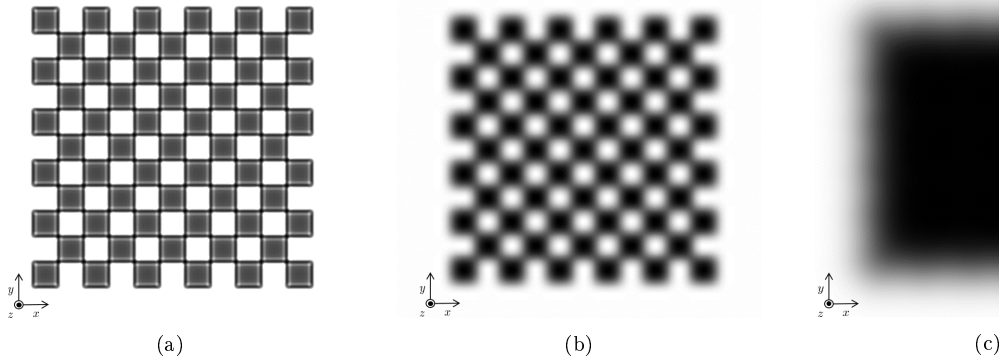


FIGURE 3.15 – (a) Interférogramme extrait de la figure 3.14 à 40 cm du réseau de diffraction pour un échantillonnage du plan de détection de $0,5 \mu\text{m}$ (b) Même interférogramme que dans (a) mais en ramenant l'échantillonnage à $5 \mu\text{m}$ et en tenant compte d'une résolution spatiale de $10 \mu\text{m}$: diminution du contraste de l'interférogramme. (c) Même interférogramme que dans (a) mais en ramenant l'échantillonnage à $10 \mu\text{m}$ et en tenant compte d'une résolution spatiale de $20 \mu\text{m}$: perte du contraste de l'interférogramme.

Nous avons donc vu que l'oscillation des franges peut présenter de bon contraste, en configuration divergente. Atteindre des distances telles que des distances fractionnaires de Talbot ou la distance pan-chromatique est, soit hors de notre objectif de banc d'acquisition compact, soit elle n'est pas nécessaire à l'établissement d'un contraste satisfaisant. Cependant, un bon échantillonnage est primordial. Il est relié

au détecteur et à la taille des plots constituant le réseau de diffraction.

D'autres simulations ont été produites utilisant toujours un spectre polychromatique d'énergie maximale de 40 keV avec une taille de foyer de 5 μm . Plusieurs réseaux de diffraction sont simulés présentant des tailles de plots de : $3 \times 3 \mu\text{m}^2$, $6 \times 6 \mu\text{m}^2$, $8 \times 8 \mu\text{m}^2$, $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ et $12 \times 12 \mu\text{m}^2$. Le pixel du plan d'échantillonnage est pris à $1 \times 1 \mu\text{m}^2$. Pour simuler le détecteur Photonic Science on choisi les paramètres suivant, s'appuyant sur des mesures expérimentales : taille de pixel de $9,7 \times 9,7 \mu\text{m}^2$, résolution spatiale 25 μm et bruit à 1 %. La distance grille-détecteur est prise constante à $d_{gd} = 45 \text{ cm}$. Plusieurs grandissements sont considérés : $G = 5$, $G = 7$, $G = 9$ et $G = 11$. La figure 3.16 présente la variation du contraste des interférogrammes générés en fonction des différentes tailles de plots et des différents grandissements.

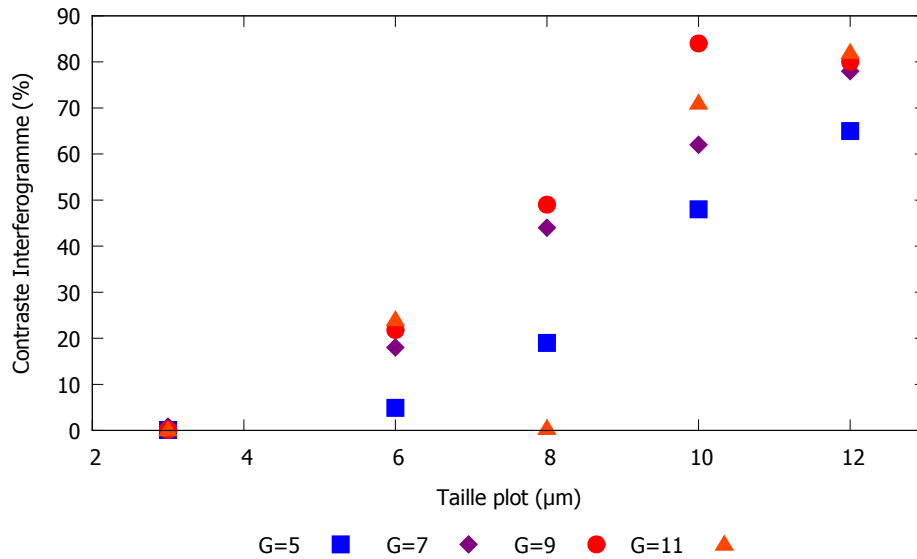


FIGURE 3.16 – Contraste d'interférogramme en fonction de différents tailles de plots constituant la grille de phase pour plusieurs grandissement.

On remarque que, à un grandissement donné, le contraste de l'interférogramme augmente quand la taille de plot augmente. De plus, pour une taille de plot donnée, le contraste de l'interférogramme augmente aussi quand on augmente le grandissement. Augmenter le grandissement ou la taille de plot favorise un bon échantillonnage des franges d'interférences. Quand les franges produites sont inférieures à la résolution spatiale du détecteur, alors l'interférogramme n'est plus visible. En d'autres termes, les franges d'interférences ne produisent pas assez de contraste pour pouvoir tirer une mesure. On peut d'ailleurs le noter sur le graphique de la figure 3.16 dans le cas de plot de taille de 3 μm , où aucun contraste n'apparaît quand on prend en compte nos paramètres expérimentaux (taille de foyer et réponse détecteur) et ce malgré un fort grandissement.

On pourrait alors favoriser un fort grandissement et augmenter la taille des plots. Il faut cependant faire attention aux valeurs de grandissements fortes car cela augmente la distance parallèle équivalente de propagation $d^{\parallel} = d^{\circ}/G$ ce qui aura comme impact une plus forte contribution du terme $\nabla^2\phi$, allant en contre sens des approximations faites aux équations (3.12) et (3.13) où l'on néglige $\nabla^2\phi$. Ajouter à cela que, plus le grandissement augmente, plus le flou géométrique induit par la taille de la source sera favorisé, comme expliqué au chapitre 2. Pour ce qui est de la taille des plots constituant la grille de phase, l'augmentation de leur taille favorisera l'échantillonnage des franges d'interférences. Cependant, une période de grille plus importante repoussera de plus en plus loin la détection d'interférences entre les répliques, due à un basculement moins important (équation (3.2)). Enfin, plus la période des franges sera grande, plus les bandes passantes des harmoniques, dans le domaine réciproque, seront réduites. La figure 3.17 illustre cela avec des interférogrammes simulés suivant différentes tailles de plots, constituant la grille de phase. Des plots de $6 \times 6 \mu\text{m}^2$, $8 \times 8 \mu\text{m}^2$, $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ et $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ sont présentés à la figure 3.17(a)(c)(e)(g) avec respectivement leur représentations fréquentielles en figure 3.17(b)(d)(f)(h). Pour chaque interférogramme, on a bien 8 harmoniques, repérées à titre indicatif par des flèches oranges

sur la figure 3.17(b), plus l'harmonique centrale.

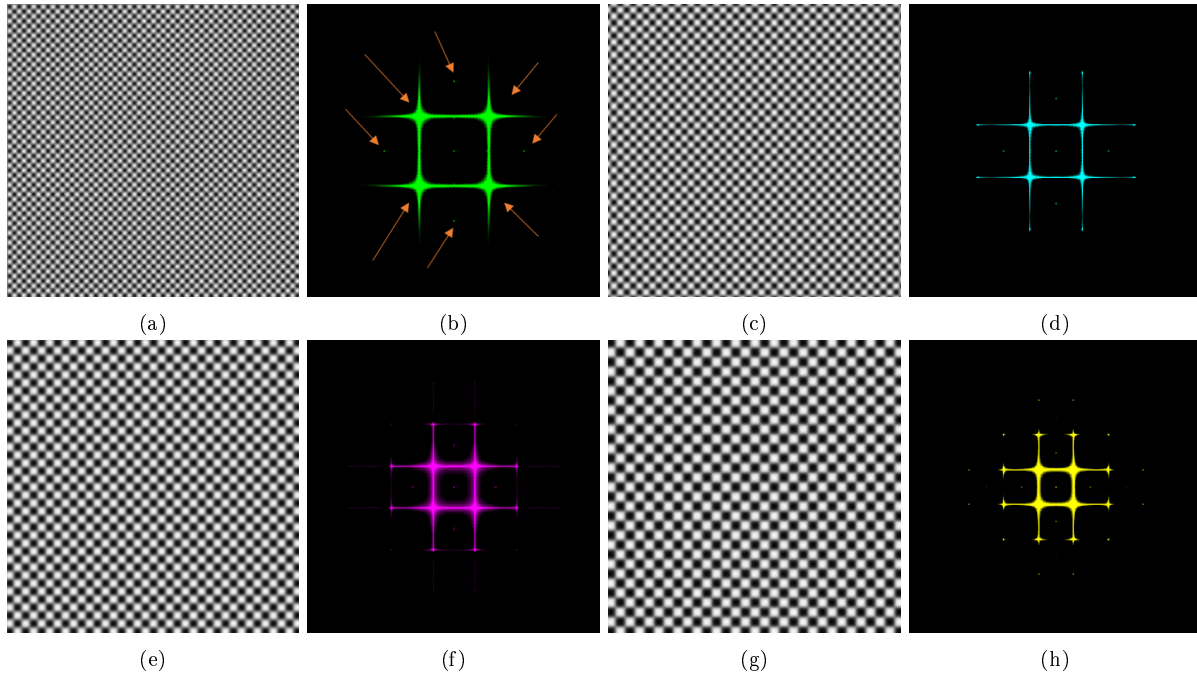


FIGURE 3.17 – Simulation d'interférogramme suivant une illumination polychromatique, un foyer de $5\ \mu\text{m}$, une résolution spatiale de $25\ \mu\text{m}$, un bruit de $1\ \%$ et une distance source-détecteur de $45\ \text{cm}$ et grandissement de 7 . Interférogrammes générés avec des grilles de taille de plot de (a) $6 \times 6\ \mu\text{m}^2$, (c) $8 \times 8\ \mu\text{m}^2$, (e) $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$ et (g) $12 \times 12\ \mu\text{m}^2$ avec respectivement leurs transformées de Fourier (c)(d)(f)(h).

La figure 3.18 présente une fusion des images fréquentielles présentées en figure 3.17(b)(d)(e)(g). Cela nous permet de montrer que, à grandissement données, plus la taille des plots de la grille de phase augmente plus la périodicité de l'interférogramme augmentera plus les bandes passantes des harmoniques diminueront, se rapprochant de l'harmonique centrale porteuse de contraste en atténuation. Ainsi cela peut avoir un impact sur l'extraction de la mesure de gradient de phase, comme discuté à la section 3.1.3.

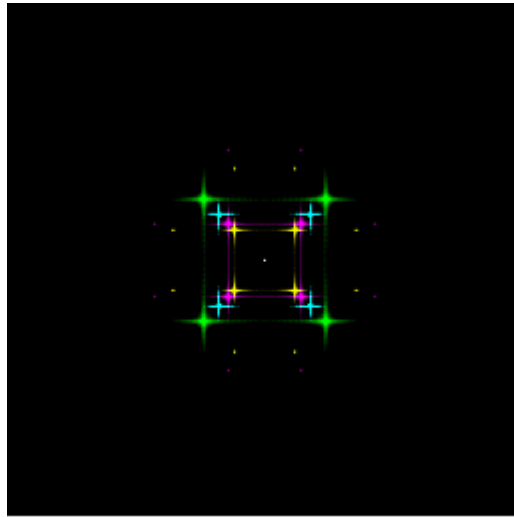


FIGURE 3.18 – Fusion des images fréquentielles présentées en figure 3.17(b)(d)(e)(g).

Ces études de simulations ont pu nous illustrer, dans nos conditions expérimentales de laboratoire, la génération de l'interférogramme en fonction de plusieurs paramètres tels que la distance de propagation, l'influence d'une source polychromatique divergente, le contraste des franges d'interférences, leurs

échantillonnages et la périodicité de l'interférogramme. Ainsi, au vu des résultats présentés, des grilles d'interférences ont été dimensionnées. Nous allons maintenant présenter les résultats expérimentaux que nous avons obtenus avec ces grilles. Nous reviendrons en détails dans le dernier chapitre sur le procédé de fabrication de ces réseaux de diffraction.

3.2.3 Interférogramme : résultats expérimentaux

Cinq grilles d'interférences ont été commandées à l'entreprise Microworks [159], basée en Allemagne. La figure 3.19 présente une photo de ces grilles avec un zoom sur une grille de taille de plot de $10\ \mu\text{m}$ fait à partir d'un microscope électronique à balayage. Elles sont constituées de plot d'or d'une épaisseur de $3,49 \pm 0,16\ \mu\text{m}$ induisant un déphasage π à $17\ \text{keV}$ déposé sur une membrane en polymère d'une épaisseur de $7\ \mu\text{m}$, induisant une absorption de seulement $2\ \%$ du signal. Les réseaux sont constitués de plots carrés répartis en damier de taille respective de $3 \times 3\ \mu\text{m}^2$, $6 \times 6\ \mu\text{m}^2$, $8 \times 8\ \mu\text{m}^2$, $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$ et $12 \times 12\ \mu\text{m}^2$. A nouveau, nous nous attarderons sur la fabrication de ces grilles au chapitre 5.

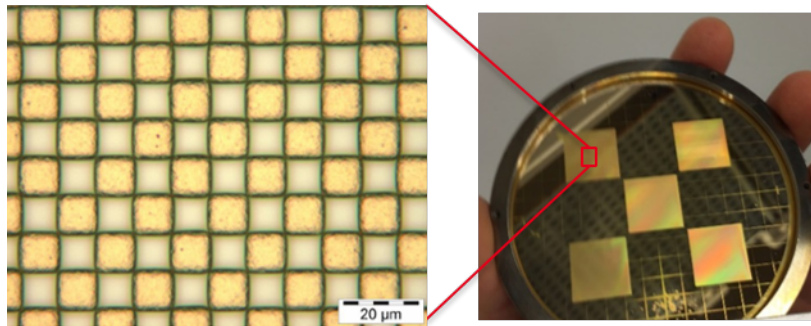


FIGURE 3.19 – Photographie des grilles d'interférences fabriquées à Microworks [159] avec un zoom sur une grille de taille de plot de $10\ \mu\text{m}$ fait à partir d'un microscope électronique à balayage.

Avant cela, un premier jeu de grilles, produit par G.Vincent et son équipe de l'ONERA en collaboration avec le laboratoire de photonique et de nanostructures du CNRS, nous a été prêté. Ces grilles composées aussi de plots d'or disposés en damier dont l'épaisseur varie suivant les grilles, allant de $2\ \mu\text{m}$ à $4\ \mu\text{m}$ d'or induisant un déphasage π à $10\ \text{keV}$ et $20\ \text{keV}$ respectivement. La surface des plots est de $3 \times 3\ \mu\text{m}^2$. Comme vu précédemment, il est très difficile d'obtenir un interférogramme de qualité avec ces dimensions. De plus, le réseau a été déposé sur un substrat en silicium de $300\ \mu\text{m}$. Cela peut entraîner une absorption du signal à hauteur de $36\ \%$, ce qui est non négligeable notamment en terme de bruit. En effet, rappelons qu'un tube à rayons X microfoyer possède un flux photonique inférieur en moyenne de 6 ordres de grandeur au flux d'une source synchrotron monochromatique. Cependant, ces essais ont, en plus des simulations, contribué au dimensionnement des grilles d'interférences que nous avons commandées.

Les figures 3.20, 3.21, 3.22, 3.23 et 3.24 présentent des images expérimentales des réseaux dimensionnés. Ces images ont été produites sur le tube micro-foyer Feinfocus à $40\ \text{kV}$ et $100\ \mu\text{A}$ et sur le détecteur Photonic Science, tous les deux présentés au chapitre 2. Le bruit a été estimé à $1,2\ \%$ en prenant l'écart-type d'une zone homogène d'intérêt. La distance source-détecteur est de $57\ \text{cm}$ pour un grandissement de $5,7$. Ces images expérimentales sont normalisées. Cela veut dire qu'une image sans échantillon ou grille a été acquise dans les mêmes conditions expérimentales (tension, courant, distance source-détecteur, temps de pose). On parle d'image de blanc. On retranche ensuite l'image acquise avec l'échantillon ou la grille par cette image de blanc. L'absorption de nos échantillons étant faible, la correction par une image de blanc est suffisante. En revanche, pour des échantillons plus absorbant, il est souvent utile de produire une correction avec plusieurs valeurs de blanc que l'on interpole. Ces valeurs de blanc sont produites en jouant sur les paramètres de la source. De plus, pour corriger le bruit électronique du détecteur, on effectue l'enregistrement d'une image dans les mêmes conditions de temps d'acquisition, mais sans émission de rayons X. On parle d'image de noir. On soustrait l'image acquise avec l'échantillon et l'image de blanc par cette image de noir.

Le choix de dimensionner une nouvelle grille de taille de plot de $3 \times 3\ \mu\text{m}^2$ a été fait pour voir si

les performances étaient améliorées par rapport aux grilles prêtées par l'ONERA. Au vu des résultats de simulation (figure 3.16), il été attendu que cette grille ne permettrait pas, dans nos configurations expérimentales, d'obtenir un interférogramme de qualité. La figure 3.20(a) présente l'image d'acquisition. On peut voir que l'on ne distingue pas de maxima et minima d'intensité organisés sous forme de petits points lumineux et sombres. Le procédé de fabrication de la grille induit une trame horizontale qui se répète de manière quasi régulière. La représentation fréquentielle de l'image acquise est présentée en figure 3.20(b). On y retrouve des harmoniques sur l'axe vertical, repérées par des flèches jaunes, issues du défaut de conception périodique de la grille. On retrouvera ces harmoniques pour les autres images expérimentales qui vont suivre. On remarque aussi 4 harmoniques transverses, repérées par des flèches rouges. Ce sont des répliques des harmoniques transverses, produit par la périodicité transverse des plots de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$. Ces répliques vont aussi se retrouver sur les prochaines images expérimentales mais ne sont pas exploitables car trop peu modulées par rapport aux harmoniques de premier ordre.

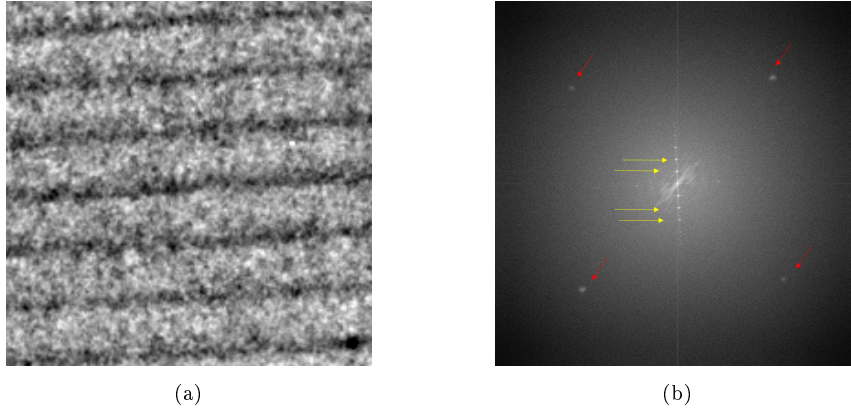


FIGURE 3.20 – Acquisition expérimentale pour une source polychromatique en tungstène, d'une tension maximale de 40 kV, 100 μA et d'une distance source-détecteur de 57 cm avec grandissement de 5,7. (a) Image produite avec une grille de diffraction de taille de plot de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ avec (b) le résultat de sa transformée de Fourier.

La figure 3.21(a) présente l'image d'acquisition pour la grille de taille de plot de $6 \times 6 \mu\text{m}^2$. Cette fois-ci on arrive à voir les franges d'interférences, régulièrement réparties. Un profil en est extrait, en figure 3.21(c) où l'on voit bien les oscillations d'une période de 12 μm . Le contraste des franges est de 4 %. La transformée de Fourier de l'interférogramme fait apparaître les harmoniques dont nous avons expliqué précédemment l'origine, de manière formelle. La modulation de ces 8 harmoniques utiles (dont une est repérée par une flèche verte) se distingue bien, comme on peut le voir sur le profil tracé en figure 3.21(c). Le rapport signal sur bruit, que nous noterons

$$\text{RSB} = 10 \log \left(\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}} \right) \quad (3.22)$$

est estimé à $\text{RSB} = 10,96 \text{ dB}$. Enfin, on a encore 4 harmoniques transverses, dont une est repérée par une flèche rouge.

On retrouve, dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment, des images acquises avec des grilles de taille de plots respectifs de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$, figure 3.22(a), $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ figure 3.23(a) et $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ figure 3.24(a). Les franges d'interférences sont de plus en plus visibles avec l'augmentation de la taille de plot, ce qui va dans le sens de nos études de simulation. Pour chaque interférogramme, un profil est à nouveau extrait (figures 3.22(c), 3.23(c) et 3.24(c)) dont la période est reliée au pas de la grille, en prenant en compte le grandissement. Le contraste de chaque interférogramme est respectivement estimé à 10 %, 20 % et 24 %. Comme constaté durant les simulations, pour nos conditions, le contraste des franges augmente avec l'augmentation de la période des grilles, dû à un meilleur échantillonnage. Mais la conséquence fréquentielle est bien-sûr aussi visible sur les images expérimentales présentées en figures 3.22(b), 3.23(b) et 3.24(b). En effet, au fur et à mesure de l'augmentation de la période de la grille de phase, les harmoniques utiles se resserrent de plus en plus vers l'harmonique centrale, diminuant leurs bandes passantes, comme sur l'étude de simulation, figure 3.18. De plus, un meilleur échantillonnage spatial de l'interférogramme

amène de plus en plus de modulation de répliques, que l'on voit particulièrement bien en figure 3.24(b) avec 16 harmoniques secondaires présentes en plus des 8 harmoniques principales. L'amélioration de l'échantillonnage amène aussi une meilleure description de la rupture de périodicité de l'interférogramme, due à la taille finie de l'image. La conséquence de cela est la présence de composantes continues, repérées en exemple, par des flèches blanches à la figure 3.22(b). Le signal sur bruit des harmoniques utiles s'améliore aussi comme on peut le voir sur les profils extraits présentés en figures 3.22(d), 3.23(d) et 3.24(d). On a respectivement estimé les ratios de signal sur bruit (équation (3.22)) comme égale à $\text{RSB} = 11,61 \text{ dB}$, $\text{RSB} = 12,36 \text{ dB}$ et $\text{RSB} = 12,92 \text{ dB}$.

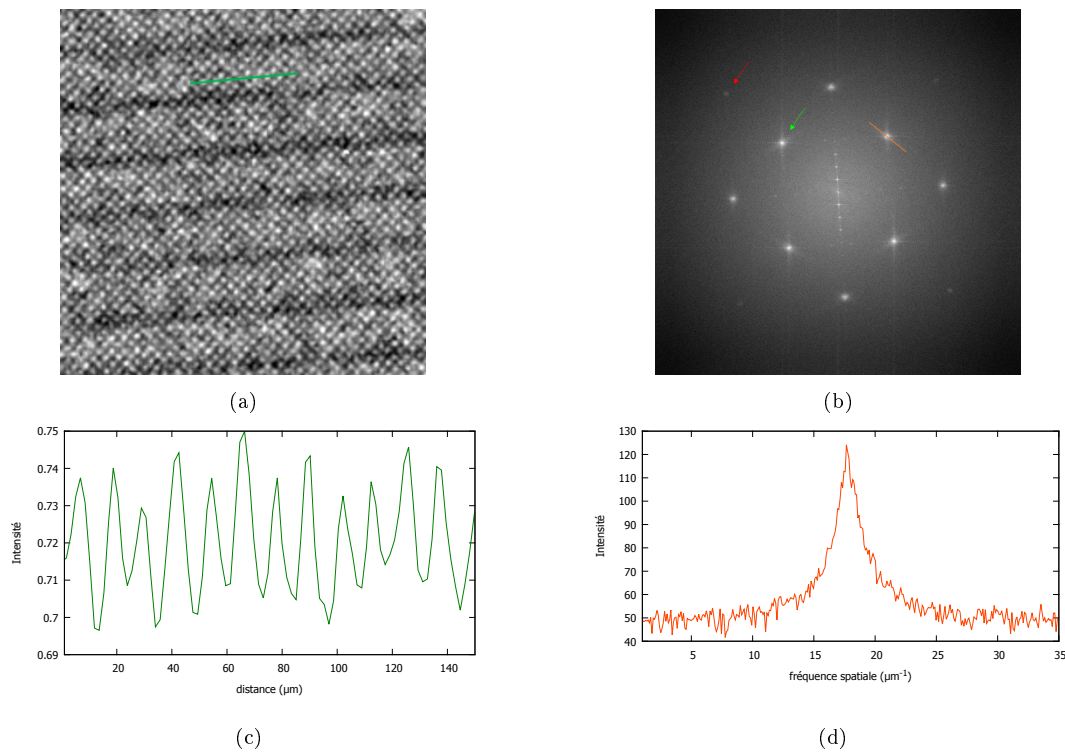


FIGURE 3.21 – (a) Interférogramme produit avec une grille de diffraction de taille de plot de $6 \times 6 \mu\text{m}^2$ avec (c) un profil extrait. (b) Représentation fréquentielle de (a) avec (d) profil extrait d'une harmonique. Mêmes conditions expérimentales qu'en figure 3.20

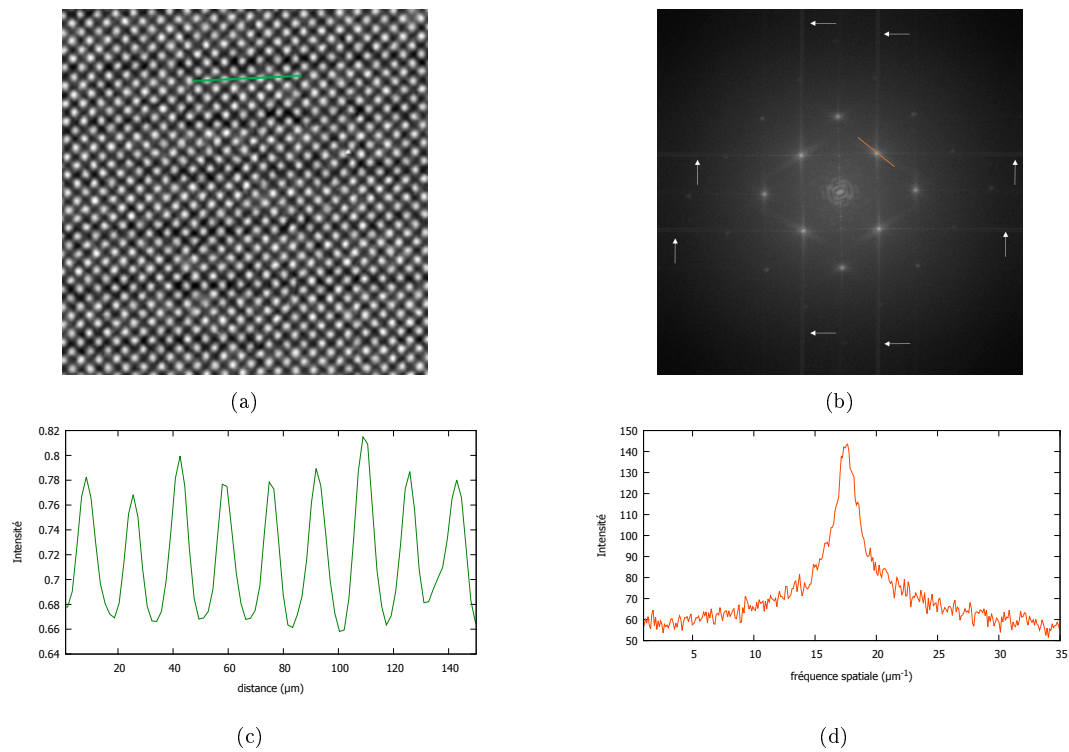


FIGURE 3.22 – (a) Interférogramme produit avec une grille de diffraction de taille de plot de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$ avec (c) un profil extrait. (b) Représentation fréquentielle de (a) avec (d) profil extrait d’une harmonique. Mêmes conditions expérimentales qu’en figure 3.20

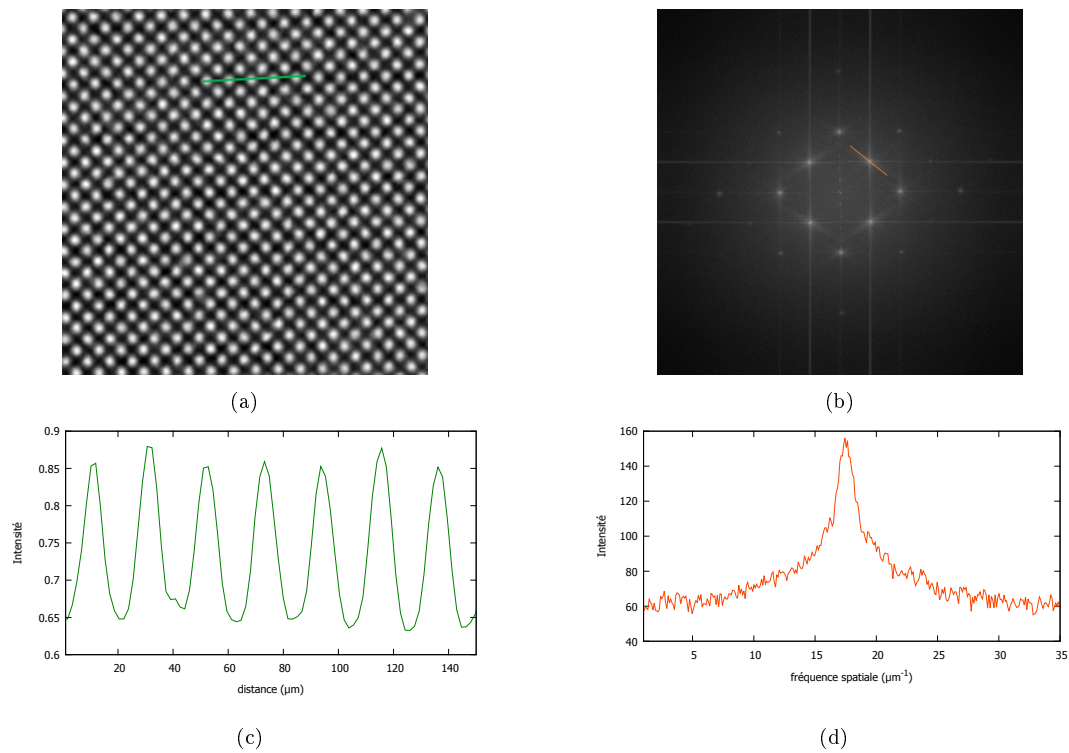


FIGURE 3.23 – (a) Interférogramme produit avec une grille de diffraction de taille de plot de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ avec (c) un profil extrait. (b) Représentation fréquentielle de (a) avec (d) profil extrait d’une harmonique. Mêmes conditions expérimentales qu’en figure 3.20

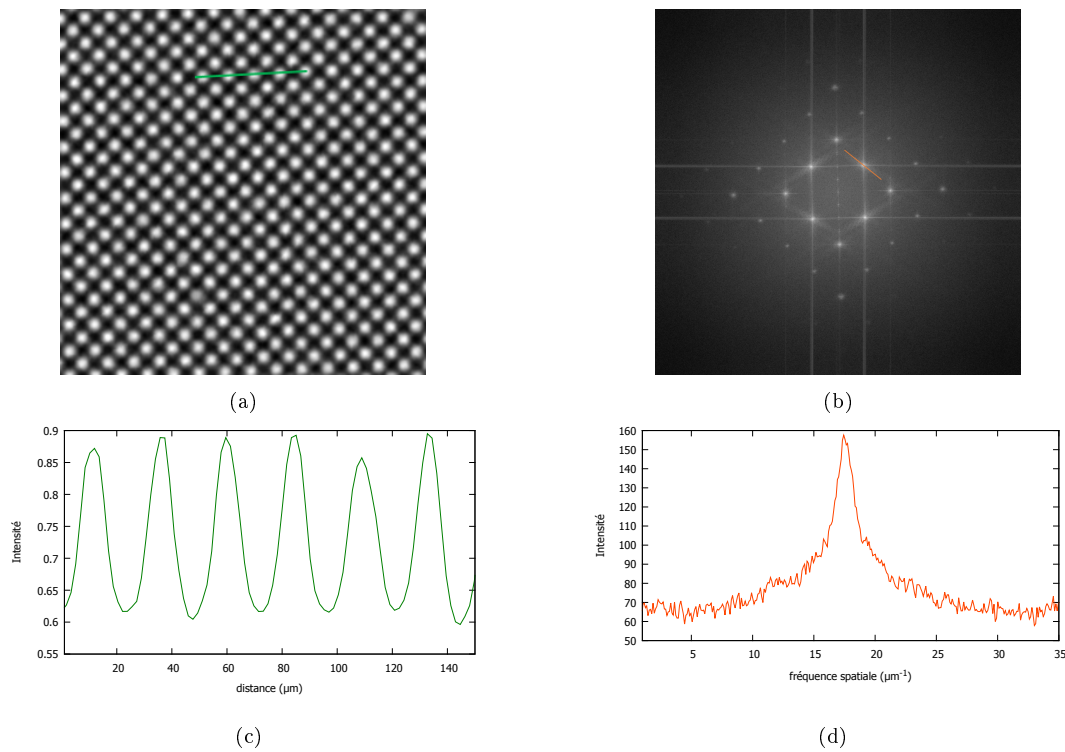


FIGURE 3.24 – (a) Interférogramme produit avec une grille de diffraction de taille de plot de $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ avec (c) un profil extrait. (b) Représentation fréquentielle de (a) avec (d) profil extrait d’une harmonique. Mêmes conditions expérimentales qu’en figure 3.20

Ces résultats expérimentaux d’interférogrammes produits sur source X de laboratoire sont très importants. En effet, nous possédons maintenant un outil nous permettant de produire une mesure de gradient de phase. Le choix de la grille devra être fait en fonction de l’objet que l’on souhaite étudier. En effet, plus la résolution spatiale des franges sera grande plus on pourra mesurer des faibles variations de phase. Il faudra que ce choix soit cependant en cohérence avec les paramètres expérimentaux : la taille du foyer, le spectre de la source, la réponse du détecteur et le positionnement de la grille.

Après l’obtention de notre interférogramme, on peut maintenant l’utiliser pour produire une mesure du gradient de phase puis extraire l’information de phase. Dans les deux prochaines sections nous allons décrire les différentes étapes que nous avons mis en œuvre numériquement, permettant d’obtenir l’image de gradient de phase et l’image de phase.

3.3 Extraction de l’image différentielle de phase

Afin d’illustrer les différentes étapes, nous nous appuyerons sur notre outil de simulation, présenté au chapitre 2, pour simuler une acquisition de sphères en PMMA. Nous allons utiliser dans un premier temps ces images simulées afin de nous placer dans un cas idéal pour que chaque étape soit bien décrite. La figure 3.25 montre la configuration de simulation prise.

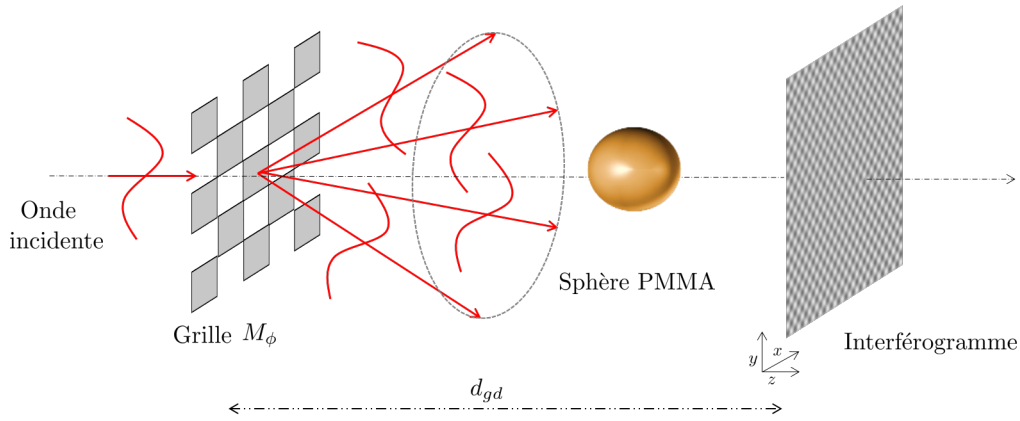


FIGURE 3.25 – Configuration de simulation d’acquisition produite pour illustrer les étapes de mesure de gradient de phase et d’extraction de phase. Onde incidente monochromatique 10 keV, distance source-grille 10 cm, grille-objet 1 cm, objet-plan d’échantillonnage 39 cm, grille de taille de plot de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$, sphère en PMMA de rayon de $350 \mu\text{m}$, taille de pixel du plan d’échantillonnage $1 \times 1 \mu\text{m}^2$.

3.3.1 Mise en œuvre

On commence tout d’abord par faire une acquisition de notre interférogramme sans échantillon puis avec. On obtient ainsi deux images de taille $[p_{max}, q_{max}]$ que nous appellerons respectivement $I_r[p, q]$ et $I_s[p, q]$ dont les intensités varient selon les coordonnées de pixels $[p, q]$. On enregistre un interférogramme sans échantillon car la mesure produite à partir de $I_s[p, q]$ du gradient de phase $\nabla\phi_{mes}$ sera la somme de variations de phase induites par l’échantillon, $\nabla\phi_{ech}$ et par les différentes aberrations $\nabla\phi_{abe}$ présentes sur le trajet optique tel que $\nabla\phi_{mes} = \nabla\phi_{ech} + \nabla\phi_{abe}$. En enregistrant une image $I_r[p, q]$ on pourra prendre en compte la contribution de $\nabla\phi_{abe}$. La figure 3.26 présente un exemple de ces deux images $I_r[p, q]$ et $I_s[p, q]$.

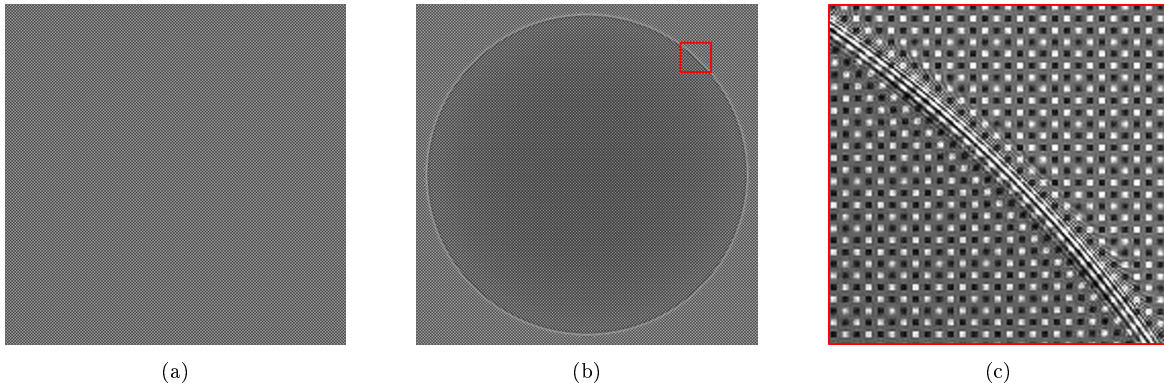


FIGURE 3.26 – (a) Interferogramme simulé de taille $[p_{max}, q_{max}]$ sans échantillon $I_r[p, q]$. (b) Interferogramme simulé de taille $[p_{max}, q_{max}]$ avec échantillon $I_s[p, q]$. (c) Zoom sur une zone d’intérêt délimité en rouge sur l’image (b).

De plus, comme indiqué en description théorique, section 3.1.3, il faut que la condition $\frac{2}{aG} \leq 2f_{ech}$ soit respectée où f_{ech} est la fréquence d’échantillonnage.

On effectue ensuite une transformée de Fourier \mathcal{F} sur les deux images présentées en figure 3.26 telle que $\tilde{I}_r[p, q] = \mathcal{F}\{I_r\}$ et $\tilde{I}_s[p, q] = \mathcal{F}\{I_s\}$. Tout comme dans le chapitre 2 on utilise la librairie FFTW [120]. n harmoniques sont ainsi produites, notées respectivement H_n^r et H_n^s . On fait ensuite une sélection, par image, de deux harmoniques $H_{1,2}^r$ et $H_{1,2}^s$, représentant deux directions spatiales orthogonales. A titre d’illustration, la figure 3.27(a) est la représentation fréquentielle de l’image donnée en figure 3.26(b). La sélection de ces deux harmoniques est illustrée en vert et jaune. La taille de $\Omega[p_\Omega, q_\Omega]$ doit être impaire, répondant à la relation $\Omega \leq \frac{1}{aG}$, vue à la section 3.1.3, et centrée sur l’harmonique. Les harmoniques

sélectionnées, notées $H_{1,2}^r[p_\Omega, q_\Omega]$ et $H_{1,2}^s[p_\Omega, q_\Omega]$, peuvent être interpolées respectivement avec une matrice $Z[p, q] = 0$ de taille $[p_{max}, q_{max}]$, afin d'avoir une image de gradient de même taille que l'image l'acquise. $H_{1,2}^r[p_\Omega, q_\Omega]$ et $H_{1,2}^s[p_\Omega, q_\Omega]$ doivent être aussi centrées sur les fréquences zéros. On aura ainsi 4 images $\tilde{G}_{1,2}^r$ et $\tilde{G}_{1,2}^s$. Pour éviter les discontinuités induites par la sélection $\Omega[p_\Omega, q_\Omega]$, on peut apodiser la bande passante de l'harmonique de telle sorte que, au bord de la sélection, la valeur soit à zéro. La figure 3.27(b) présente l'image \tilde{G}_2^s issue d'une harmonique sélectionnée $H_2^s[p_\Omega, q_\Omega]$ interpolée avec une matrice $Z[p, q]$ nulle de taille $[p_{max}, q_{max}]$ le tout apodisé par le terme Θ_a tel que :

$$\Theta_a = \exp \left\{ -\alpha_a \left[\left(p - \frac{p_{max}}{2} \right)^2 + \left(q - \frac{q_{max}}{2} \right)^2 \right] \right\} \quad (3.23)$$

avec α_a un paramètre. La figure 3.28 présente deux profils d'intensité mis sous forme logarithmique, un profil rouge illustrant l'effet de l'apodisation sur l'image présente en figure 3.27(b) et un profil bleu, produit dans les mêmes conditions mais sans apodisation. Le profil bleu met notamment bien en relief l'effet de discontinuité qu'il peut y avoir sans apodiser.

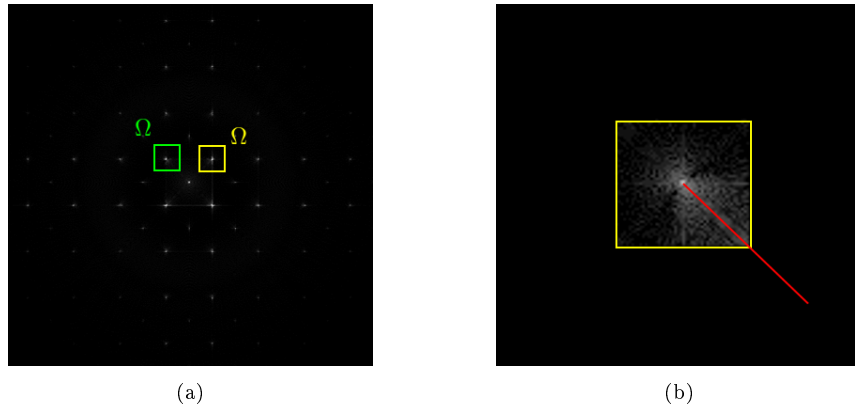


FIGURE 3.27 – (a) Représentation fréquentielle de l'image présentée en figure 3.26(b) avec deux sélections Ω de deux harmoniques représentant deux directions spatiales orthogonales. (b) Interpolation d'une des sélection Ω avec une image nulle de taille $[p_{max}, q_{max}]$ et centrage fréquentiel.

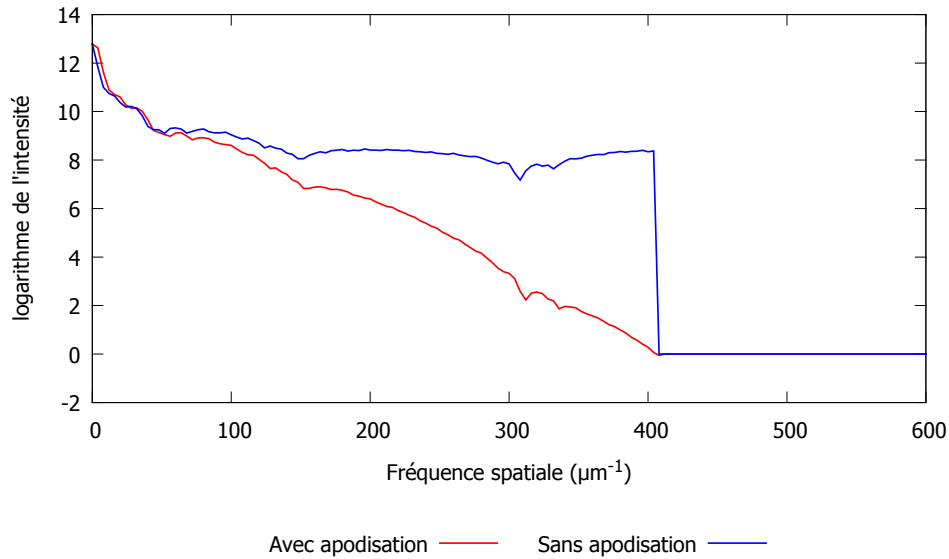


FIGURE 3.28 – Profil rouge, extrait de l'image présentée en figure 3.27(b), résultant d'une apodisation Θ_p . Profil bleu, produit dans les même condition mais sans apodisation.

On effectue ensuite une transformée inverse sur nos quatre images tel que $G_{1,2}^r = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{G}_{1,2}^r\}$ et

$G_{1,2}^s = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{G}_{1,2}^s\}$. On procède ensuite à la correction de l'aberration donnée par le produit de l'image échantillon par le conjugué de l'image référence, pour un gradient donné. En se référant à l'équation (3.13) et en reprenant la convention prise en figure 3.4, l'affichage des deux gradients $-\partial_{\frac{(x-y)}{\sqrt{2}}}\phi$ et $\partial_{\frac{(x+y)}{\sqrt{2}}}\phi$ dans ce cas là, est donné par :

$$-\partial_{\frac{(x-y)}{\sqrt{2}}}\phi = \frac{1}{2\pi} \frac{a}{d_{gd}} \arg [(G_1^s)(G_1^r)^*] \quad (3.24a)$$

$$\partial_{\frac{(x+y)}{\sqrt{2}}}\phi = \frac{1}{2\pi} \frac{a}{d_{gd}} \arg [(G_2^s)(G_2^r)^*] \quad (3.24b)$$

correspondant respectivement aux images présentées en figure 3.29(a-b).

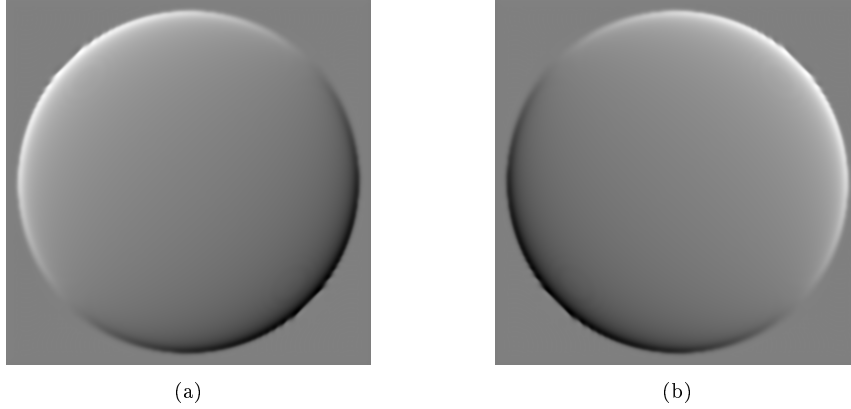


FIGURE 3.29 – Images de gradient de phase de la sphère en PMMA produites à partir de simulations d'acquisition. (a) $-\partial_{yx}\phi$ et (b) $\partial_{xy}\phi$

L'algorithme 3.1 résume le procédé décrit permettant de faire une mesure différentielle de la phase.

Algorithme 3.1 : Algorithme de mesure différentielle de phase

Charge image référence : $I_r[p, q]$
 Charge image échantillon : $I_s[p, q]$
 $\tilde{I}_r[p, q] = \mathcal{F}\{I_r\}$
 $\tilde{I}_s[p, q] = \mathcal{F}\{I_s\}$
 Repérage harmoniques références $H_n^r \in [\tilde{I}_r]$
 Repérage harmoniques échantillons $H_n^s \in [\tilde{I}_s]$
 Taille $\Omega \leq \frac{1}{aG}$
 Selection de deux harmoniques références $H_{1,2}^r \in \Omega[p_\Omega, q_\Omega]$
 Selection de deux harmoniques échantillon $H_{1,2}^s \in \Omega[p_\Omega, q_\Omega]$
 $\tilde{G}_{1,2}^r$: Interpolation et centrage de $H_{1,2}^r[p_\Omega, q_\Omega]$ avec matrice $Z[p, q] = 0$
 $\tilde{G}_{1,2}^s$: Interpolation et centrage de $H_{1,2}^s[p_\Omega, q_\Omega]$ avec matrice $Z[p, q] = 0$
 Apodisation Θ_a avec $\tilde{G}_{1,2}^r$
 Apodisation Θ_a avec $\tilde{G}_{1,2}^s$
 $G_{1,2}^r = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{G}_{1,2}^r\}$
 $G_{1,2}^s = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{G}_{1,2}^s\}$
 Correction aberration optique $G^x = (G_1^s) \times (G_1^r)^*$
 Correction aberration optique $G^y = (G_2^s) \times (G_2^r)^*$
 Affichage $\partial_x\phi = \frac{1}{2\pi} \frac{a}{d_{gd}} \arg(G^x)$
 Affichage $\partial_y\phi = \frac{1}{2\pi} \frac{a}{d_{gd}} \arg(G^y)$

3.3.2 Étude par simulation

Dans cette partie, nous allons présenter deux études par simulation portant sur la variation de la taille de la sélection Ω autour d'une harmonique considérée, puis sur la variation de la taille des plots constituant la grille de phase.

Taille de Ω et image différentielle de phase

Pour ce cas d'étude on a considéré une source monochromatique de 10 keV, une propagation $d_{gd} = 40$ cm, avec 1 cm séparant la grille de l'échantillon. Le grandissement de la grille étant de $G = 5$. Le plan d'échantillonnage a une taille de pixel de 1 μm . La figure 3.30(a) présente différentes tailles de sélection Ω autour d'une harmonique. Les tailles de ces sélections varient de 155×155 pixels de côté, représenté en rouge, à 15×15 pixels de côté, représenté en vert. Les figures 3.30(b-c) nous montrent les deux gradients mesurés pour les deux cas extrêmes de taille Ω choisis. Afin d'utiliser l'équation 3.15 telle que présentée, nous avons appliqué une rotation aux harmoniques avant d'appliquer la transformée de Fourier inverse, ce qui fait que la variation est selon l'axe horizontal (figure 3.30(a-b)).

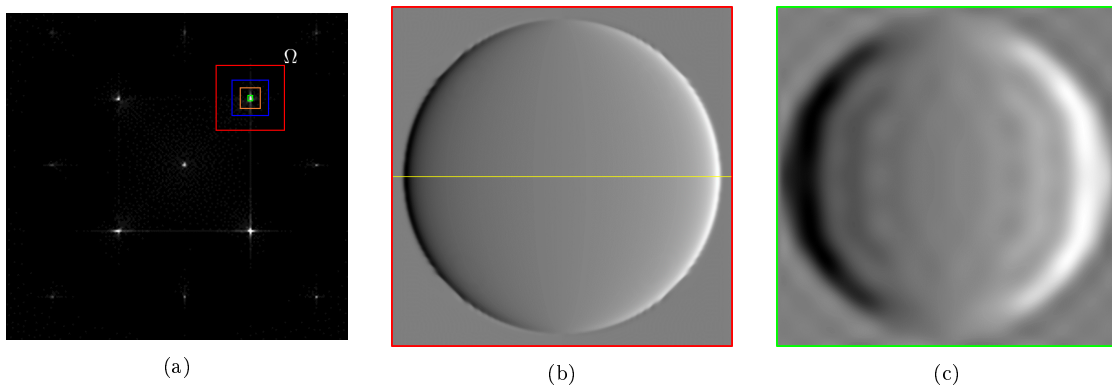


FIGURE 3.30 – (a) Variation de la taille de la sélection Ω autour d'une harmonique. (b) Exemple de gradient mesuré $\partial_x \phi$ selon une taille Ω représenté en rouge en (a). (c) Exemple de gradient mesuré $\partial_x \phi$ selon une taille Ω représenté en vert en (a).

Un profil transverse (comme illustré en figure 3.30(b) par le trait jaune) des gradients obtenus pour chaque taille de sélection Ω est extrait. La figure 3.31 présente ces profils pour des tailles de Ω de 15×15 , 55×55 , 105×105 et 155×155 pixels. La taille maximale prise à 155×155 pixels, symbolisée en rouge, représente la condition $\Omega = \frac{1}{aG}$ donnant la limite de la bande passante de l'harmonique considérée, comme expliqué en section 3.1.3. On remarque sur la figure 3.31 qu'en prenant 68 % de la bande passante (tracé bleu représentant $\Omega = 105 \times 105$ pixels) aucun artéfact n'apparaît sur la mesure du gradient. En revanche, à 35 % de la bande passante (tracé orange représentant $\Omega = 55 \times 55$ pixels) des artéfacts commencent à apparaître et sont encore plus présents à 10 % de la bande passante (tracé vert représentant $\Omega = 15 \times 15$ pixels), et dont l'image de gradient est présentée en figure 3.30(c).

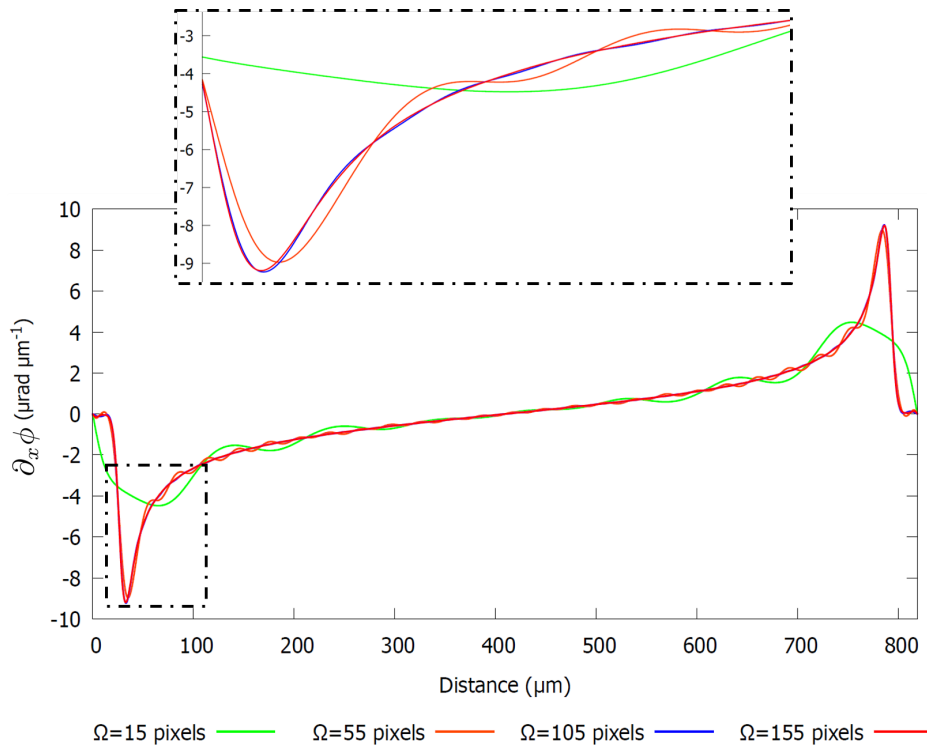


FIGURE 3.31 – Profils issus de mesures de gradients pour différentes tailles de sélection Ω . Les profils sont extraits selon l'axe horizontal, représentés en exemple, par une droite jaune à la figure 3.30(b).

Période du réseau de diffraction et image différentielle de phase

Pour ce cas d'étude, on considère une source monochromatique de 17 keV, une propagation $d_{gd} = 20$ cm, avec 1 cm séparant la grille de l'échantillon. Le grandissement de la grille étant de $G = 3$. Le plan d'échantillonnage a une taille de pixel de $1 \mu\text{m}$. La figure 3.32 présente des mesures de gradient produites à partir des acquisitions simulées, suivant différentes tailles de plot constituant la grille de diffraction, respectivement 3×3 , 8×8 et $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ pour les figures 3.32(a-c). On constate tout d'abord, sur la figure 3.32 que plus l'échantillonnage en franges (relié à la taille des plots de la grille) est faible, plus les variations de phase seront moins bien mesurées, surtout au bord de l'objet où la phase varie de manière beaucoup plus importante du fait du changement d'indice optique. Pour chaque cas simulé, un profil est extrait, comme illustré en figure 3.32(a) par le tracé jaune. Ces profils sont présentés en figure 3.33. On peut y voir que la variation globale de la phase est bien mesurée pour tous les cas sauf pour le cas où les plots présentent une taille de $12 \times 12 \mu\text{m}^2$. Ces artefacts présent au centre de la sphère et que l'on voit apparaître à la figure 3.32(c), peuvent être atténués en ajustant le paramètre α_p de l'apodisation Θ_p , équation (3.23). Cependant, la description du gradient au bord de la sphère reste problématique. On voit qu'en diminuant la taille des plots, on augmente l'échantillonnage des franges ce qui nous permet de mieux décrire cette frontière entre l'extérieur et l'intérieur de la sphère. On voit cela particulièrement pour les grilles de taille de plot de 3×3 et $6 \times 6 \mu\text{m}^2$. Des artefacts commencent à être produit aux bords, notamment pour les grilles de 8×8 et $10 \times 10 \mu\text{m}^2$.

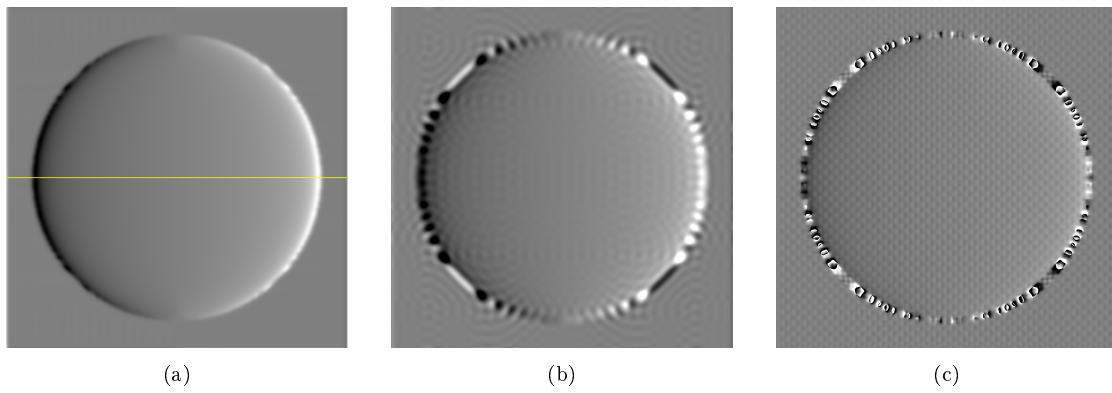


FIGURE 3.32 – Profils issues de mesures de gradient pour des grilles de diffractions présentant des tailles de plots différentes. (a) Cas de grille présentant des plots de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$. (b) Cas de grille présentant des plots de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$. (c) Cas de grille présentant des plots de $12 \times 12 \mu\text{m}^2$.

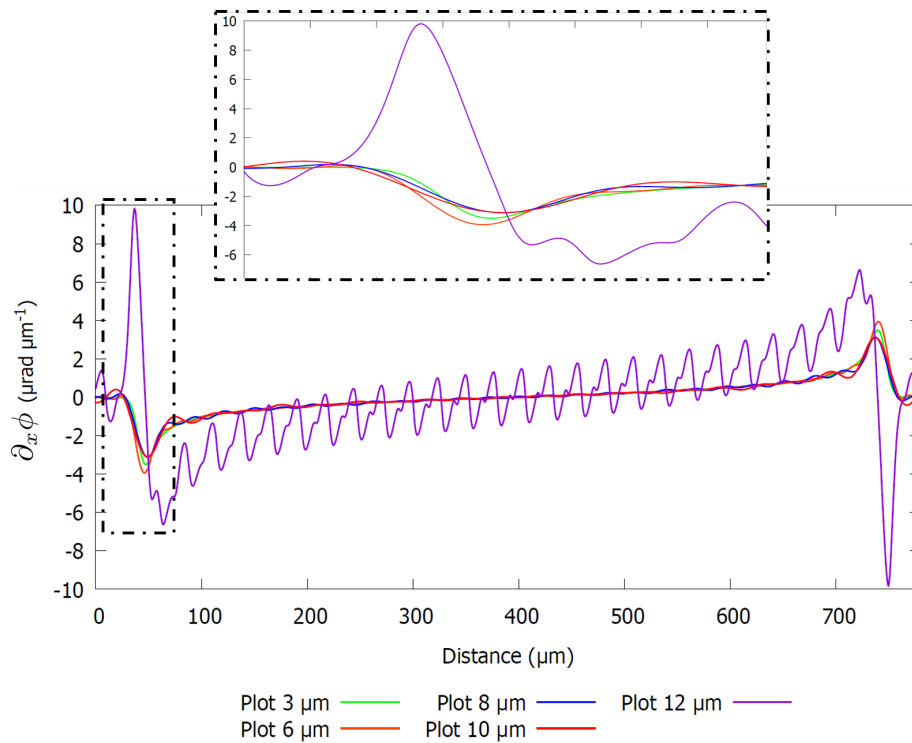


FIGURE 3.33 – Exemple de gradients mesurés $\partial_x \phi$ avec des grilles de diffractions présentant des tailles de plots différentes. Les profils sont extraits selon l'axe horizontale, représentés en exemple, par une droite jaune à la figures 3.32(a).

Conclusion

Nous avons présenté l'influence de différents paramètres sur la mesure du gradient de phase. Ce que l'on retient c'est que si la variation de phase est faible, comme par exemple dans les cas de simulations présentées $\partial_x \phi \pm 2 \mu\text{rad} \mu\text{m}^{-1}$, cette variation peut être correctement décrite même si l'ajustement des paramètres tels que la taille de la bande passante ou l'échantillonnage en franges d'interférences, est grossière. En revanche, si la variation est plus localisée ou plus importante, un ajustement fin de ces paramètres doit être fait. L'utilisation de l'outil de simulation avec une prise en compte des conditions réelles d'acquisition peut aider à cet ajustement.

3.4 Extraction de l'image en contraste de phase

Maintenant que les images de gradients ont été obtenues, on peut les utiliser pour remonter au signal de phase. Nous allons pour cela travailler dans l'espace réciproque *via* la transformée de Fourier de la dérivée, équation (3.15). Nous allons présenter la mise en œuvre qui a été faite, en nous appuyant sur des données simulées dans des conditions idéales afin de bien illustrer chaque étape.

3.4.1 Mise en œuvre

La figure 3.34 présente les deux images de gradients de phase, orthogonaux entre eux et issus de données simulées, d'une sphère en PMMA de diamètre de 725 μm illuminée par une onde incidente monochromatique de 17 keV. La distance source-grille est de 10 cm, grille-objet de 1 cm et objet-plan d'échantillonnage de 19 cm. La grille possède une taille de plot de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ et la taille de pixel du plan d'échantillonnage est de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$.

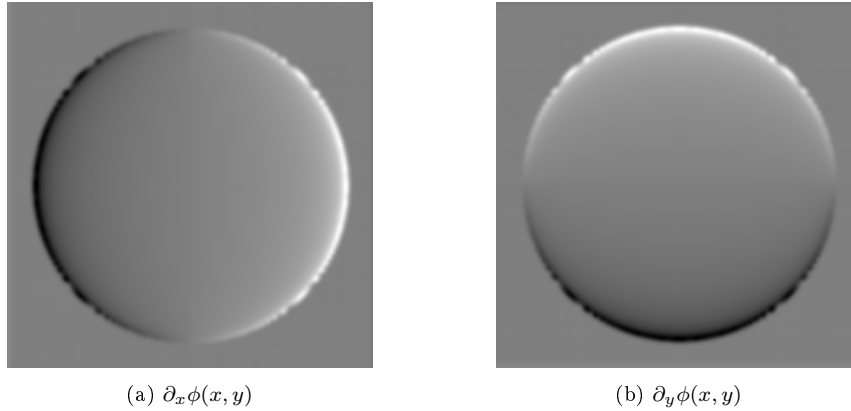


FIGURE 3.34 – Image de gradient de phase d'une bille en PMMA obtenue à partir de données simulées. (a) gradient selon x . (b) gradient selon y .

A partir de ces gradients, $\partial_x \phi$ et $\partial_y \phi$ on va pouvoir utiliser l'approche par transformée de Fourier des dérivées, que l'on rappelle ici :

$$\phi(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F} \{ \partial_x \phi + i \partial_y \phi \} (f, g)}{2i\pi(f + ig)} \right\} (x, y) \quad (3.25)$$

Cela va nous donner l'image en contraste de phase $\phi(x, y)$, présentée en figure 3.35(a) où la sphère en contraste de phase semble bien définie. On peut néanmoins utiliser l'outil de simulation présenté au chapitre 2, afin de calculer l'image de phase théorique et voir l'influence de notre extraction de phase. Pour cela, on se place bien sûr dans les mêmes conditions de simulation (disposition, énergie, échantillonnage). L'outil de simulation va alors calculer la variation de phase à partir des équations (2.2) et (2.5), exprimées au chapitre 2 et que l'on rappelle ici :

$$\phi_{theo}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int (1 - \delta(x, y)) dz = \frac{2\pi}{\lambda} \int \left(1 - \frac{r_e \lambda^2 \rho N_A}{2\pi} \sum_j q_{m_j} \frac{Z_j}{A_j} \right) dz \quad (3.26)$$

La figure 3.35(b) présente l'image de phase théorique de la sphère en PMMA. A 17 keV pour une épaisseur maximale traversée de 725 μm on a $\phi_{theo}(x, y) = 3.80$ rad. Le but maintenant est de comparer des profils extraits des deux images présentées en figure 3.35(a-b). Compte tenu des opérations appliquées pour extraire l'image de phase (DFT, apodisation et interpolation), l'obtention d'une valeur de phase extraite égale à la phase théorique, au modulo 2π près, n'a pas été trouvée. Néanmoins ce seul critère n'est pas révélateur de la robustesse de l'algorithme d'extraction. On s'attachera surtout à regarder la forme des profils. On choisit alors de recalibrer la valeur maximale de la phase extraite sur celle théorique et de présenter, en figure 3.35(c), trois profils extraits. On remarque que la description théorique de la phase, représentée

par le profil rouge, est bien en accord avec l'extraction appliquée que ce soit pour le profil horizontal ou le profil diagonal de l'image de phase extraite, représentés respectivement par les courbes bleue et verte. Néanmoins, en regardant le bord de la sphère extraite, figure 3.35(d), on voit que l'extraction de l'image de phase est moins en accord avec la théorie.

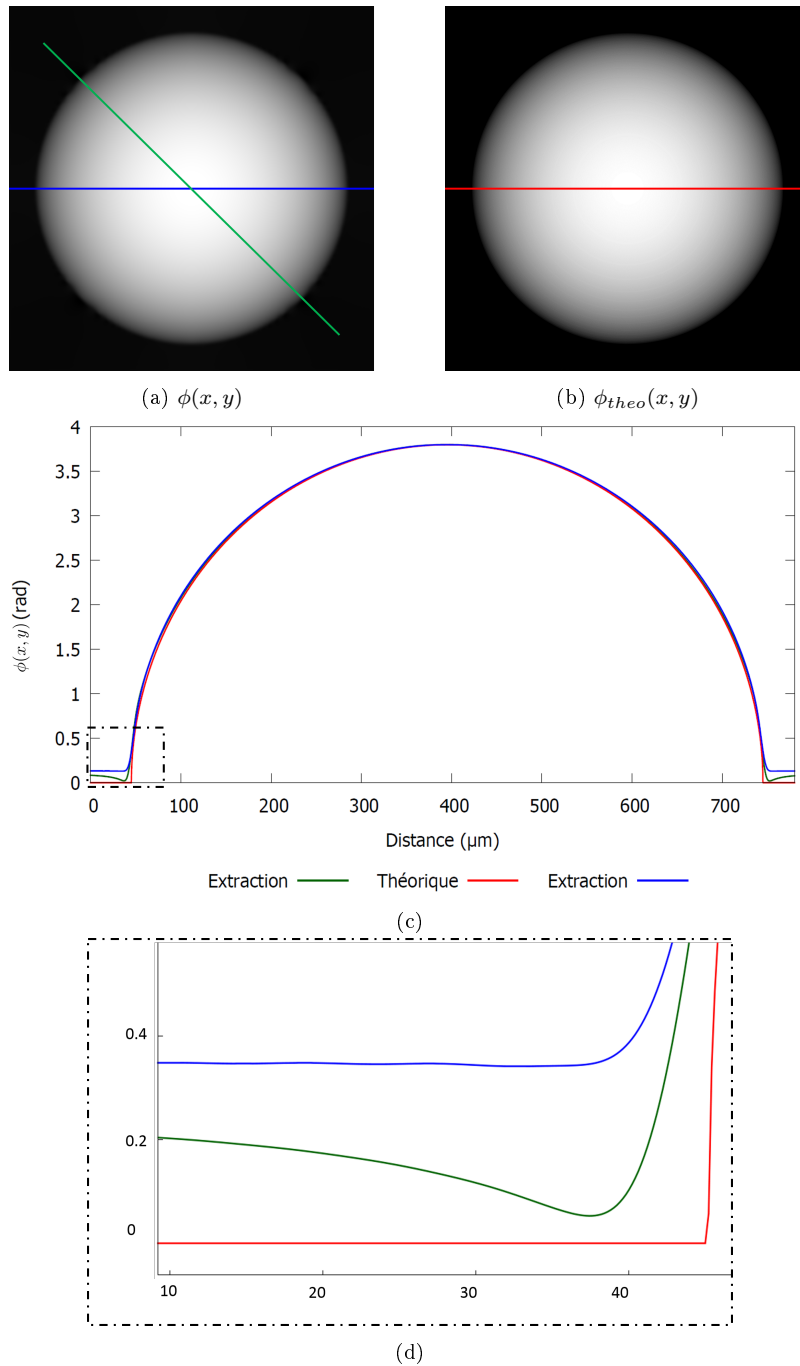


FIGURE 3.35 – (a) Image de phase $\phi(x, y)$ d'une sphère en PMMA extraite à partir de données simulées. (b) Image de phase théorique $\phi_{theo}(x, y)$ de la même sphère en PMMA, obtenue à partir de l'outil de simulation développé. (c) Profils des images de phase (a-b). (d) Zoom des profils des images de phase (a-b).

On observe plusieurs choses : un ré-haussement des niveaux en dehors de l'échantillon numérique et une sphère de phase extraite semblant être légèrement plus large que ne l'indique la valeur théorique. Ces petits artefacts peuvent s'expliquer par le fait qu'on applique une apodisation, donnée en équation (3.23),

sur les harmoniques extraites, amenant un flou sur l'image de phase produite. On observe aussi un creusement sur la courbe verte qui est dû à un échantillonnage insuffisant dans cette zone de l'image, que l'on retrouve d'ailleurs sur les images de gradients de phase, figure (3.34).

Une sphère centrée parfaitement sur l'image n'est pas une configuration réaliste. En effet, dans une configuration expérimentale, l'objet est souvent tronqué. Ceci peut entraîner des artefacts dans la procédure d'extraction de la phase, surtout si ceci est fait *via* un traitement dans l'espace réciproque. En effet, comme introduit à la section 3.1.3, la discrétisation de la transformée de Fourier peut amener des artefacts connus sous le nom de phénomènes de Gibbs [146]. Nous allons utiliser deux sphères en PMMA de 725 μm de diamètre, tronquées et non centrées sur l'image. La figure 3.36 présente les deux gradients de phase de ces sphères, issus de données simulées. L'énergie utilisée est de 17 keV, les distances source-sphères, sphères-grille et grille-détecteur sont, respectivement de 11 cm, 1 cm et 19 cm.

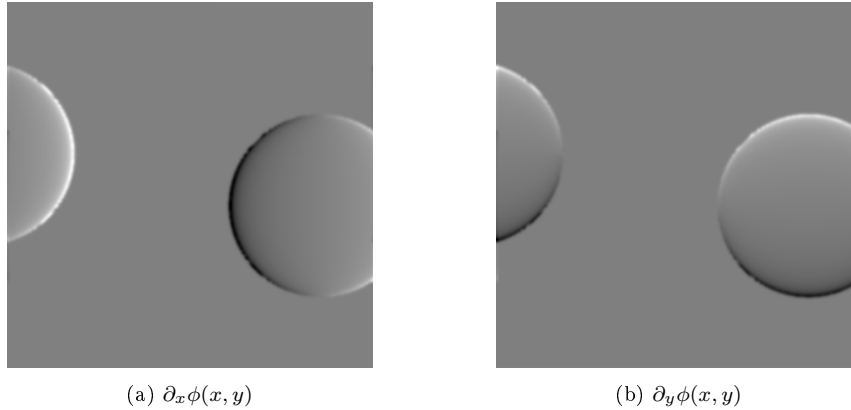


FIGURE 3.36 – Image de gradient de phase de deux billes en PMMA tronquées et décentrées obtenue à partir de données simulées. (a) gradient selon x . (b) gradient selon y .

Comme précédemment, nous allons utiliser ces images différentielles de phase pour extraire l'image de phase en appliquant l'équation (3.25). La figure 3.37 présente cette image. On remarque de forts artefacts sur l'image de phase extraite dus aux phénomènes de Gibbs, introduits précédemment.

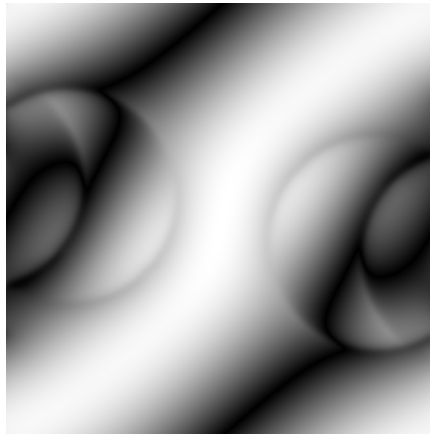


FIGURE 3.37 – Image de phase $\phi(x, y)$ des deux sphères en PMMA décentrées et tronquées. Présence de forts artefacts dus aux phénomènes de Gibbs.

Pour atténuer les artefacts reliés aux troncatures, nous avons utilisé un algorithme d'intégration antisymétrique des dérivées, que l'on retrouve en anglais sous la dénomination de *AntiSymmetric Derivative Integration* (ASDI), proposé par Bon *et al.* [148]. L'algorithme ASDI a pour but de supprimer les artefacts induits par le positionnement de l'échantillon au bord de l'image. Ceci induit des ruptures de continuités. L'antisymétrisation des images différentielles permet de construire des bords continus et

différentiables avant de procéder à l'intégration.

Le principe est le suivant : on prend nos deux images de gradients $\partial_x\phi(x, y)$ et $\partial_y\phi(x, y)$, orthogonaux entre eux, de taille $(p \times q)$ pixels. On considère ensuite deux matrices $B[2p \times 2q]$ d'une taille double par rapport aux images de gradient. Chaque matrice représentera une direction spatiale telles que $B_x(x, y)$ et $B_y(x, y)$. On duplique ensuite, respectivement, les images de gradients $\partial_x\phi(x, y)$ et $\partial_y\phi(x, y)$ pour remplir les matrices $B_x(x, y)$ et $B_y(x, y)$. On y applique une antisymétrisation et une multiplication par un facteur (-1), suivant les configurations, telles que :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_x(x, y) = \begin{bmatrix} -\partial_x\phi(-x, -y) & \partial_x\phi(-x, y) \\ -\partial_x\phi(x, -y) & \partial_x\phi(x, y) \end{bmatrix} \\ B_y(x, y) = \begin{bmatrix} -\partial_y\phi(-x, -y) & -\partial_y\phi(-x, y) \\ \partial_y\phi(x, -y) & \partial_y\phi(x, y) \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (3.27)$$

La figure 3.38 présente les images des matrices B_x et B_y , données en équation (3.27), avec les deux images des gradients initiaux (figure 3.36) que l'on retrouve au quadrant $\square = 4$ de chaque matrice B_x et B_y .

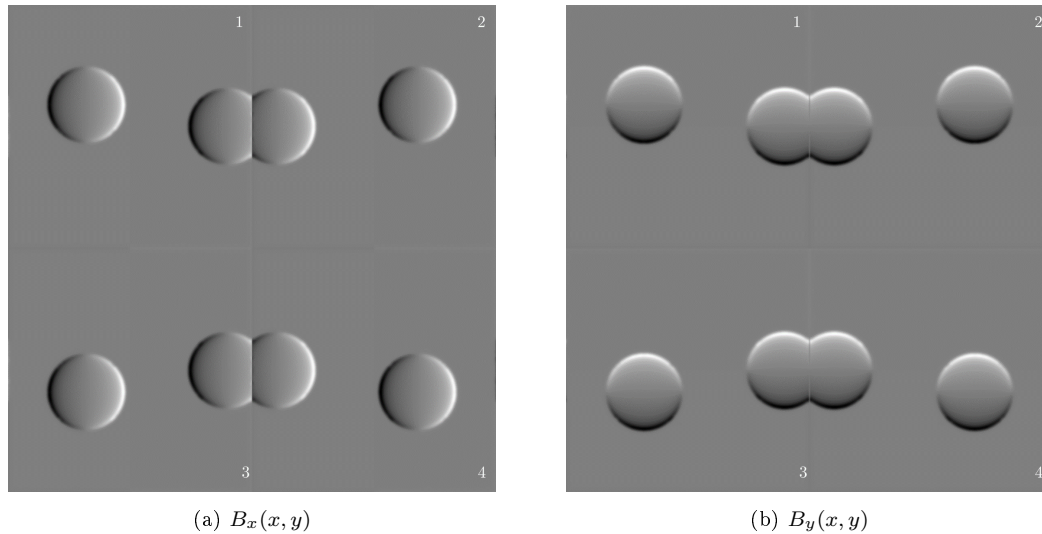


FIGURE 3.38 – Application de l'algorithme ASDI, équation (3.27) aux images de gradient présentées en figure 3.36.

L'intégration se fait toujours en utilisant l'approche par transformée de Fourier des dérivées, vue à l'équation (3.15). On applique cette équation aux deux matrices, $\tilde{B}_{f,g} = \mathcal{F}\{B_{x,y}(x, y)\}(f, g)$. On utilisera ici, les deux matrices différentielles telles que :

$$W(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{(\tilde{B}_f + i\tilde{B}_g)(f, g)}{2i\pi(f + ig)} \right\} (x, y) \quad (3.28)$$

La figure 3.39 présente le module de la matrice $W(x, y)$ obtenue *via* l'intégration des gradients suivant l'équation (3.28). En considérant le quadrant inférieur droit, repéré suivant un contour rouge sur la figure 3.39, on obtient notre image en contraste de phase, présentée en figure 3.40(a) telle que $\phi = \mathcal{I}m\{W_{\square=4}\}$ avec l'indice $\square = 1, 2, 3, 4$, numérotant les 4 quadrants de la matrice W .

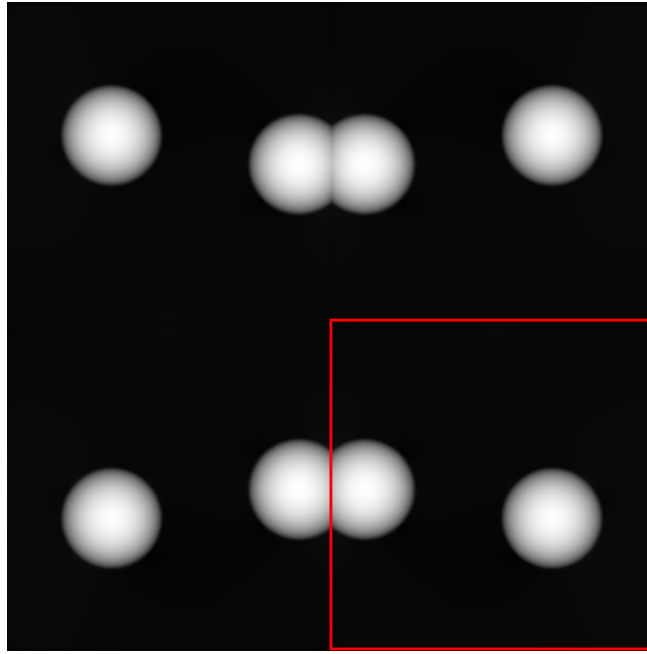
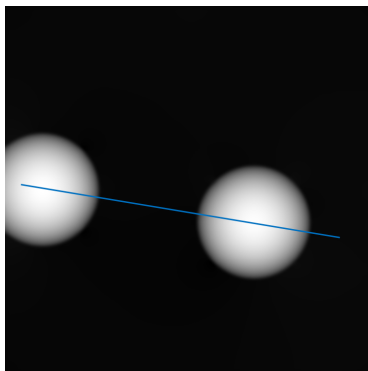
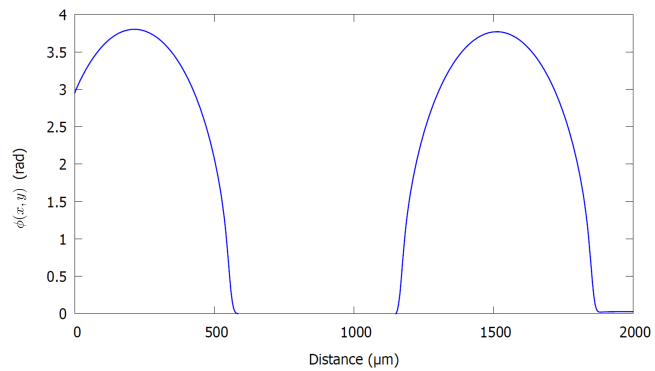


FIGURE 3.39 – Image du module de la matrice $W(x, y)$ produite par l'intégration des deux matrices gradients $B_x(x, y)$ et $B_y(x, y)$ via l'équation (3.28).



(a)



(b)

FIGURE 3.40 – (a) Image en contraste de phase extraite tel que $\phi = \mathcal{I}m\{W_{\square=4}\}$ des deux sphères en PMMA obtenue à partir de données simulées. (b) Profil extrait de l'image de en contraste de phase.

On remarque que l'image en contraste de phase extraite (figure 3.40 (a)) ne présente pas d'artéfact. Malgré la troncature, l'image est bien définie comme le montre le profil présenté en figure 3.40 (b).

L'algorithme 3.2 résume le processus décrit permettant d'extraire l'information de phase.

Algorithme 3.2 : Algorithme d'extraction de phase

```

Charge image  $\partial_x \phi$ 
Charge image  $\partial_y \phi$ 
 $f = p - p_{max}/2$ 
 $g = q - q_{max}/2$ 
Alloue matrice  $B_x[2p, 2q]$ 
Alloue matrice  $B_y[2p, 2q]$ 
Application ASDI
 $\tilde{B}_f[2p, 2q] = \mathcal{F}\{B_x\}f$ 
 $\tilde{B}_g[2p, 2q] = \mathcal{F}\{B_y\}g$ 
Application FDT :  $W[2p, 2q] = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\tilde{B}_f + i\tilde{B}_g}{2i\pi(f+ig)} \right\}$ 
Affichage image en contraste de phase  $\phi$  :
Pour  $\langle p \rangle$  à  $\langle 2p \rangle$  Faire
  Pour  $\langle q \rangle$  à  $\langle 2q \rangle$  Faire
     $\phi[p, q] = \mathcal{I}m \{W[p, q]\}$ 
  Fin Pour
Fin Pour

```

3.5 Développement d'une carte de confiance

Dans cette dernière section, nous allons aborder une utilisation de la redondance de la mesure que produit l'interférométrie à décalage multi-latéral. Comme introduit à la section 3.1.5, les multiples mesures de gradients permettent de produire une évaluation de la circulation autour des points de l'image, équation (3.16). La valeur de cette circulation peut nous apporter des informations concernant l'échantillonnage, le bruit ou les possibles dislocations de phase, comme introduit à l'équation (3.17) [143]. Nous proposons ici d'utiliser de manière pratique cette information en produisant une carte de confiance. Nous allons présenter la mise en œuvre de cette carte de confiance et quelques résultats de simulation.

3.5.1 Mise en œuvre

Une carte de confiance consiste à faire une mesure par clôture des dérivées, comme décrit à l'équation (3.17) mais en incluant directement le résultat dans l'image de gradient de phase produite. Ainsi il est possible de visualiser directement la carte de confiance et d'avoir un retour direct sur la mesure. On peut ainsi ajuster, en conséquence, les paramètres expérimentaux.

De manière plus précise, si l'on reprend l'équation (3.17) de clôture des dérivées, que nous rappelons ici :

$$C(x, y) = \Lambda_u + \Lambda_n + \Lambda_d \quad (3.29)$$

on va construire une carte de confiance, notée $\mathcal{T}m$, en évaluant chaque paramètre lambda.

Dans un premier temps, on reprend nos matrices de dérivées \tilde{B}_f et \tilde{B}_g exprimées dans l'espace réciproque. Il n'est en effet pas nécessaire d'utiliser des gradients décrits dans l'espace direct, ce qui nous permet de nous abstenir d'un nouveau calcul de transformée de Fourier discret. En appliquant la relation $\mathcal{F}\{\text{rot}\{V(\mathbf{r})\}\} \mathbf{u} = 2\pi i \mathbf{u} \wedge \mathcal{F}\{V(\mathbf{r})\} \mathbf{u}$ où $V(\mathbf{r})$ est un champ de vecteur et rot le rotationnel, on a :

$$\tilde{C}(f, g) = (f\tilde{B}_g - g\tilde{B}_f) i2\pi \quad (3.30)$$

Afin de discerner les contributions de chaque paramètre lambda donné en équation (3.29), on effectue la transformée de Fourier inverse de l'équation (3.30), $C(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \tilde{C}(f, g) \right\}$, pour établir notre carte de confiance. On va évaluer pour cela $C(x, y)$ de deux manières différentes.

La première manière est d'évaluer $C(x, y)$ pixel à pixel. Ainsi on va évaluer les variations abruptes de la phase, c'est-à-dire des sauts de 2π indiquant une dislocation de la phase, portée par le paramètre Λ_d .

La deuxième manière est de considérer plusieurs zones d'intérêt Ω de l'image d'une taille de quelques pixels. On procède à une évaluation du rotationnel dans cette zone pour obtenir une valeur moyenne. Cette valeur moyenne sera porteuse d'information sur le bruit de l'image ou bien sur un sous-échantillonnage, donné respectivement par les paramètres Λ_n et Λ_u . Pour différencier ces deux contributions il faut regarder la répartition de ces valeurs sur l'image. La contribution de Λ_u sera locale, suivant des zones précises où des variations de phase sont mal décrites à cause d'un sous-échantillonnage. En revanche, la contribution de Λ_n est beaucoup plus uniformément répartie sur l'ensemble de l'image, nous donnant le bruit induit par la mesure. L'évaluation de Λ_u et Λ_n doit se faire en ne prenant pas en compte les pixels porteurs d'une information de dislocation Λ_d , évaluée juste avant.

L'algorithme 3.3 résume le processus décrit permettant de produire notre carte de confiance.

Algorithme 3.3 : Algorithme de construction de la carte de confiance

Charge matrice dérivée \tilde{B}_f

Charge matrice dérivée \tilde{B}_g

$f = p - p_{max}/2$

$g = q - q_{max}/2$

Evaluation de $\tilde{C}(f, g) = (f\tilde{B}_g - g\tilde{B}_f) i2\pi$

$C(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \{ \tilde{C}(f, g) \}$

Construction de la carte de confiance $\mathcal{T}m$

Pour $\langle p \rangle$ à $\langle 2p \rangle$ **Faire**

Pour $\langle q \rangle$ à $\langle 2q \rangle$ **Faire**

Si $C(p, q) \sim 2\pi$ **Alors**

 Dislocation de phase : $\mathcal{T}m[p, q]_{\Lambda_d} = C[p, q]$

Fin Si

Si $\tilde{C}[p, q] \ll 2\pi$ **Alors**

$\mathcal{T}m[p, q]_{\Lambda_d} = 0$

 Définition d'une région d'intérêt Ω de $p_\Omega \times q_\Omega$ pixels

 Bruit et sous-échantillonnage : $\mathcal{T}m(\Omega)_{\Lambda_u \Lambda_n} = \sum_{p_\Omega, q_\Omega} C[p_\Omega, q_\Omega] \times \frac{1}{p_\Omega \times q_\Omega}$

Fin Si

Fin Pour

Fin Pour

Affichage carte de confiance $\mathcal{T}m$

Fusion de $\mathcal{T}m$ avec image de phase ϕ ou de gradient $\nabla\phi$

3.5.2 Études par simulation

Pour illustrer ces cas, nous avons à nouveau utilisé des données simulées, dans des conditions idéales et non bruitées, suivant une taille de pixel du plan d'échantillonnage de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ pour une énergie de 10 keV. Les distances source-grille, grille-objet et objet-plan d'échantillonnage sont toujours, respectivement, de 10 cm, 1 cm et 39 cm. Nous proposons de regarder l'influence d'un sous-échantillonnage avec deux cas de simulations proposés de la sphère de PMMA centrée, de rayon de 350 μm . Cependant, l'échantillonnage en nombre de franges d'interférences varie entre les deux cas du fait de l'utilisation d'une grille en damier de taille de plot de $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ à la figure 3.41(a) et d'une grille en damier de taille de plot de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ à la figure 3.41(b).

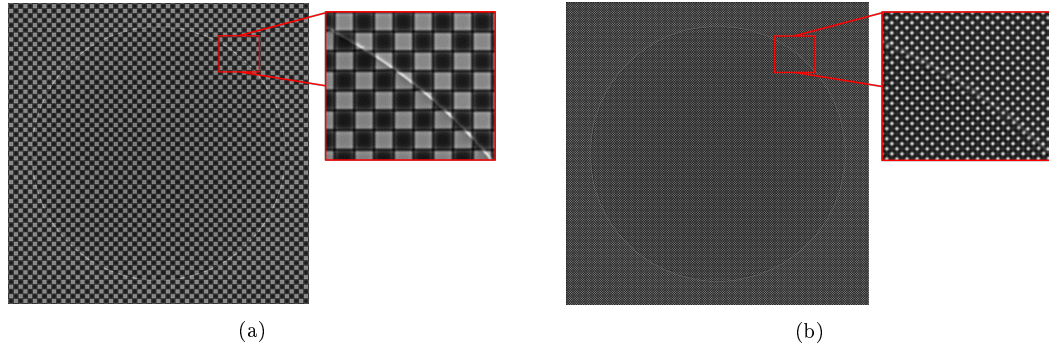


FIGURE 3.41 – Configuration de simulation d'acquisition produites pour illustrer les étapes de mesure de gradients de phase et d'extraction de phase. Onde incidente monochromatique 10 keV, distance source-grille 10 cm, grille-objet 1 cm, objet-plan d'échantillonnage 39 cm, sphère en PMMA de rayon de 350 μm , taille de pixel du plan d'échantillonnage $1 \times 1 \mu\text{m}^2$. (a) Grille de taille de plot de $12 \times 12 \mu\text{m}^2$. (b) Grille de taille de plot de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$.

La figure 3.42 présente l'utilisation de la carte de confiance pour des résultats d'images de gradients de phase et de phase, issues de données présentées en figure 3.41(a). La figure 3.43 présente l'utilisation de la carte de confiance pour des résultats d'images de gradient de phase et de phase, issues de données présentées en figure 3.41(b). Les données simulées utilisées n'étant pas bruitées, seuls les paramètres Λ_u et Λ_d , présentés en équation (3.29) seront contributifs à la construction de la carte de confiance.

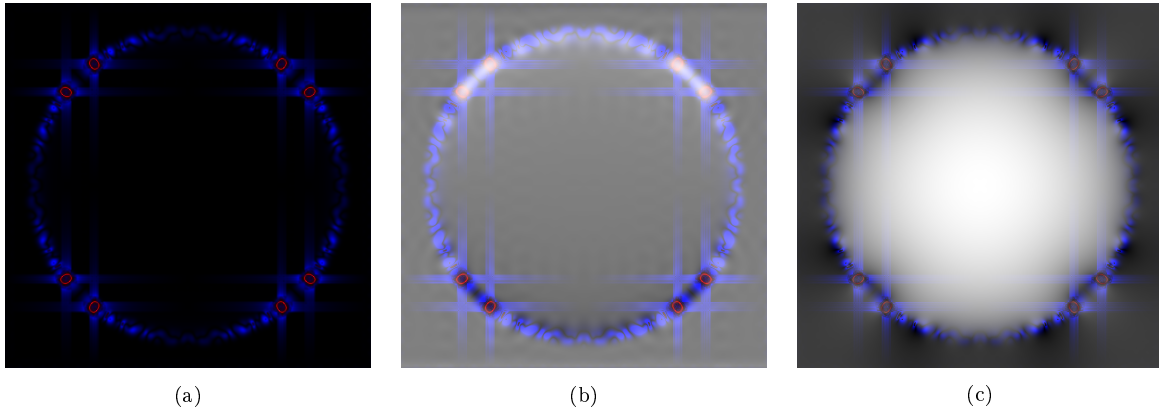


FIGURE 3.42 – (a) Carte de confiance : en rouge les pixels donnant une information de dislocation de phase; en bleu les zones sous échantillonnées. (b) Fusion de la carte de confiance avec l'image de gradient de phase produite à partir des données simulées et présentées en figure 3.41(a). (c) Fusion de la carte de confiance avec l'image en contraste de phase produite à partir des données simulées et présentées en figure 3.41(a).

La figure 3.42(a) présente la carte de confiance produite. En rouge, les pixels donnant une information de dislocation de phase donnée par le paramètre Λ_d . En bleu, les zones sous-échantillonnées données par le paramètre Λ_u moyennées sur une région d'intérêt Ω de 5×5 pixels. On a bien fait attention dans le calcul de Λ_u , à ne pas prendre en compte les pixels porteurs de l'information Λ_d . Une fusion de la carte de confiance avec l'image de gradient de phase mais aussi avec l'image en contraste de phase sont présentées respectivement en figure 3.42(b-c). La fusion avec le gradient de phase nous permet d'avoir un retour direct sur la mesure faite. En effet, on remarque que des problèmes de sous-échantillonnage apparaissent sur le pourtour de la sphère, avec à certains endroits des dislocations de phase. Ceci veut dire que la phase n'est pas bien décrite sur cette zone à la frontière entre l'extérieur de l'objet et l'intérieur. Pour mieux décrire les variations de phase à cet endroit on peut augmenter le nombre de franges d'interférences. De manière pratique, on peut par exemple utiliser une grille présentant des plots plus petits. La fusion de la carte de confiance avec l'image de phase extraite (figure 3.42(c)) permet là, d'avoir un outil de confiance sur l'interprétation que l'on veut faire de cette image. En effet, cela indique à l'opérateur que les

aspérités visibles sur le pourtour de la sphère ne reflètent pas la réalité de l'objet. On se place maintenant dans les mêmes conditions que précédemment à ceci près qu'une grille en damier présentant des tailles de plot de $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ est utilisée (figure 3.41(b)). La carte de confiance (figure 3.43(a)) ne donne que quelques pixels porteurs d'information de dislocation (en rouge) et une zone bleue nous indiquant un sous-échantillonnage. La figure 3.43(b) nous permet de voir que le sous-échantillonnage est encore présent sur le pourtour de la sphère, mais qu'il est beaucoup moins prononcé. Il a d'ailleurs peu d'impact sur l'extraction de phase comme nous le confirme la fusion de la carte de confiance avec l'image de phase, figure 3.43(c).

Ces informations combinées peuvent ainsi être utilisées, soit par l'instrumentiste, dans le cadre de la fusion de la carte de confiance avec l'image de gradient de phase, lui permettant d'optimiser le banc d'acquisition, soit par un utilisateur final, dans le cadre de la fusion de la carte de confiance avec l'image en contraste de phase, afin de lui fournir un outil de confiance pour son diagnostic. Avec cette information, l'utilisateur a un retour sur les choix qu'il a fait pour inspecter un objet donné. Il pourrait ainsi varier ses paramètres pour optimiser son inspection. Dans ce cas simple présenté, si l'utilisateur est intéressé par une évaluation d'une zone située au centre de la sphère, les paramètres présentés en figure 3.41(a) seront suffisants. En revanche, si la zone à évaluer est proche de l'interface objet-air, des ajustements sont alors à faire et la carte de confiance permet d'orienter ces ajustements.

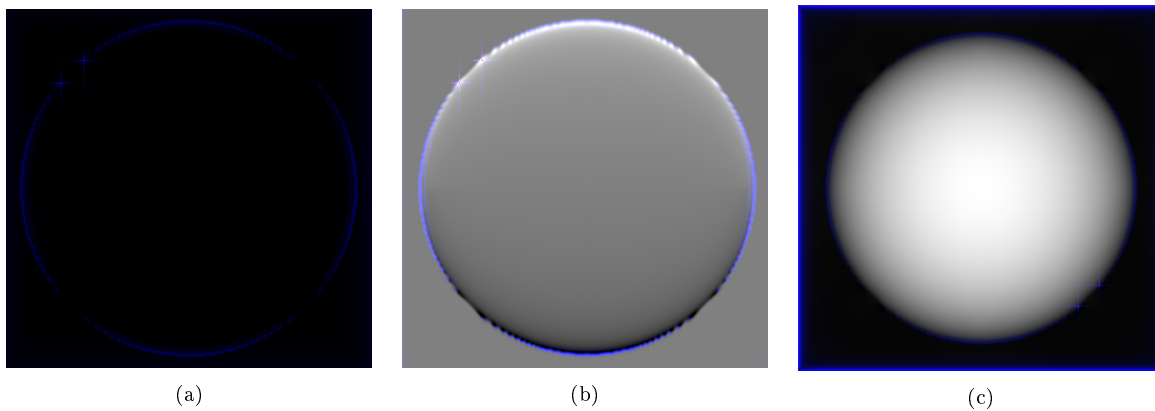


FIGURE 3.43 – (a) Carte de confiance : en rouge les pixels donnant une information de dislocation de phase ; en bleu les zones sous échantillonnées. (b) Fusion de la carte de confiance avec l'image de gradient de phase produite à partir des données simulées et présentées en figure 3.41(b). (c) Fusion de la carte de confiance avec l'image en contraste de phase produite à partir des données simulées et présentées en figure 3.41(b).

On peut alors imaginer de possibles applications de cette carte de confiance. Par exemple, on pourrait l'utiliser comme paramètre régularisateur dans un algorithme itératif de reconstruction tomographique d'image de phase. Ou bien encore, la carte de confiance pourrait être utilisée pour maximiser la qualité d'image de phase en fonction de la dose imputée. Un article portant sur une première utilisation de la carte de confiance est en cours de préparation.

3.6 Résultats expérimentaux

Dans cette section, nous allons présenter des images de gradients de phase, des images en contraste de phase et des cartes de confiance associées. Ces résultats sont issus de mesures expérimentales. Dans ce déroulé, les conditions d'acquisition sont les suivantes : un tube micro-foyer Feinfocus (FXE-160.51) d'une tension d'accélération de 40 kV et d'un courant en sortie de tube de 40 μA . Un détecteur Photonic Science (VHR X-ray detector) de taille de pixel de $9,7 \times 9,7 \mu\text{m}^2$. Les grilles de phase seront celles fabriquées par Microworks [159]. La figure 3.44 présente une photo du montage dans le cas où l'échantillon est une bille en PMMA.

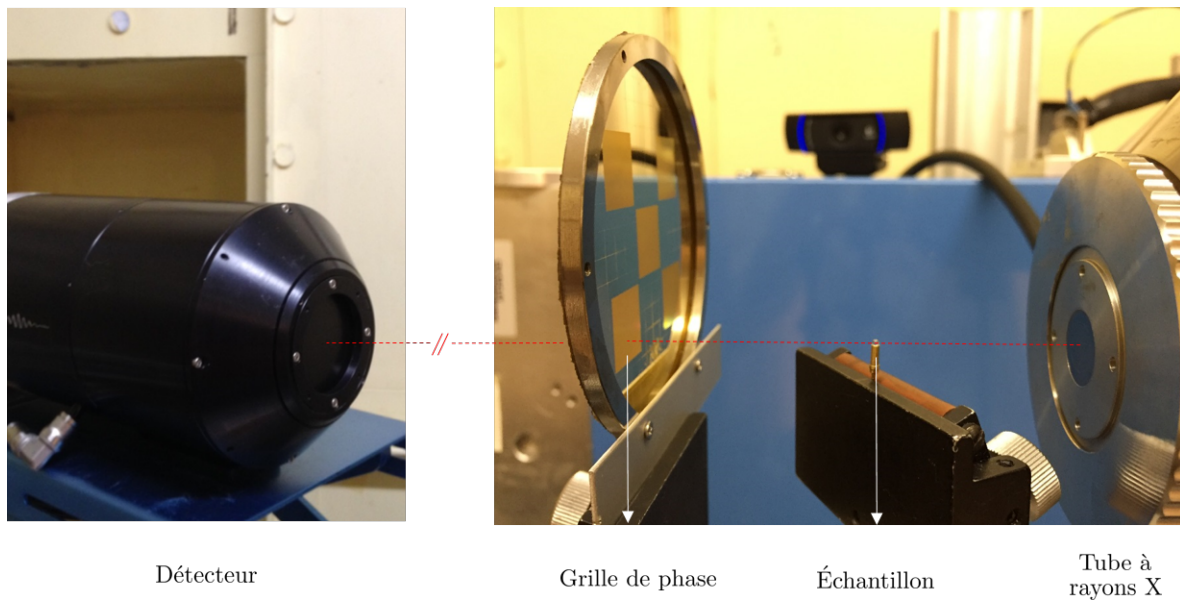


FIGURE 3.44 – Photographie du montage du banc d'imagerie en contraste de phase par interférométrie à décalage multi-latéral.

La figure 3.45(a) présente une image d'acquisition faite avec une grille en damier de taille de plot de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ et une bille en PMMA d'un rayon de $350 \mu\text{m}$. La distance source-détecteur est de 60 cm et les grandissements de la grille et de l'échantillon sont respectivement de 3,8 et 8,34. On peut noter un défaut, repéré par une flèche rouge sur l'image. Il est rattaché à la grille et non à l'échantillon. D'ailleurs en appliquant les corrections d'aberrations introduites aux équations (3.24), le défaut n'est plus visible sur les images de gradients selon x et y , en figure 3.45(b-c), soulignant la robustesse de la méthode. On observe sur les gradients mesurés une structure granulaire sur l'ensemble de l'image qui peut être rattachée à du bruit. La figure 3.45(d) nous montre l'image en contraste de phase extraite.

La figure 3.46(a) présente la carte de confiance de la bille en PMMA. On y observe des alertes bleues uniformément réparties sur l'image, rattachées au paramètre Λ_n , équation (3.29), et des dislocations de phase, Λ_d , au travers des alertes rouges. On observe aussi que ces alertes bleues sont beaucoup plus importantes sur le pourtour de la sphère. Cette indication locale nous alerte sur un sous-échantillonnage, Λ_u . En fusionnant la carte de confiance avec l'image de gradient de phase, figure 3.46(b), on a la confirmation que la structure granuleuse du gradient est bien du bruit. La figure 3.46(c) présente l'image de phase fusionnée avec la carte de confiance. On y observe notamment qu'une zone du pourtour de la bille semble bien échantillonnée, repérée par une flèche jaune, à comparer aux zones repérées par des flèches rouges. Ceci s'explique par le fait que, sur cette frontière délimitant l'extérieur de l'objet et l'objet lui-même, l'échantillonnage en nombre de franges, relié à la géométrie en damier de la grille d'interférence, est moins important sur les axes horizontaux et verticaux. *A contrario*, la zone repérée par la flèche jaune, profitant d'un échantillonnage en nombre de franges plus fourni suivant l'axe diagonal, induit une forte diminution des alertes Λ_u de la carte de confiance.

On peut une nouvelle fois utiliser l'outil de simulation, présenté au chapitre 2 afin de voir si l'extraction de phase est satisfaisante, en générant l'image de phase théorique. Pour rappel on s'appuie pour cela sur l'équation (2.5) :

$$\phi_{theo}(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{\lambda} \int (1 - \delta(\mathbf{r})) dz \quad (3.31)$$

On approxime la phase incidente à l'objet à zero. L'acquisition étant polychromatique, on prendra une longueur d'onde moyenne $\bar{\lambda} = 6,5851 \cdot 10^{-11}$ m correspondant à l'énergie moyenne du spectre mesuré (figure 2.20(b)). Ainsi, on peut calculer une valeur moyenne $\bar{\delta} = 7,521922 \cdot 10^{-7}$ pour du PMMA et déduire ϕ_{theo} dont la valeur maximale sera normalisée à 1. La figure 3.47 présente une comparaison entre l'image de phase expérimentale et l'image de phase théorique (non bruitée) de la bille en PMMA. La figure 3.48 présente les profils extraits des images de phase (figure 3.47). On remarque que, notamment sur la zone où la carte de confiance nous avait signalé un bon échantillonnage, (flèche jaune de la figure 3.46(c)), la courbure de la bille est bien décrite et en relatif accord avec le tracé théorique avec néanmoins un

rehaussement des valeurs à l'extérieur de la bille. De plus, le reste du tracé diverge de la théorie. Il semble qu'un gradient global demeure sur l'image qui pourrait s'expliquer par le fait que le front d'onde divergent n'interagit pas avec la grille de manière plane. Une prise en compte plus fine de cet effet doit être poursuivie.

La figure 3.49(a) présente une image d'acquisition faite avec une grille en damier de taille de plot de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ et une fibre optique en PMMA de diamètre de $500 \mu\text{m}$. La distance source-détecteur est de 57 cm et les grandissements de la grille et de l'échantillon sont respectivement de $7,76$ et $4,77$. On retrouve les images de gradients de phase et de phase respectivement aux figures 3.49(b-d). On a, sur la carte de confiance, figure 3.49(e), des alertes de sous-échantillonnage sur les bords de la fibre, que l'on voit particulièrement bien sur les images de gradients et qui impactent l'image de phase. En effet, la figure 3.49(f) présente l'image de gradient de phase fusionnée avec la carte de confiance. Il apparaît clairement qu'un sous-échantillonnage est fait sur les bords de la fibre, car les alertes de la carte de confiance y sont localisées, rattachées au paramètre Λ_u , équation (3.29).

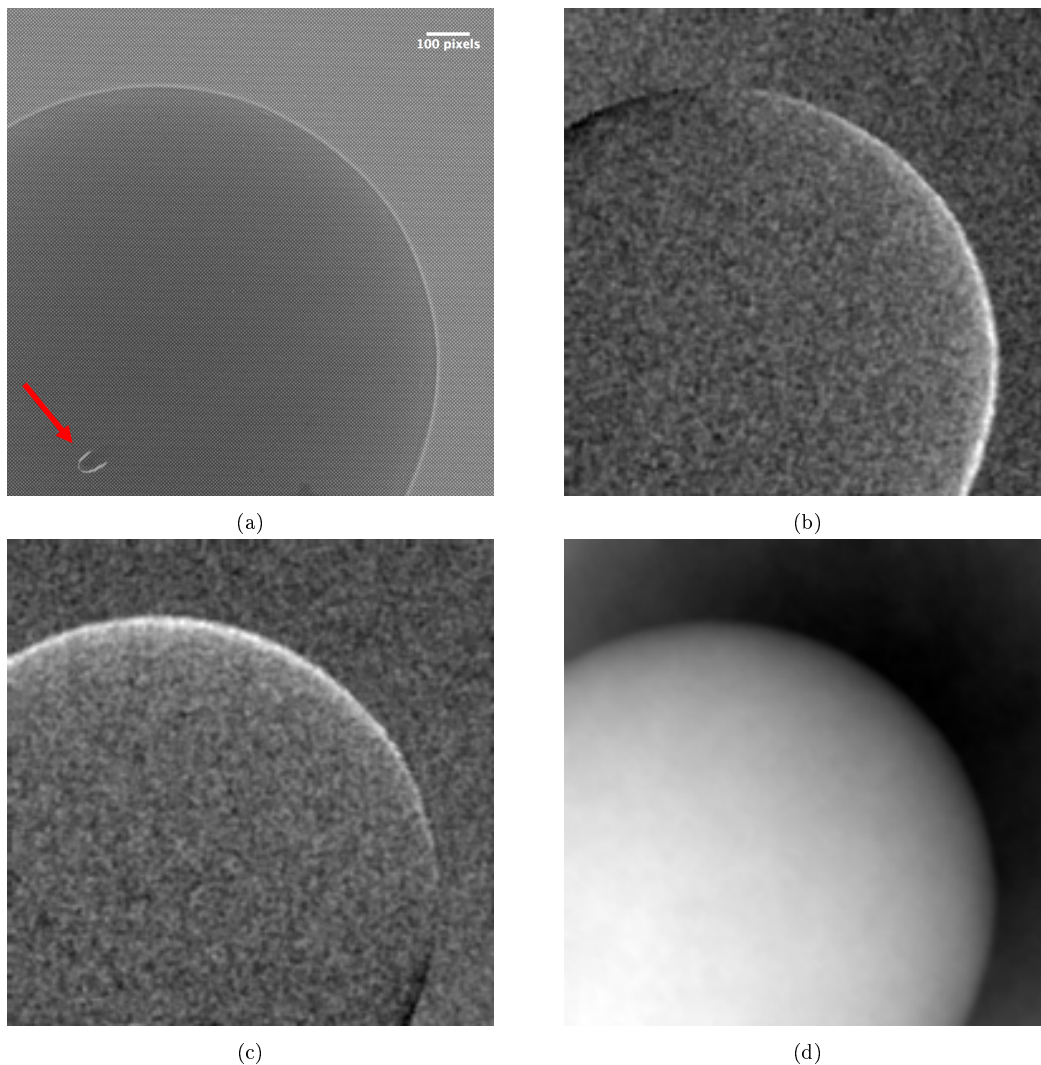


FIGURE 3.45 – (a) Image d'acquisition d'une bille en PMMA avec une grille en damier de taille de plot de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. (b) Image de gradient mesuré selon x . (c) Image de gradient selon y . (d) Image de phase extraite.

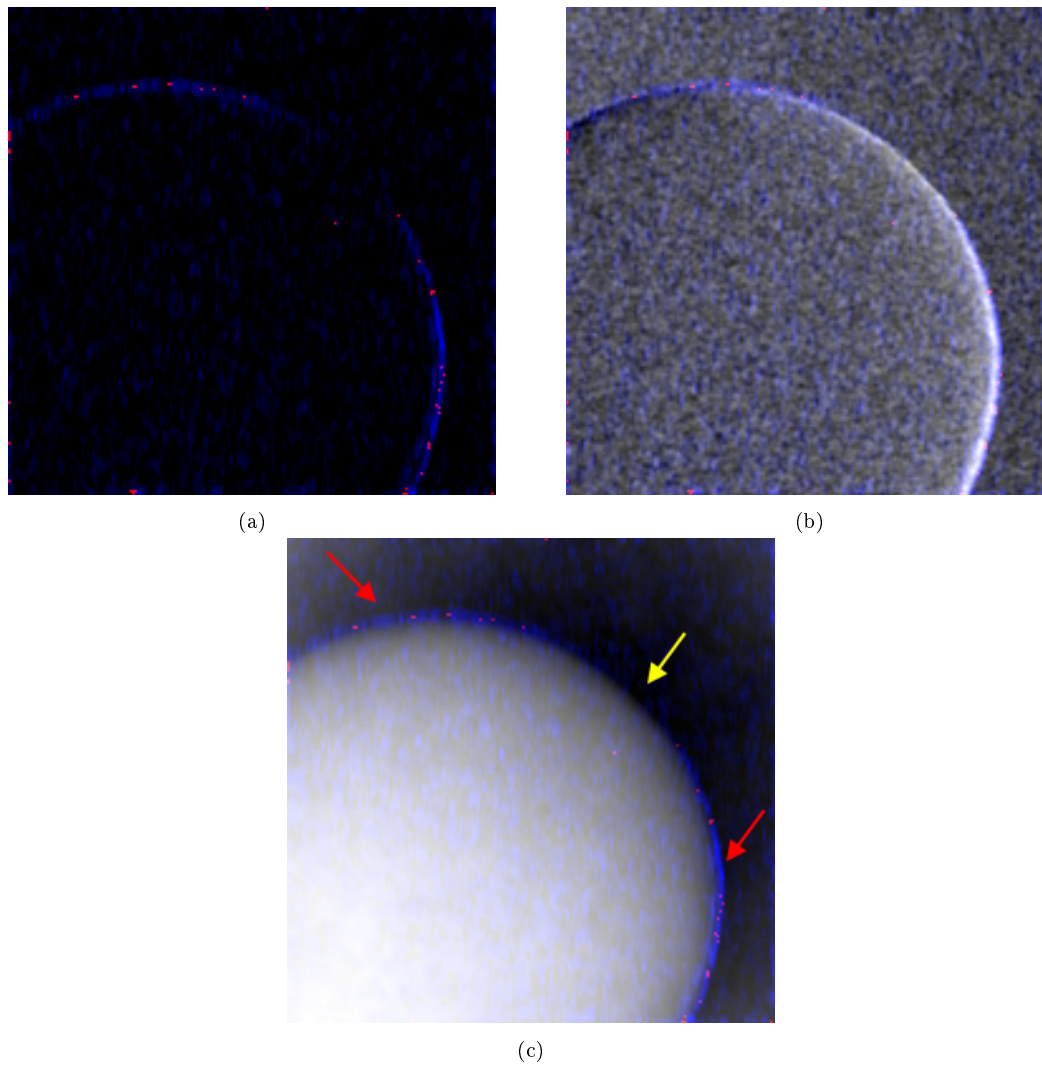


FIGURE 3.46 – (a) Carte de confiance de la bille en PMMA. (b) Fusion du gradient de phase selon x , figure 3.45(b), avec la carte de confiance (a). (d) Fusion de l'image de phase, figure 3.45(d), avec la carte de confiance (a).

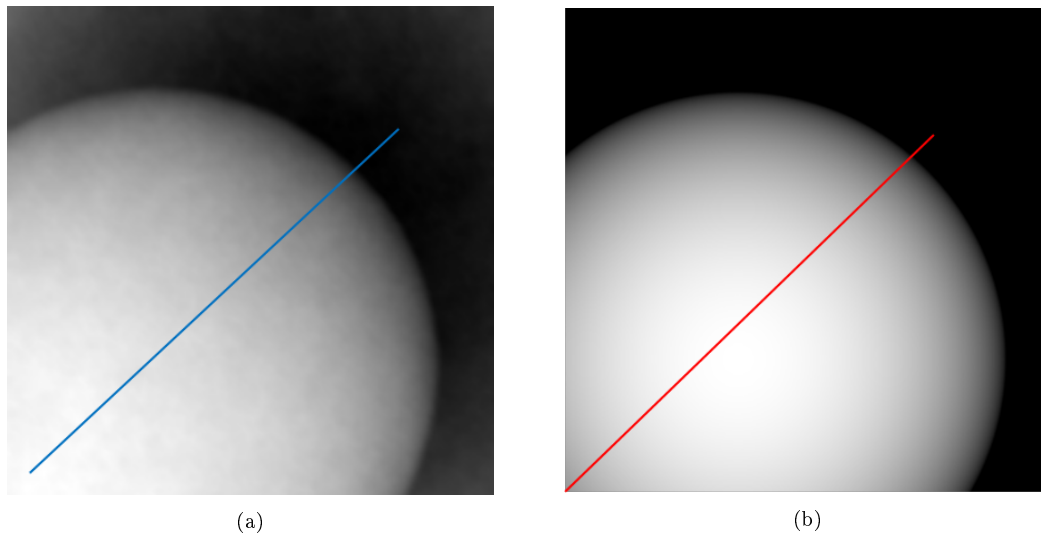


FIGURE 3.47 – Comparaison entre (a) l'image de phase extraite de la bille en PMMA et (b) l'image de phase théorique de la bille en PMMA produite par simulation.

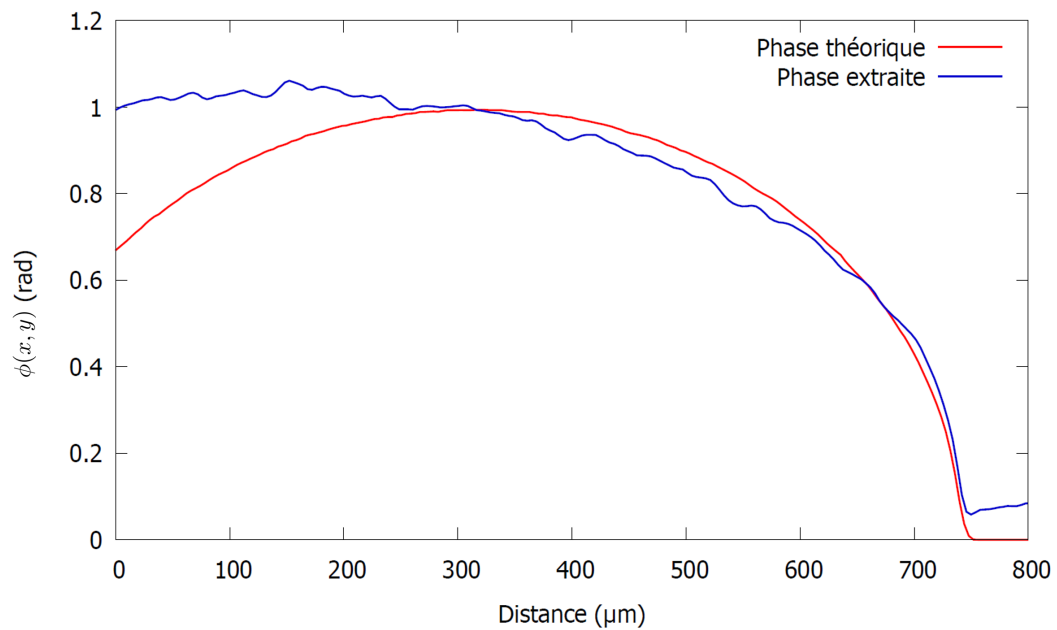


FIGURE 3.48 – Profils théorique (rouge) et expérimental (bleu), extraits des images en contraste de phase, présentées en figure 3.47, normalisés à 1.

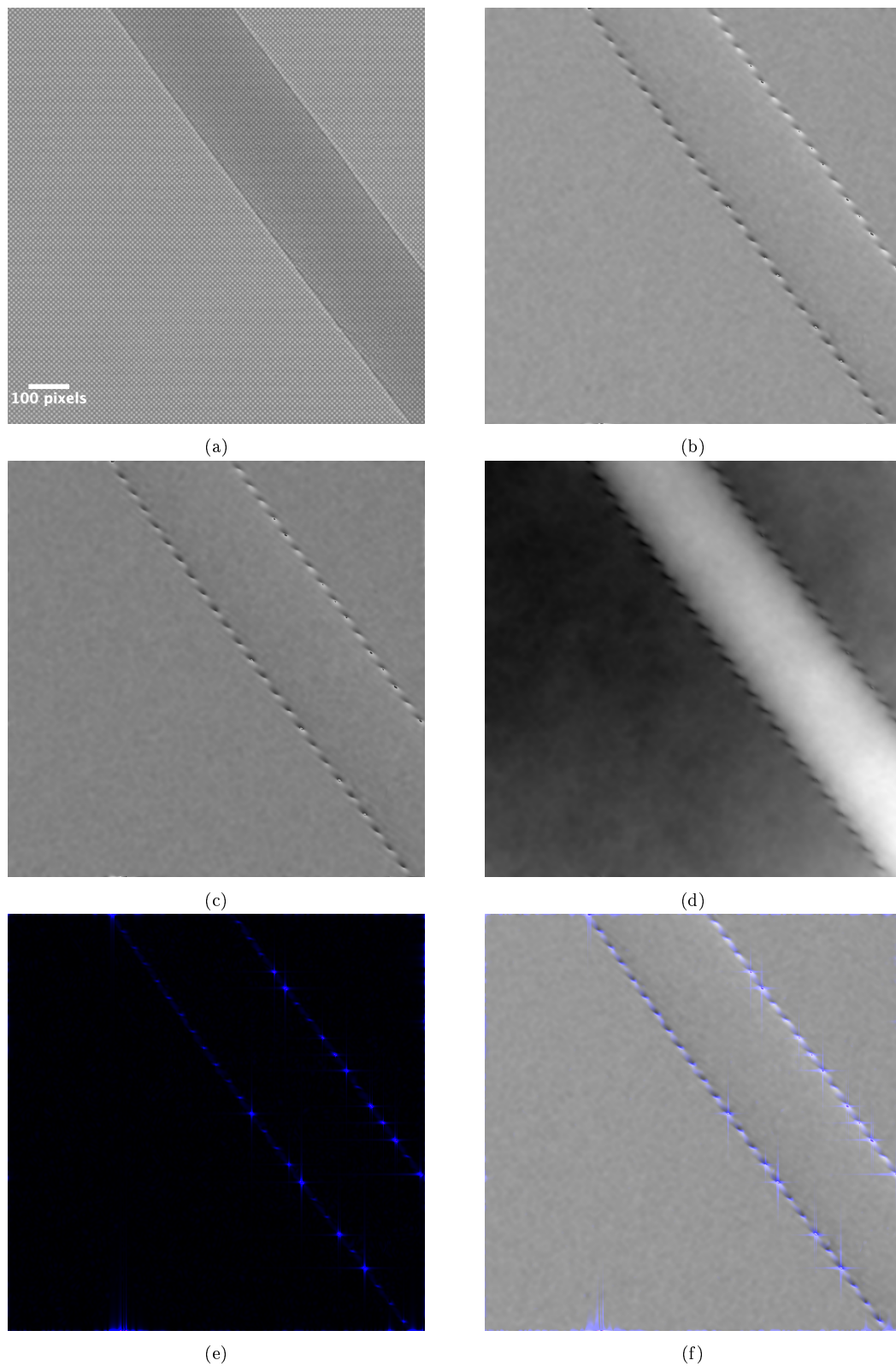


FIGURE 3.49 – (a) Image d’acquisition d’une fibre en PMMA avec une grille en damier de taille de plot de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. (b) Image du gradient mesuré selon x . (c) Image du gradient selon y . (d) Image de phase extraite. (e) Carte de confiance. (f) Fusion de l’image de gradient phase (d) et de la carte de confiance (e).

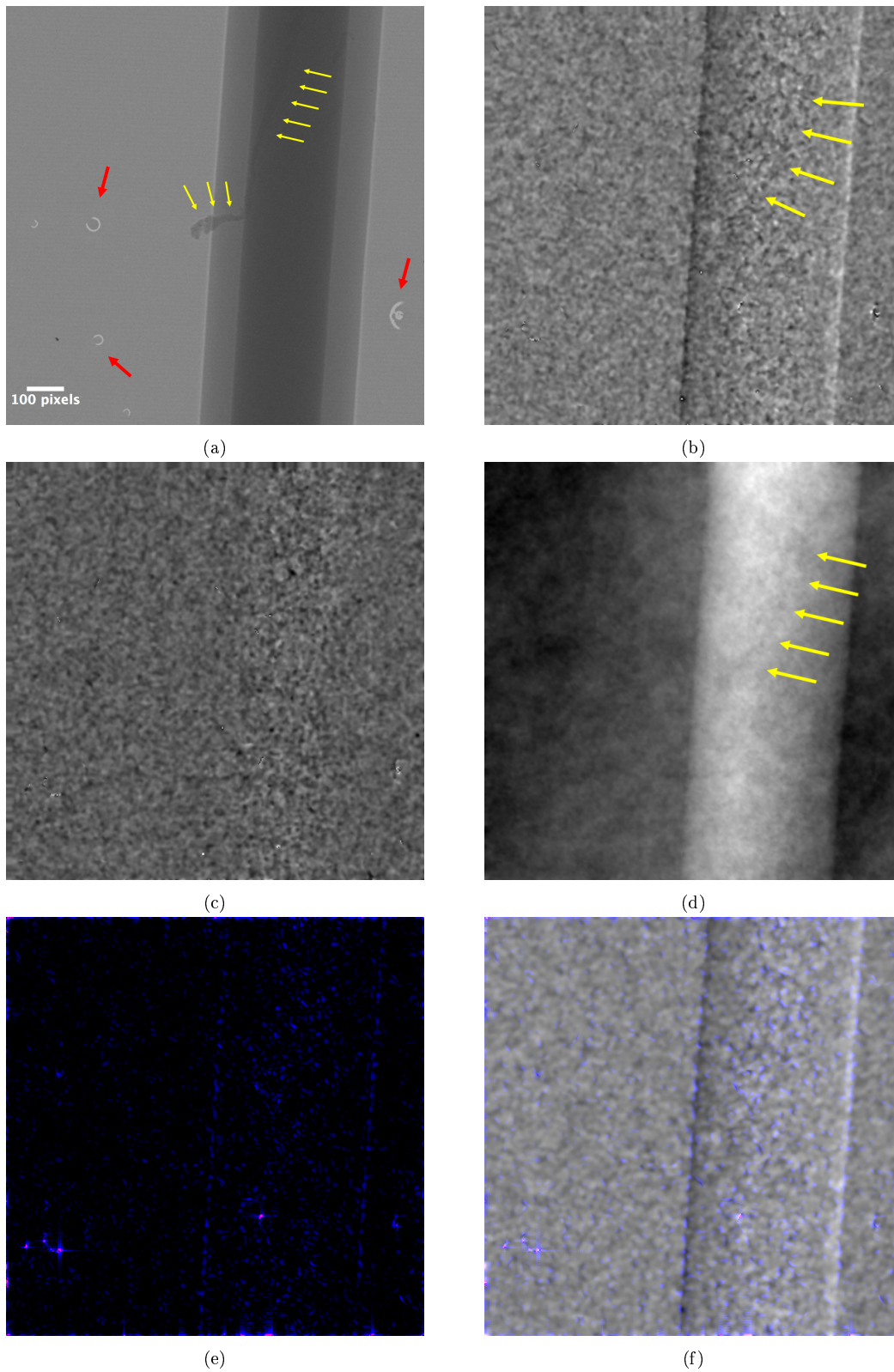


FIGURE 3.50 – (a) Image d’acquisition d’une fibre en dioxyde de silicium avec une grille en damier de taille de plot de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$. (b) Image du gradient mesuré selon x . (c) Image du gradient selon y . (d) Image de phase extraite. (e) Carte de confiance. (f) Fusion de l’image de gradient de phase (b) et de la carte de confiance (e).

La figure 3.50(a) présente une image d'acquisition faite avec une grille en damier de taille de plot de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$ et une fibre optique en dioxyde de silicium de diamètre de $1040 \mu\text{m}$. La distance source-détecteur est de 80 cm et les grandissements de la grille et de l'échantillon sont respectivement de 6,6 et 3,8. On remarque une nouvelle fois, des défauts rattachés à la grille, repérés par des flèches rouges. Cependant, la fibre optique présente aussi un défaut repéré par des flèches jaunes. On retrouve ce défaut sur l'image de gradient de phase selon x , figure 3.50(b). La figure 3.50(e) présente la carte de confiance. On y observe quelques dislocations de phase et un bruit uniforme sur l'image avec un échantillonnage qui apparaît satisfaisant, comme le confirme la figure 3.50(f). En effet, l'image de phase est bien extraite et on retrouve une partie des défauts repérés.

3.7 Synthèse

Nous avons étudié dans ce chapitre une technique d'imagerie par contraste de phase : l'interférométrie à décalage multi-latéral. Une description formelle de cette méthode a été présentée.

Nous avons présenté la génération de l'interférogramme, notamment dans nos configurations expérimentales de laboratoire. Il était important de comprendre la formation de ce dernier et d'évaluer sa qualité car c'est au travers de l'interférogramme que la mesure différentielle de phase est faite. L'outil de simulation que nous avons présenté au chapitre 2, a ainsi été utilisé afin de proposer, en fonction des contraintes expérimentales, le meilleur interférogramme, en terme de contraste, de résolution et de signal à bruit, pouvant servir de support à la mesure différentielle de la phase.

Nous avons ensuite vu les différentes mises en œuvre qui ont été faites pour mesurer le gradient de phase et en extraire ensuite le signal de phase. Celles-ci ont été effectuées dans l'espace réciproque afin d'obtenir un maximum de points de mesures à conditions expérimentales données. Cette approche est la plus adaptée à une utilisation en laboratoire ayant pour but d'être transférée vers l'industrie. L'utilisation de l'outil de simulation nous a permis aussi de présenter des résultats rattachés à la mesure différentielle de phase et à l'extraction de la phase.

Enfin, nous avons voulu introduire une propriété de la technique qui en fait sa force : la redondance dans la mesure de gradient. Nous avons proposé d'utiliser de manière pratique cette propriété en construisant une carte de confiance. Nous avons vu que celle-ci permet d'indiquer, directement sur la mesure, les différentes dégradations qui peuvent rentrer en jeu telles que le bruit, le sous-échantillonnage ou des dislocations de phase. Des voies d'application de cette carte ont d'ailleurs été évoquées telles qu'une utilisation en reconstruction tomographique ou bien en monitoring de la dose.

Pour finir, des images expérimentales ont été présentées sur des objets simples avec l'utilisation de la carte de confiance. En termes de résolution spatiale et de contraste, l'apport de l'information de phase n'est pas manifeste, pour ces images. Néanmoins les résultats sont encourageants. De plus, il faut noter que la mise en œuvre de la carte de confiance montre que l'apport de la phase n'est pas cantonné aux paramètres de contraste et de résolution spatiale. Il faut ajouter que les images proposées peuvent être encore améliorées avec, par exemple, une diminution du bruit par une utilisation de source rayons X de laboratoire plus brillante ou une amélioration de l'algorithme d'extraction de phase avec une prise en compte plus fine de nos paramètres expérimentaux comme par exemple la prise en compte du spectre en sortie du tube.

Chapitre 4

Interférométrie de tavelures

Nous proposons dans ce chapitre d'étudier une autre technique s'appuyant sur la génération de tavelures. Le phénomène de tavelures, ou *speckle* en anglais, a été présenté pour la première fois en 1914 par Max von Laue [160]. Il s'agit de variations d'intensité issues d'interférences produites par l'interaction d'un rayonnement cohérent avec une surface présentant des irrégularités. Les tavelures ont depuis longtemps suscité un grand intérêt, notamment dans le domaine visible, comme identifié par Goodman [161].

Dans ce chapitre, nous allons voir qu'il est possible de produire des tavelures dans le domaine des rayons X et de les utiliser pour mesurer des variations de phase. Nous allons, tout d'abord, détailler de manière formelle la génération de tavelures. Nous évoquerons notamment les différentes approches appliquées aux rayons X que l'on retrouve dans la littérature. Dans un deuxième temps, nous présenterons l'utilisation que nous en avons faite sur source X de laboratoire, avec une discussion des résultats issus d'études de simulations et expérimentales.

Sommaire

4.1	Description théorique	94
4.1.1	Génération de tavelures	94
4.1.2	Utilisation des tavelures pour la mesure de gradient de phase	95
4.2	Différentes approches appliquées aux rayons X	96
4.2.1	Suivi de tavelures	96
4.2.2	Balayage de tavelures	97
4.2.3	"Tavelures" en absorption	98
4.3	Mise en œuvre d'une nouvelle technique : tavelures artificielles	99
4.3.1	Estimation de la carte des déplacements à partir des tavelures artificielles	100
4.3.2	Extraction du signal de phase	104
4.4	Résultats	105
4.4.1	Carte des déplacements	106
4.4.2	Carte de confiance	110
4.4.3	Image de phase	111
4.5	Synthèse	112

4.1 Description théorique

4.1.1 Génération de tavelures

Un motif de tavelures, connu sous le nom de *speckle* en anglais est une image présentant des maxima et des minima d'intensité répartis aléatoirement sur un plan perpendiculaire (x, y) à la propagation de direction z . Cette image est formée à partir d'interférences générées par une surface diffusante positionnée entre la source et le détecteur. Cette surface est constituée de N_d diffuseurs, répartis aléatoirement. La figure 4.1 illustre le principe de génération de tavelures.

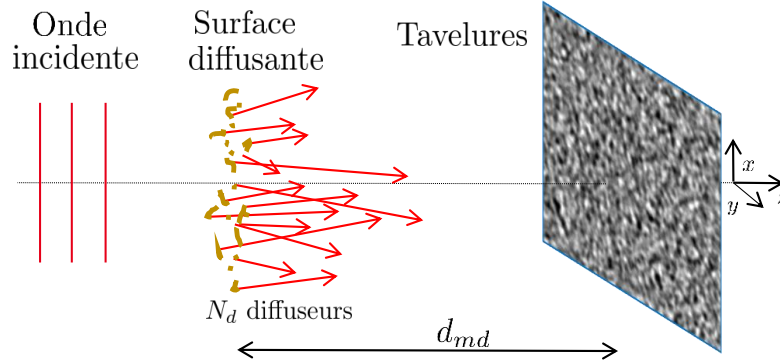


FIGURE 4.1 – Illustration de la génération de tavelures.

En fonction de la taille des diffuseurs et de leur répartition spatiale, on peut définir une fonction $T_d(x, y)$ décrivant l'état de la surface diffusante. Ainsi, pour une onde incidente et un nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$, la surface va induire une fluctuation du type : $\exp(ikT_d(x, y))$ avec une transmission qui sera fonction du nombre N_d de diffuseurs en $\sum_{q=1}^{q=N} \frac{1}{\sqrt{N_d}} u_q$. Le terme kT_d décrit la variation de phase causée par la surface. Ainsi, au plan détecteur, on aura une onde $U(x, y)$ telle que :

$$U(x, y) = \left\{ \sum_{q=1}^{q=N} \frac{1}{\sqrt{N_d}} u_q(x, y) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} T_d(x, y)\right) \right\} \circ P(x, y) \quad (4.1)$$

avec $P(x, y)$ le propagateur suivant la distance d_{md} .

Quelle utilisation peut-on faire de cette image de tavelures ? Plusieurs applications peuvent être citées, de manière non exhaustive. On peut penser à l'effet mémoire des tavelures, c'est-à-dire que la figure de tavelures se translate avec la déviation du faisceau incident, mis en avant par Freund *et al.* [162]. Ou bien, la mise en évidence de zones en mouvement dans un objet par analyse du contraste des tavelures, que l'on peut retrouver dans les travaux de Boas *et al.* [163]. Ou bien encore, de l'imagerie au travers de milieux diffusants par autocorrélation d'images totalement brouillées, illustrée par les travaux de Katz *et al.* [164].

Un aspect important que l'on retrouve en interférométrie de tavelures est la connaissance de la relation qui lie le modulateur à la figure d'interférence générée. Ainsi, on recherche la corrélation entre une modulation de l'onde induite par les N_d diffuseurs et les tavelures produites. On distingue deux paramètres : la corrélation transverse Δ_{xy} et la corrélation longitudinale Δ_z . Pour la première, suivant le plan (x, y) , si l'on prend l'autocorrélation de l'image de tavelures, on obtient une fonction d'étalement du point dont la largeur est liée à la longueur de corrélation transverse, égale à $\Delta_{xy} \sim \frac{\lambda d_{md}}{2s_d}$ [165], où s_d est la taille des N_d diffuseurs. Par analogie, en prenant la largeur de la fonction d'étalement du point suivant la direction de propagation z , on aura la longueur de corrélation longitudinale donnée par $\Delta_z \sim \lambda \left(\frac{d_{md}}{s_d}\right)^2 \sim \Delta_{xy} \frac{d_{md}}{s_d}$ [166, 167].

Dans les années 2000, les travaux de Giglio *et al.* [168, 169] ont montré que, en champ proche, les tavelures ont des propriétés différentes que celles décrites plus haut. Elles sont directement corrélées à

la surface diffusante. Cette forme de tavelures se trouve en anglais sous le terme de *Near-field speckle*. Or, comme nous l'avons vu au chapitre 1, dans notre domaine de longueur d'onde le champ proche est facilement atteignable. Ceci implique que le régime de *Near-field speckle* persiste plusieurs mètres après la surface diffusante. Dans le domaine des rayons X, Cerbino *et al.* [170, 171] ont présenté des travaux théoriques et expérimentaux précurseurs sur le comportement des tavelures dans ce régime.

4.1.2 Utilisation des tavelures pour la mesure de gradient de phase

La taille des tavelures étant liée à la forme des diffuseurs, en champ proche, l'utilisation des tavelures pour mesurer des gradients de phase dans le domaine des rayons X est tout indiqué. En effet, les longueurs d'ondes sont tellement petites que la longueur du champ proche peut être de plusieurs mètres. La figure 4.2 illustre la manière de procéder.

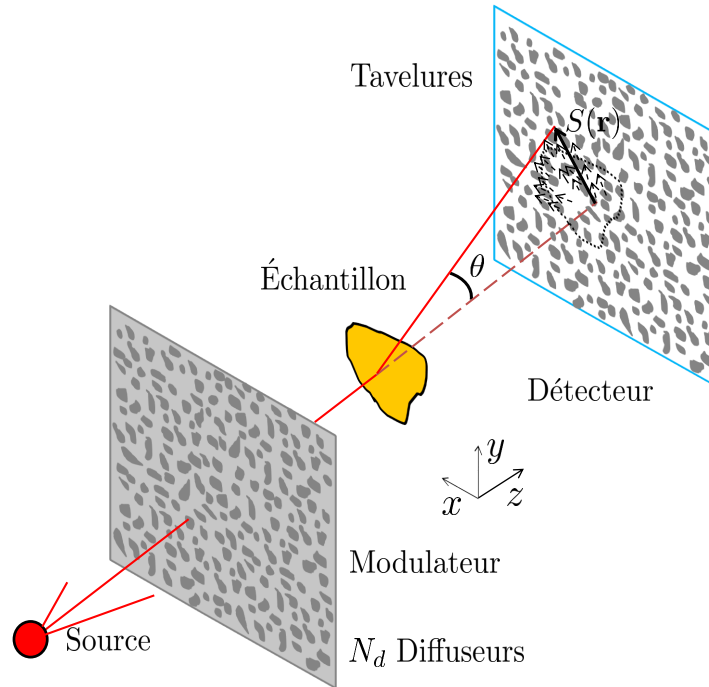


FIGURE 4.2 – Illustration de la génération du champ de déplacement $S(x, y)$ des tavelures, induit par le placement de l'échantillon.

Globalement, pour mesurer un gradient de phase, on va enregistrer une image de tavelures à l'aide d'un modulateur constitué de N_d diffuseurs, sans échantillon. Cette image sera notre référence. Le placement d'un échantillon en plus du modulateur va modifier notre image de tavelures de référence. Cette modification se traduit par un déplacement des tavelures noté $S(\mathbf{r})$ suivant le plan (x, y) . En se plaçant, par exemple, suivant la direction x , $S(x)$ est relié à l'angle de réfraction θ , comme mentionné à l'équation (1.24) par :

$$S(x) = \tan(\theta) d_{md} \quad (4.2)$$

Sachant que l'angle de réfraction est relié au gradient de phase, on a :

$$\partial_x \phi = \frac{2\pi}{\lambda} \arctan \left[\frac{S(x)}{d_{md}} \right] \quad (4.3)$$

avec λ la longueur d'onde. Par intégration, suivant la direction x pour cet exemple, on obtient une image de phase.

4.2 Différentes approches appliquées aux rayons X

Ce qui est essentiel ici, c'est de pouvoir obtenir le déplacement $S(\mathbf{r})$ selon deux directions orthogonales suivant par exemple (x, y) . Cela demande dans un premier temps un montage expérimental robuste sans vibration entre l'acquisition de l'image de référence et l'image de l'échantillon. Dans un deuxième temps, il faut proposer une méthode permettant d'évaluer $S(x, y)$. Nous allons exposer les approches que l'on retrouve dans la littérature à savoir la méthode de suivi de tavelure, connue sous sa dénomination anglaise comme *speckle tracking*, la méthode de balayage de tavelures, *speckle scanning* et une dernière méthode, très récente, de tavelures en absorption, *absorption-based speckle*.

4.2.1 Suivi de tavelures

Pour extraire le champ de déplacement $S(x, y)$, dans le cadre de cette technique, on effectue une seule acquisition d'une image de tavelures induite par le modulateur, placé entre la source et le détecteur, comme illustré en figure 4.2. On parlera d'image de référence, figure 4.3(a). Ensuite, on effectue une deuxième acquisition d'une image avec le modulateur plus l'échantillon à traiter. On parlera ici, d'image échantillon, symbolisé en jaune à la figure 4.3(b).

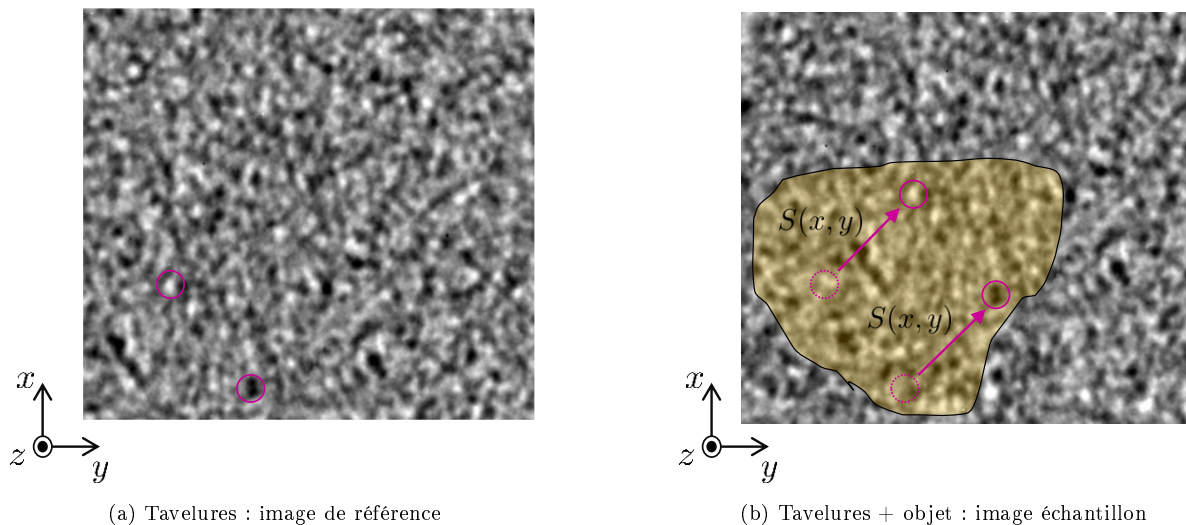


FIGURE 4.3 – Illustration de deux images de tavelures avec deux marquages violets de maximum et minimum d'intensité. (a) Image de référence : les tavelures sont acquises sans l'objet. (b) Image échantillon : les tavelures opèrent un déplacement (schématisé par les flèches violettes), relié à une variation de phase induite par l'ajout d'un échantillon, schématisé en jaune.

Pour obtenir $S(x, y)$, Morgan *et al.* [58] proposent de comparer l'image de référence avec l'image de l'échantillon par une technique de corrélation. Cette approche directe est correcte si l'objet est peu absorbant. Pour cela, une zone d'intérêt Ω est définie sur l'image de l'échantillon. Le but est de translater la fenêtre Ω sur l'image de référence afin de trouver le maximum de corrélation. Chaque maximum de corrélation est calculé dans l'espace réciproque, pour accélérer les temps de calcul informatique, puis est ensuite normalisé tel que décrit par Lewis [172]. De plus, une étape de sous-pixellisation est faite afin de mesurer des déplacements plus petits que la taille du pixel détecteur. La sous-pixellisation consiste à sur-échantillonner, par post-traitement, une image. Ce procédé sera de nouveau abordé dans la prochaine section dans le cadre de nos développements. Dans leurs travaux, Morgan *et al.* [173] présentent des images de sphères de PMMA de diamètre de 1,5 mm à 25 keV induisant une absorption de 6 %. Ils précisent bien [57], que les échantillons doivent être peu absorbants, petits, et que la variation de phase doit être lente par rapport au grain élémentaire de leur figure de tavelures. En effet, si l'objet a de fortes variations d'indice optique, des fluctuations d'intensité reliées à la courbure de la phase apparaissent. Recherchées dans le cadre de techniques de contraste de phase par libre propagation, ces fluctuations induisent des erreurs dans les méthodes de corrélation présentées par Morgan *et al.* Ces derniers proposent de réduire la

distance de propagation afin de minimiser l'intensité des fluctuations dues à la courbure de la phase, mais cela diminue le contraste des tavelures servant à la mesure différentielle de la phase. Pavlov *et al.* [174] proposent d'estimer la courbure de la phase générée dans l'image afin de la "corriger", si cela n'est pas recherché. Un peu avant Morgan *et al.*, Bérignon *et al.* [175] proposaient un algorithme nommé *DIC* pour *Digital Image Correlation Algorithm*, utilisé plutôt pour la mesure de distorsion et de déplacement de contraintes mécaniques, qu'ils ont appliqué à la mesure de $S(x, y)$. De même, une étape de comparaison des deux images par corrélation puis un affinage de la mesure par sous-pixellisation est effectué. Enfin, dans de récents travaux sur source de laboratoire, Zanette *et al.* [176] définissent l'intensité mesurée sur l'image échantillon noté $I_s(x, y)$ comme étant égale à :

$$I_s(x, y) = T(x, y) I_r(x - S(x); y - S(y)) \quad (4.4)$$

avec $S(x)$ et $S(y)$ les déplacements suivant leur axe, $T(x, y)$ la fonction de transfert de l'échantillon et I_r l'intensité produite par les tavelures, prise en référence. L'estimation de la fonction de transfert et des déplacements est faite avec un algorithme de minimisation *via* une fonction de coût L dans la région d'intérêt Ω :

$$L(x_0, y_0; S, T) = \iint [T(x, y) I_r(x - S(x); y - S(y)) - I_s(x, y)]^2 \times \Omega(x - x_0, y - y_0) \, dx dy \quad (4.5)$$

En résolvant $\partial L / \partial T = 0$, on obtient la solution de la fonction de transfert que l'on peut réinjecter dans l'équation (4.5). Les valeurs de déplacement sont ensuite estimées en minimisant L dans la région d'intérêt Ω . De même, Zanette *et al.* effectuent une sous-pixellisation pour affiner ces résultats.

Comparés à Morgan *et al.* [173] ou Bérignon *et al.* [175], Zanette *et al.* [176] prennent en compte l'absorption de l'échantillon avant d'extraire les valeurs de déplacements $S(x, y)$. De plus, Morgan *et al.* [173] et Bérignon *et al.* [175] utilisent une source synchrotron monochromatique ce qui diffère de Zanette *et al.* [176] qui utilisent une source de laboratoire polychromatique. Enfin, l'avantage de cette technique est sa rapidité dans la prise d'image comparée à la technique de balayage de tavelures que nous allons voir juste après. En revanche, la résolution spatiale est dépendante de deux paramètres. Le premier est somme toute pratique, car il concerne la taille de la zone d'intérêt Ω . En effet, la taille de Ω joue un rôle dans la précision de l'extraction du champ de déplacement, et donc sur la résolution spatiale de l'image de phase. L'évaluation de $S(x, y)$ sera plus précise avec une grande fenêtre Ω car la statistique sera plus grande. En revanche, le temps de calcul augmentera significativement lui aussi. Le deuxième paramètre est lié aux tavelures elles-mêmes. En effet, la résolution spatiale de l'image de phase, reliée à la mesure de $S(x, y)$, est dépendante de la qualité et de la taille des tavelures. Ainsi, pour une taille de foyer et une réponse détecteur donnée, la résolution spatiale sera limitée par la taille des diffuseurs constituant le modulateur.

4.2.2 Balayage de tavelures

Dans le cadre de cette technique, le modulateur est placé sur des platines de translation, toujours entre la source et le détecteur. On induit ainsi un mouvement pas à pas du modulateur dans le plan (x, y) . Pour chaque q pas de variation Δ^q une image est acquise. La variation des pas doit être inférieure à la taille du pixel détecteur. Par suite, on effectue un balayage du modulateur seul, puis, du modulateur avec l'échantillon. La figure 4.4 illustre la démarche.

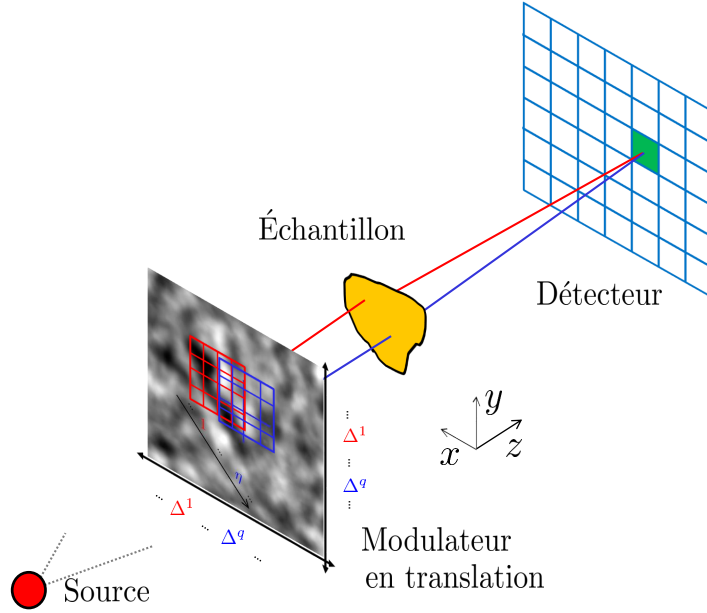


FIGURE 4.4 – Illustration du balayage de tavelures. Le modulateur subit q translations suivant le plan (x, y) , de largeur Δ^g plus petits que la taille des pixels détecteurs.

Pour obtenir le déplacement $S(x, y)$ à chaque pas, Bérignon *et al.* [177] proposent de comparer les images du modulateur seul, d'intensité $I_r(x, y)$ et du modulateur avec échantillon, d'intensité $I_s(x, y)$, en prenant en compte la fonction de transfert de l'échantillon $T(x, y)$ telle que :

$$I_s(x, y) = |T(x, y)|^2 e^{-i\phi(x, y)} I_r(x, y) \quad (4.6)$$

Ils prennent pour cela le maximum de corrélation entre $I_r(x, y)$ et $I_s(x, y)$ dans une région d'intérêt Ω . Ainsi, le déplacement est donné par :

$$S(x, y) = \arg \max \iint_{\Omega} I_s(x, y) I_r(x + S(x), y + S(y)) \, dx dy \quad (4.7)$$

tout en prenant en compte l'absorption *via* :

$$T(x, y) = \frac{|\bar{I}_s(x, y, \Omega)|^2}{|\bar{I}_r(x + S(x), y + S(y), \Omega)|^2} \quad (4.8)$$

où $\bar{I}(x, y, w)$ est une intensité moyenne dans une région d'intérêt Ω .

L'avantage de cette technique est sa capacité à atteindre de très hautes résolutions spatiales. En effet, de part les multiples déplacements du modulateur qui sont inférieurs à la taille du pixel détecteur, la résolution n'est pas dépendante de la taille des tavelures contrairement à la technique précédente de suivi de tavelures. Bien sur, cette très haute résolution va de pair avec le matériel utilisé. Par exemple dans les récents travaux de Wang *et al.* [178] sur source synchrotron, la taille effective de pixel est autour de 2 μm . L'inconvénient de cette technique est le nombre important d'images acquises (et donc le temps d'acquisition) nécessaire pour faire les multiples balayages de l'image. Par exemple, pour les images présentées dans les travaux de Zhou *et al.* [179] sur source de laboratoire, les temps d'acquisition peuvent monter à 34 heures.

4.2.3 "Tavelures" en absorption

Cette dernière technique, introduite très récemment par Wang *et al.* [180], s'éloigne de la définition stricte du phénomène de tavelures. En effet, avec cette approche on place une nouvelle fois un modulateur

entre la source et le détecteur, comme illustré à la figure 4.2. Ce modulateur va induire une figure composée de maxima et minima d'intensité mais induits par la variation d'absorption des diffuseurs et non pas par le produit d'interférences. Ainsi le terme de "tavelures" est employé en référence à la disposition aléatoire de la figure d'intensité générée, et le terme "en absorption" souligne la dominance de la variation en amplitude de l'onde. De plus, les diffuseurs vont être fortement grandis afin de les échantillonner, de manière importante, en nombre de pixels détecteurs. Enfin, une procédure de balayage de tavelure est aussi employée par Wang *et al.* [180], mais en considérant une fenêtre d'intérêt rectangulaire. Ainsi, le balayage est effectué suivant une seule direction, diminuant le temps d'acquisition (plusieurs dizaines de secondes [180]). La figure 4.5 illustre le principe.

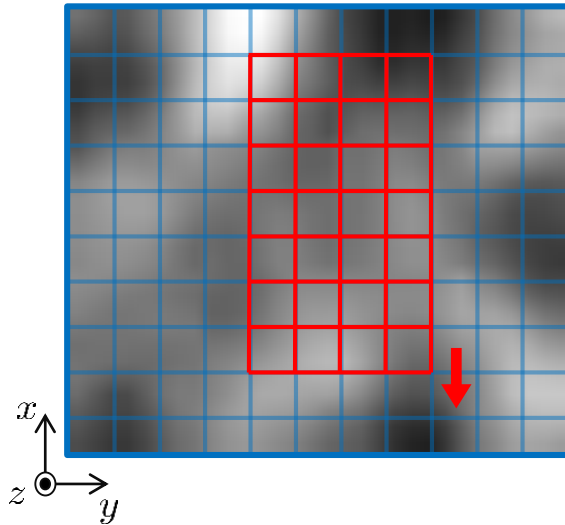


FIGURE 4.5 – Illustration de la technique de "tavelures" en absorption. Les variations d'intensité sont massivement dues à l'absorption des diffuseurs. Les "tavelures" sont fortement échantillonnées par le détecteur grâce à un fort grandissement.

Durant ce balayage, les déplacements des "tavelures" (induits par l'échantillon), se traduisent une nouvelle fois par une variation d'intensité entre l'image de référence et l'image de l'échantillon. Par une procédure de corrélation croisée les déplacements sont extraits permettant d'en déduire les images de gradients de phase.

L'avantage de cette technique est sa très bonne adaptation sur banc de laboratoire. La cohérence temporelle est très peu contributive à l'extraction des gradients de phase, permettant l'utilisation d'une source polychromatique. Ensuite, l'important est de "marquer" localement les variations de l'onde que peut induire un échantillon à l'étude, et de mesurer ces variations. L'utilisation de "tavelures", massivement produites par la variation d'absorption des diffuseurs au flux de rayons X est une approche tout a fait valable. La production d'interférences n'est pas une obligation ici. On peut alors utiliser des diffuseurs de taille plus importante (centaine de micromètres), permettant l'emploi de détecteurs de moins haute résolution et de champ de vue plus grand. Par exemple une taille de pixel de 200 μm , avec un champ de vue de 40 \times 40 cm. Des questionnements peuvent se poser sur la stabilité du foyer du tube à rayons X et notamment le flou géométrique que cela peut engendrer avec l'utilisation d'un fort grandissement (190 pour l'article de Wang *et al.* [180]).

4.3 Mise en œuvre d'une nouvelle technique : tavelures artificielles

Au vu des différentes approches d'imagerie par interférométrie de tavelures évoquées précédemment, nous avons identifié un point pouvant être bloquant pour la mesure de phase : l'influence de l'atténuation de l'échantillon imagé sur l'obtention de la carte des déplacements. En effet, nous avons vu que soit

l'échantillon est considéré comme peu absorbant [173] soit on estime cette atténuation par une approche mathématique [176]. Notre approche prend le parti de produire une mesure de l'atténuation de l'échantillon. A partir de cette mesure, nous allons générer des tavelures, que nous appellerons artificielles, et qui seront prises en référence afin d'estimer la carte de déplacements. Toujours dans un contexte de développement pour un transfert vers l'industrie, cette approche expérimentale que nous avons adoptée, s'intégrera dans la méthode de suivi de tavelures, choisie pour son faible temps d'acquisition. Nous allons maintenant détailler la mise en œuvre de cette approche expérimentale au travers d'une nouvelle estimation de la carte des déplacements s'appuyant sur des tavelures artificielles pour ensuite extraire l'information de phase.

4.3.1 Estimation de la carte des déplacements à partir des tavelures artificielles

Comme évoqué juste avant, l'approche de suivi de tavelure est utilisée [173, 175]. On procède d'abord par une comparaison pixel à pixel de l'image de référence, d'intensité I_r , produite avec le modulateur seul, et l'image du modulateur plus un échantillon, d'intensité I_s . La comparaison se fait au travers d'une corrélation croisée normalisée de coefficient $R(p, q)$ définie comme :

$$R[p, q] = \frac{\sum_{[p_0, q_0] \in \Omega} M[p_0, q_0] I_s[p_0 + p, q_0 + q]}{\sqrt{\sum_{[p_0, q_0] \in \Omega} M[p_0, q_0]^2 \sum_{[p_0, q_0] \in \Omega} I_s[p_0 + p, q_0 + q]^2}} \quad (4.9)$$

pour des coordonnées de pixels $[p, q]$. Une région d'intérêt Ω centrée autour d'un pixel de coordonnées $[p_0, q_0]$ et de taille $\tau_{p,q}$ impaire en nombre de pixels, est repérée sur $I_r[p, q]$. De cette région d'intérêt, un patch de référence $M[p, q]$ est extrait :

$$M[p, q] = I_r[p, q] \times \Omega[p_0, q_0] \quad (4.10)$$

où $\Omega[p_0, q_0]$ vaut ici 1. M est ensuite balayé soit sur l'image entière d'intensité $I_s[p, q]$ ou bien sur une zone de recherche sur l'image plus restreinte selon la vitesse d'exécution que l'on souhaite avoir. La figure 4.6 illustre la procédure dans le cas d'un échantillon de fibre optique et d'un modulateur en papier de verre.

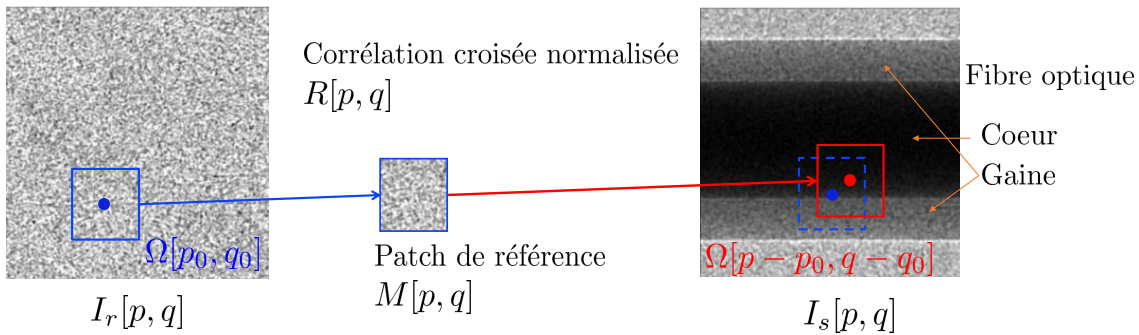


FIGURE 4.6 – Illustration de la méthode de corrélation entre l'image de tavelures produite par le modulateur seul et l'image d'acquisition, modulateur plus échantillon. Une fibre optique et du papier de verre sont utilisés ici comme, respectivement, modulateur et échantillon.

La région d'intérêt rouge de $I_s[p, q]$ (figure 4.6), correspond à la région de l'image où le coefficient de corrélation $R[p, q]$, défini à l'équation (4.9), est maximisé. Ainsi, le procédé de corrélation croisée normalisée nous permet de monitorer les déplacements des tavelures induites par l'échantillon, par une comparaison pixel à pixel des valeurs d'intensité de ces derniers. La taille de la région d'intérêt $\Omega[p_0, q_0]$, reliée au patch de référence $M[p_0, q_0]$, équation (4.10), a une influence sur la précision de la mesure des déplacements, et par conséquent sur la résolution spatiale de l'image de phase que l'on extraira. En effet, comme mentionné auparavant, l'évaluation des déplacements des tavelures sera plus précise avec une région d'intérêt $\Omega[p_0, q_0]$ de grande taille car possédant plus de statistiques. Néanmoins, cela a pour conséquence une forte augmentation du temps de calcul et de la place en mémoire informatique. Nous illustrerons cela dans la prochaine section.

Le problème qui peut se poser dans une comparaison directe de l'image de tavelures référence I_r avec l'image de tavelures plus l'échantillon I_s est le cas où l'absorption de l'échantillon n'est plus négligeable. C'est ce qu'illustre l'exemple de la fibre optique à la figure 4.6, avec un cœur de fibre beaucoup plus absorbant que sa gaine. Si l'on prend le profil de ces deux images I_r et I_s , représenté respectivement en bleu et rouge à la figure 4.7, on peut voir que l'atténuation de la fibre diminue fortement l'amplitude des tavelures, rendant la comparaison entre les oscillations d'intensité difficiles à ce niveau. Nous proposerons à la prochaine section, un résultat d'une comparaison directe pour illustrer notre propos.

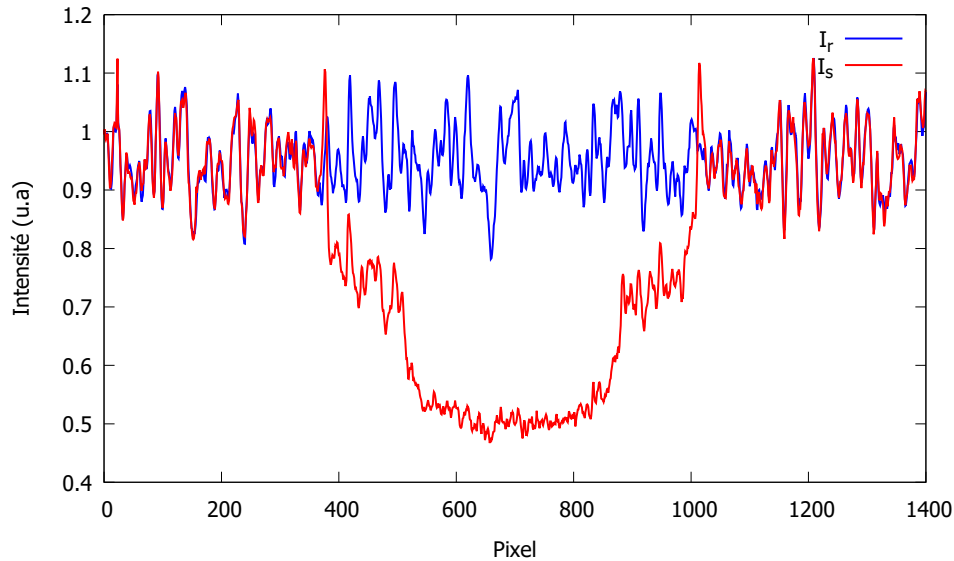


FIGURE 4.7 – Profils issus des images présentées en figure 4.6. En bleu l'image de tavelures référence I_r et en rouge l'image de tavelures plus l'échantillon I_s .

Sachant que, la maximisation de l'équation (4.9) doit être faite à partir de valeurs d'intensité majoritairement dues aux effets de phase et non à l'absorption, nous avons développé une approche expérimentale afin de tenir compte seulement des déplacements $S(x, y)$ induits par les effets de phase.

Pour prendre en compte l'absorption et vérifier l'équation (4.3), nous avons fait une acquisition en plus, de l'échantillon sans modulateur, notée $I_f[p, q]$. Par suite, en multipliant l'image du modulateur, $I_r[p, q]$, que nous avons prise en référence précédemment, par $I_f[p, q]$, on produit une nouvelle image de référence notée $I_{ar}[p, q]$. C'est l'image de tavelures artificielles. Cette image créée est en fait une image de même absorption que l'image de l'échantillon, $I_s[p, q]$ que l'on souhaite étudier à la différence près qu'il n'y a pas de variation de phase. Ce procédé est illustré en figure 4.8. Avec cette image $I_{ar}[p, q]$ de tavelures artificielles, nous pouvons prendre en compte l'absorption de l'échantillon sans altérer les tavelures prises en référence. Cela nous permet d'estimer une carte des déplacements $S(x, y)$, reliée seulement aux variations de phase par comparaison entre $I_{ar}[p, q]$ et $I_s[p, q]$, comme le montre la figure 4.9. Un article portant sur les tavelures artificielles est en cours d'écriture pour un envoi à un journal scientifique avec comité de lecture.

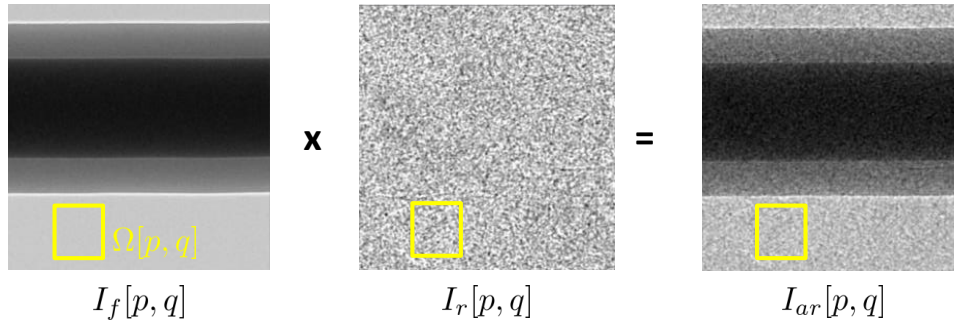


FIGURE 4.8 – Génération des tavelures artificielles : prise en compte de l'atténuation de l'échantillon.

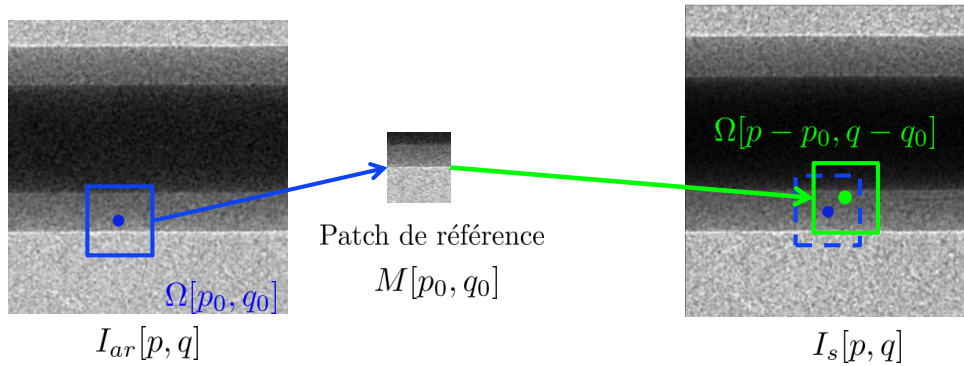


FIGURE 4.9 – Illustration de la méthode de corrélation entre l'image de tavelures artificielles produite par la procédure décrite en figure 4.8 et l'image d'acquisition, modulateur plus échantillon. Une fibre optique et du papier de verre sont utilisés ici comme, respectivement, modulateur et échantillon.

Les tavelures artificielles peuvent être générées si l'on considère que le modulateur est peu absorbant, c'est-à-dire que $\bar{I}_r[p, q] = 1 \forall [p, q]$, où \bar{I}_r est l'intensité moyenne. Ainsi, les régions de plein flux sur les images (par exemple, les régions d'intérêt jaunes de la figure 4.8), ont une valeur d'intensité moyenne égale à 1. De plus dans cette approche, il faut bien vérifier que l'erreur relative $\Lambda|\Omega$ produite lors de la génération des tavelures artificielles, définie comme :

$$\Lambda|\Omega = \sum_{[p, q] \in \Omega} \frac{I_s[p, q] - I_{ar}[p, q]}{I_s[p, q]} \quad (4.11)$$

soit de l'ordre de grandeur de la sommation en bruit de $\sqrt{4B}$ induite par la procédure $(I_f \times I_r)[p, q]$, décrite en figure 4.8. Le bruit B pourra être mesuré sur les images acquises. Il sera donné par l'écart-type de l'intensité mesurée dans plusieurs régions d'intérêt homogènes sur l'image.

La figure 4.10 présente les deux profils extraits des images I_{ar} et I_r de la figure 4.9. On peut voir que l'atténuation de la fibre est bien prise en compte sur le profil vert issu de l'image de tavelures artificielles, qui nous servira de référence pour la corrélation croisée normalisée (équation(4.9)). On peut d'ailleurs repérer de légers décalages entre les deux profils aux abords de la fibre, certains pointés par des flèches oranges sur la figure 4.10. Nous allons voir comment affiner cette mesure de déplacement. Il faut cependant noter une différence de l'intensité moyenne entre les deux courbes, à l'endroit où la fibre est la plus atténuante (repéré par une accolade bleue sur la figure 4.10). Ceci s'explique par le fait que le spectre est légèrement modifié par le papier de verre. On voit donc apparaître ici une limite de notre hypothèse consistant à supposer que le modulateur est peu absorbant. On a donc $\bar{I}_r[p, q] \sim 1 \forall [p, q]$. Mais cette petite variation est prise en compte par la normalisation de la corrélation croisée, équation (4.9), ce qui va tout de même nous permettre de construire des cartes de déplacements de tavelures.

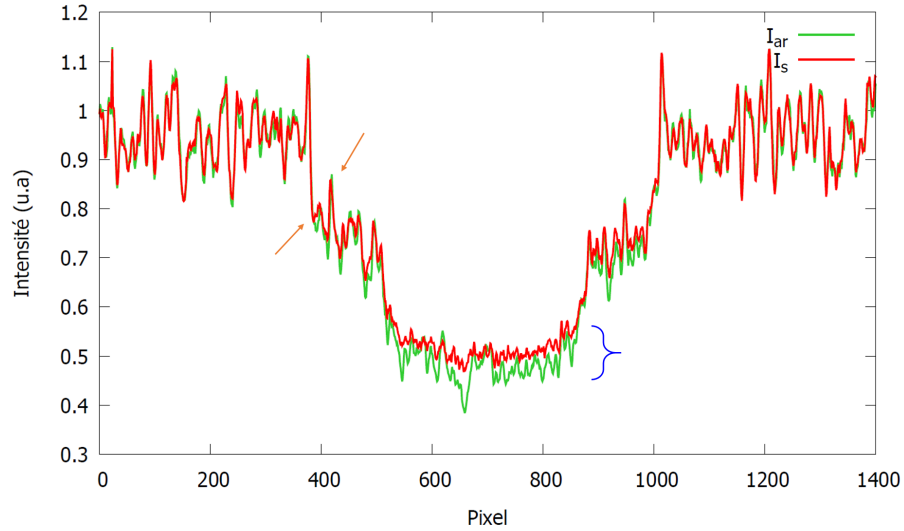


FIGURE 4.10 – Profils issus des images présentées en figure 4.9. En vert l’image de tavelures artificielles I_{ar} et en rouge l’image de tavelures plus l’échantillon I_s .

Comme vu à l’équation (4.2), ces déplacements sont reliés à l’angle de réfraction θ . Pour un détecteur de résolution spatiale R_s , positionné à une distance d_{md} du modulateur et pour un grandissement du modulateur G , l’angle maximal de réfraction θ_{max} détectable sera :

$$\theta_{max} \sim \frac{R_s G}{d_{md}} \quad (4.12)$$

En prenant une résolution spatiale d’une vingtaine de micromètres, un faible grandissement et une distance de propagation de plusieurs dizaines de centimètres, les angles de réfraction auxquels nous aurons accès seront d’une à plusieurs dizaines de microradians. Or dans notre domaine de longueur d’onde, on a plutôt $\theta \sim 1$ rad. Pour atteindre cette résolution angulaire, on peut appliquer un post-traitement sur les images en les sous-pixellisant. Pour une image de 128×128 pixels chaque pixel sera sub-divisé en deux ce qui donnera une image de 256×256 pixels. On parlera d’une sous-pixellisation d’ordre 1. Les valeurs affectées à ces nouveaux pixels sont issues d’une méthode d’interpolation. Dans la prochaine section nous détaillerons les méthodes d’interpolation que nous avons considérées et l’erreur que cela peut entraîner en fonction de l’ordre de sub-pixellisation et du choix de la méthode. Par cette approche, la résolution angulaire sera augmentée, induisant une carte des déplacements des tavelures plus précise.

L’algorithme 4.1 résume le procédé développé pour l’estimation de la carte de déplacements des tavelures.

Algorithme 4.1 : Carte de déplacement des tavelures

```

Chargement  $I_r$ 
Chargement  $I_f$ 
Création des tavelures artificielles  $I_{ar}$  :
Pour  $\langle p \text{ pixel} \rangle$  à  $\langle p_{max} \rangle$  Faire
  Pour  $\langle q \text{ pixel} \rangle$  à  $\langle q_{max} \rangle$  Faire
     $I_{ar}[p, q] = I_f[p, q] \times I_r[p, q]$ 
  Fin Pour
Fin Pour
Définition région d'intérêt  $\Omega$  centrée en  $[p_0, q_0]$  de taille  $\tau_{p,q}$ 
Chargement  $I_{ar}$ 
Chargement  $I_s$ 
Pour  $\langle \text{Ordre de sub-pixellisation } n \rangle$  à  $\langle n_{max} \rangle$  Faire
  Pour  $\langle p + (\tau_p/2) \text{ pixel} \rangle$  à  $\langle p_{max} - (\tau_p/2) \rangle$  Faire
    Pour  $\langle q + (\tau_q/2) \text{ pixel} \rangle$  à  $\langle q_{max} - (\tau_q/2) \rangle$  Faire
      Chargement du patch de référence  $M[p_0, q_0] = I_{ar}[p, q] \circ \Omega[p_0, q_0]$ 
      Calcul de la corrélation croisée  $R[p, q] \propto M[p_0, q_0] I_s[p, q]$ 
      Si  $R[p, q] = \max$  Alors
        Sauvegarde déplacement  $S(x) = p - p_0$ 
        Sauvegarde déplacement  $S(y) = q - q_0$ 
      Fin Si
    Fin Pour
  Fin Pour
Fin Pour

```

4.3.2 Extraction du signal de phase

Le procédé d'extraction du signal de phase sera calqué sur celui utilisé à la section 3.4, chapitre 3. Pour cela, on va appliquer l'équation (4.3) aux cartes de déplacements produites. Cette relation lie la dérivée de la phase avec le déplacement des tavelures, selon une direction. On l'approximera par une valeur moyenne de longueur d'onde $\bar{\lambda}$, reliée à l'énergie moyenne déduite de chaque canal d'énergie c_e de poids statistique ω_e . Si l'on considère les deux directions orthogonales (x, y) on aura :

$$\partial_x \phi = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}} \arctan \left[\frac{S(x)}{d_{md}} \right] \quad (4.13a)$$

$$\partial_y \phi = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}} \arctan \left[\frac{S(y)}{d_{md}} \right] \quad (4.13b)$$

De même, pour minimiser les artéfacts induits par les phénomènes de Gibbs [146], nous avons à nouveau appliqué sur $\partial_x \phi$ et $\partial_y \phi$ l'algorithme d'intégration antisymétrique des dérivées [148], que nous avons décrit à la section 3.4, équation (3.38). On aura alors deux matrices de gradient de phase de 4 quadrants $\square = 1, 2, 3, 4$, que nous noterons une nouvelle fois B_x et B_y .

De même, on va ensuite travailler ces gradients dans l'espace réciproque par l'application de la transformée de Fourier de la dérivée [152] tel que :

$$W(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F} [B_x + iB_y] (f, g)}{2i\pi(f + ig)} \right\} (x, y) \quad (4.14)$$

La phase sera donnée par le quatrième quadrant, $\square = 4$ de la matrice extraite $W(x, y)$ tel que

$$\phi(x, y) = \mathcal{I}m\{W_{\square=4}\} \quad (4.15)$$

L'algorithme 4.2 résume le procédé développé pour l'extraction du signal de phase.

Algorithme 4.2 : Image de phase

```

Chargement  $S(x)[p, q]$ 
Chargement  $S(y)[p, q]$ 
 $f = p - p_{max}/2$ 
 $g = q - q_{max}/2$ 
Estimation  $\bar{\lambda} = hc (o_{max} / \sum_o^{o_{max}} c_{e_o} \omega_{e_o})$ 
Calcul des gradients :
 $\partial_x \phi[p, q] = 2\pi/\bar{\lambda} \arctan [S(x)/d_{md}]$ 
 $\partial_y \phi[p, q] = 2\pi/\bar{\lambda} \arctan [S(y)/d_{md}]$ 
Alloue matrice  $B_x[2p, 2q]$ 
Alloue matrice  $B_y[2p, 2q]$ 
Application ASDI
 $\tilde{B}_f[2p, 2q] = \mathcal{F}[B_x]f$ 
 $\tilde{B}_g[2p, 2q] = \mathcal{F}[B_y]g$ 
Application FDT :  $W[2p, 2q] = \mathcal{F}^{-1}[\tilde{B}_f + i\tilde{B}_g] \times \frac{1}{2i\pi(f+ig)}$ 
Affichage image en contraste de phase  $\phi$  :
Pour  $\langle p \rangle$  à  $\langle 2p \rangle$  Faire
  Pour  $\langle q \rangle$  à  $\langle 2q \rangle$  Faire
     $\phi[p, q] = \mathcal{I}m \{W[p, q]\}$ 
  Fin Pour
Fin Pour

```

4.4 Résultats

Dans cette section nous allons présenter les premiers résultats que nous avons obtenus avec, dans un premier temps, l'extraction de cartes de déplacements des tavelures induites par l'échantillon, puis, à partir de ces dernières, les images de phase que nous avons extraites. Tout au long de cette section, nous prendrons du papier de verre P1200 (classification ISO/FEPA) comme modulateur. Il est composé de grains en carbure de silicium dont la taille moyenne est de 15,3 μm . De plus, nous utiliserons une fibre optique (HTP-M0600T) comme échantillon. Elle est composée d'un cœur en dioxyde de silicium d'un diamètre de $600 \pm 10 \mu\text{m}$ et d'une gaine d'éthylène tétrafluoroéthylène (ETFE) de diamètre de $1040 \pm 30 \mu\text{m}$. Les conditions d'acquisition seront aussi les mêmes. Un tube microfoyer Feinfocus (FXE-160.51) produisant un spectre polychromatique d'une énergie maximale de 40 kV et d'une taille de foyer mesurée de 5 μm . Un détecteur Photonic Science (VHR X-ray detector) de taille de pixel de $9,7 \times 9,7 \mu\text{m}^2$ pour un champ de vue de $3 \times 4 \text{ cm}^2$ et d'une résolution spatiale mesurée de 25 μm . La figure 4.11 présente une photo du montage.

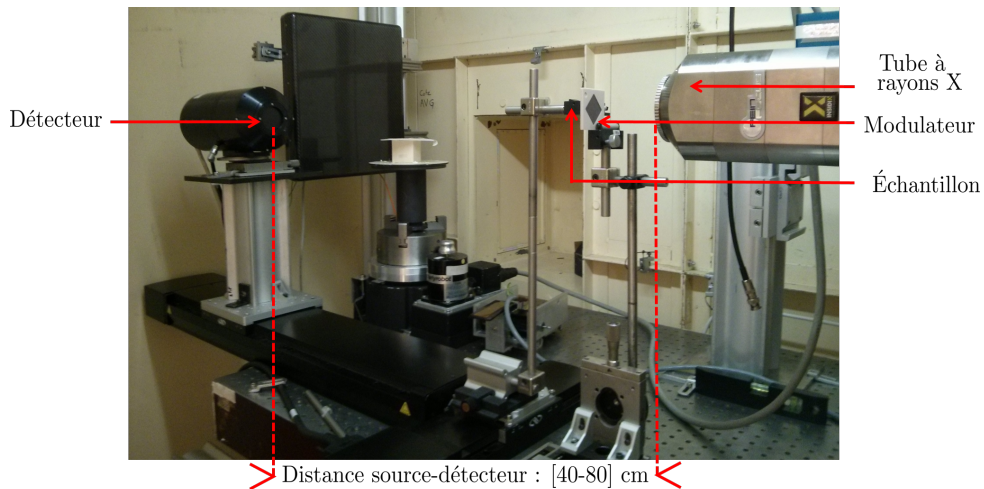


FIGURE 4.11 – Photographie du montage du banc d'imagerie en contraste de phase par interférométrie de tavelures.

4.4.1 Carte des déplacements

Comme évoqué à la section précédente, les déplacements sont extraits à partir d'une corrélation croisée normalisée faite entre une image prise en référence et une image avec un échantillon. Nous avons aussi parlé des tavelures artificielles, prises comme références, permettant de tenir compte de l'atténuation de l'échantillon et de monitorer ainsi les effets différentiels de phase seuls. La figure 4.12(a) présente une image expérimentale de la fibre optique avec tavelures. Cette dernière est comparée avec l'image de tavelures seule (comme présenté en figure 4.6). La figure 4.12(b) présente la carte des déplacements extraits de cette comparaison directe. Les valeurs de déplacement oscillent entre ± 61 pixels, ce qui est totalement irréaliste sachant qu'un pixel fait environ $10 \mu\text{m}$. Cela reviendrait à un angle de réfraction de l'ordre du milliradian alors que nous travaillons dans une gamme de fréquences qui devrait induire un angle de l'ordre de micro voir sub-microradian. Ainsi l'utilisation des tavelures artificielles est une solution que nous proposons.

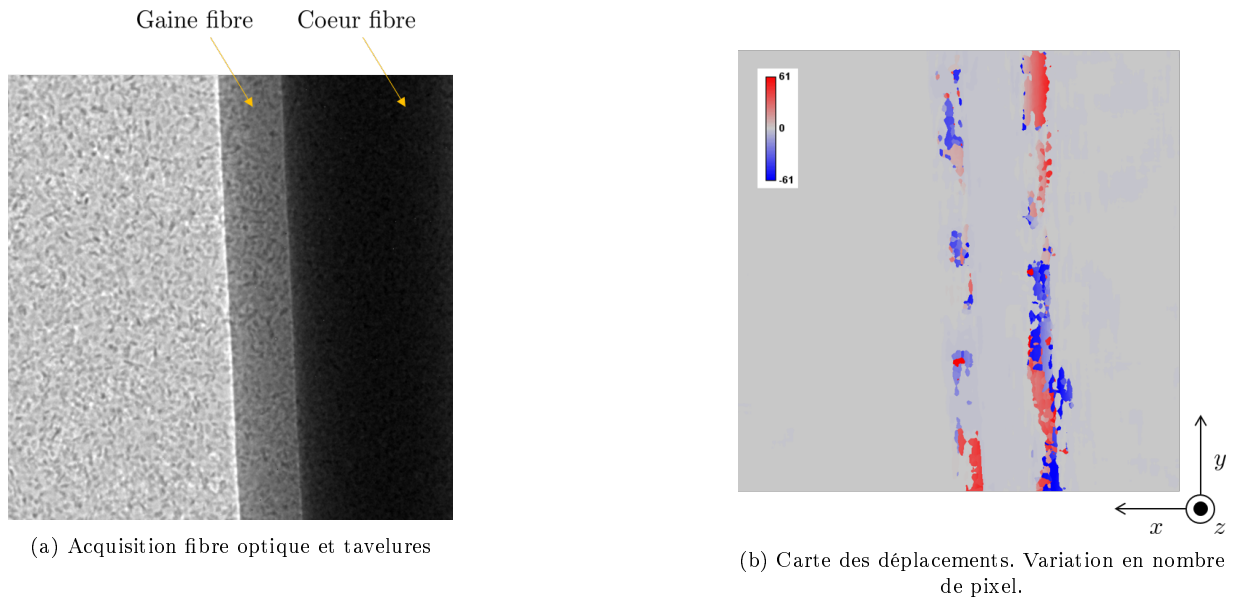


FIGURE 4.12 – Illustration d'une extraction de carte de déplacements de tavelures (b) par comparaison directe : image de tavelures et image échantillon, à partir d'une acquisition d'une fibre optique (a).

La figure 4.13 présente d'autres cartes de déplacements obtenues en comparant l'image échantillon (figure 4.13(a)) avec une image de tavelures artificielles, prise en référence. La procédure est la même que celle présentée en figure 4.8. En première remarque, on voit que les trois cas étudiés (figure 4.13(b-d)) présentent des variations de déplacements de tavelures en nombre de pixels plus proches de la réalité du phénomène de réfraction en rayons X. Ensuite, nous voulons illustrer l'influence de la taille de la région d'intérêt $\Omega(i_0, j_0)$ contribuant à la définition du patch de référence $M[i_0, j_0]$, introduit à l'équation (4.10) et utilisé pour l'extraction de la carte des déplacements (équation (4.9)). En accord avec ce dont nous avons discuté auparavant, on remarque aux figures 4.13(b-d) que plus la taille de la région d'intérêt est importante plus la précision dans la mesure des déplacements des tavelures augmente, passant d'un déplacement d'environ ± 5 pixels à ± 2 pixels puis ± 1 pixel (respectivement, figure 4.13(b-d)). Néanmoins, il apparaît aussi que la finesse de la mesure est limitée, au mieux, à la taille du pixel détecteur, comme le montre la figure 4.13(d). Afin d'extraire des déplacements plus fins, il est possible de procéder à un post-traitement de l'image acquise au travers d'une sous-pixellisation. Cela consiste à doubler le nombre de pixels en conservant le même champ de vue. On aura alors une image de 1024×1024 pixels, de taille de pixels égale à $5 \times 5 \mu\text{m}^2$. De même, pour un ordre 2, on passera à 2048×2048 pixels de $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}^2$ et ainsi de suite. Nous allons maintenant nous attarder sur ce post-traitement et voir quelle méthode d'interpolation utilisée pour que la sous-pixellisation, nous amène la meilleure estimation de déplacement des tavelures.

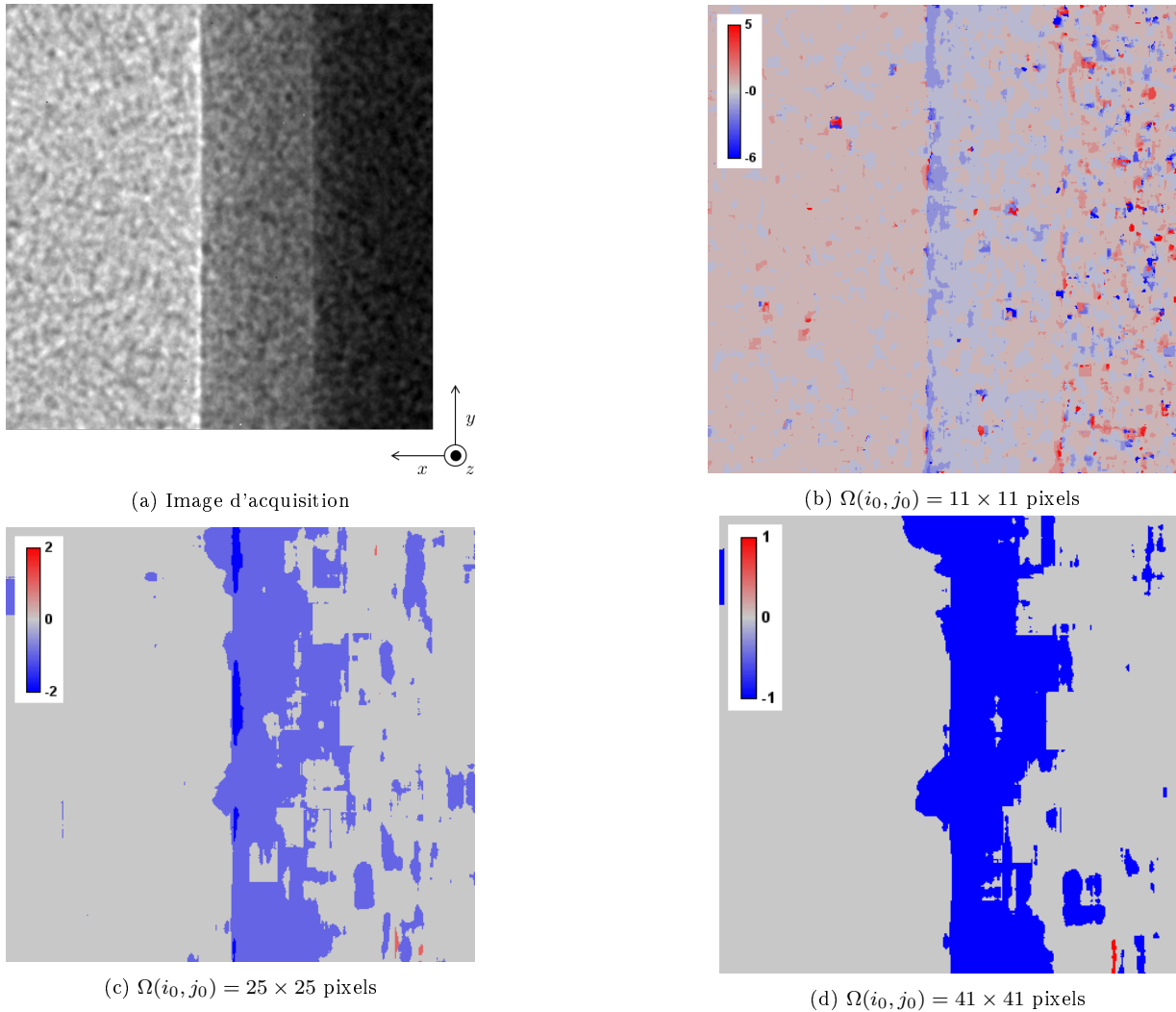


FIGURE 4.13 – Image acquise (a) et cartes de déplacements de tavelures associées (b-d) exprimées en nombre de pixels. Variation de la région d'intérêt $\Omega[p_0, q_0]$ reliée au patch de référence $M[p_0, q_0]$, équation (4.10) : cas de 11×11 pixels (b), 25×25 pixels (c) et 41×41 pixels (d).

La figure 4.14 présente une étude comparative de deux méthodes utilisées pour la sous-pixellisation : une méthode d'interpolation en pyramide gaussienne et une méthode d'interpolation cubique tirées de la librairie OpenCV [181]. Le but ici est de regarder quelle méthode produit le moins d'erreur. Pour évaluer l'erreur que peuvent produire ces méthodes d'interpolation, nous avons utilisé le logiciel CIVA. Une scène est ainsi définie avec plusieurs sphères de carbure de silicium de rayons variant de 15 à 40 μm . Ce sera la configuration 0. Pour cette configuration, un plan d'échantillonnage de 500×500 pixels est défini. Nous prendrons ensuite 3 autres configurations avec, respectivement, un plan d'échantillonnage de 1000×1000 , 2000×2000 puis 4000×4000 pixels. Les tailles de ces plans d'échantillonnage seront les mêmes que celles de la configuration 0. La taille des pixels associés sera réduite en conséquence. On procèdera à deux cas d'études de simulation. Une avec une taille de pixel constituant le plan d'échantillonnage de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ ayant une réponse parfaite et une source ponctuelle (cas idéal). L'autre est une configuration plus réaliste avec une taille de pixel de $9,7 \times 9,7 \mu\text{m}^2$, une résolution spatiale de 25 μm et une taille de foyer de 5 μm (conditions expérimentales). Les simulations sont produites avec un spectre polychromatique d'énergie maximale de 40 keV. Les images produites aux configurations 1, 2 et 3 seront nos images références CIVA.

On va considérer ensuite les images produites en configuration 0 et y appliquer une sous-pixellisation d'ordre 1, 2 et 3, que l'on notera respectivement Up-2, Up-4, Up-8. Ces sous-pixellisations seront produites suivant les 2 méthodes d'interpolation considérées (pyramide gaussienne et cubique). Pour exemple, on

retrouve une image d'une sous-pixellisation par interpolation cubique d'ordre 2 (Up-4) faite à partir de l'image simulée CIVA de la configuration 0 en conditions expérimentales, à la figure 4.14(a).

Le but est de regarder les erreurs de chaque méthode d'interpolation en les comparant avec les images CIVA des configurations 1, 2 et 3 prises en référence. Pour calculer cette erreur, nous avons retranché les images produites par sous-pixellisation aux images de référence CIVA en les élevant ensuite au carré. Les figures 4.14(b)(c) présentent le résultat de cette opération pour les cas respectifs d'une interpolation cubique et d'une interpolation pyramide gaussienne d'ordre 2 (Up-4) en conditions expérimentales. On remarque que l'erreur est massivement sur les contours des sphères pour le cas de l'interpolation cubique (figure 4.14(b)), alors que pour l'interpolation en pyramide gaussienne, l'erreur apparaît sous forme de gradient sur les sphères. On peut aussi noter cela pour les autres cas considérés. La figure 4.15 présente l'erreur quadratique des méthodes d'interpolations pour les cas des trois ordres de sous-pixellisation : Up-2, Up-4 et Up-8 et pour les cas de données simulées idéales et de données simulées en conditions expérimentales.

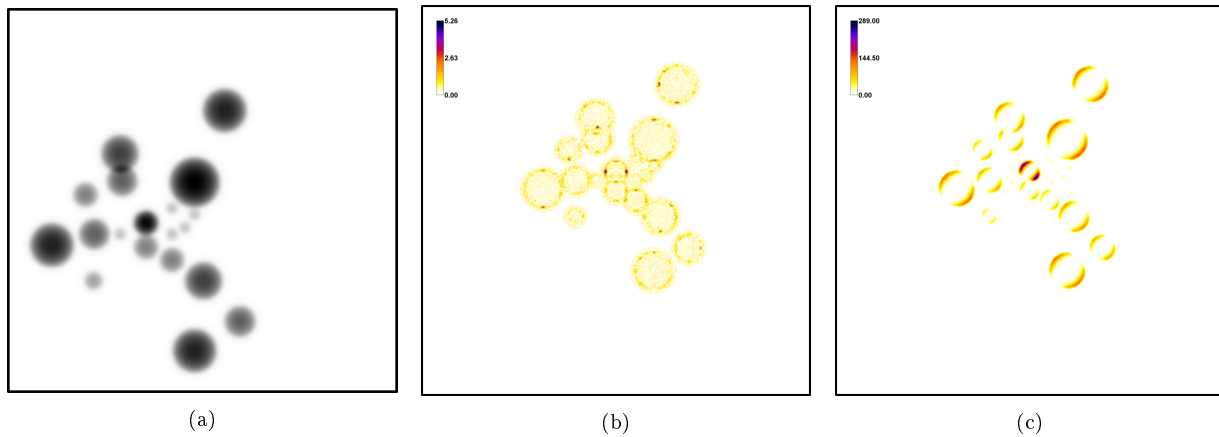


FIGURE 4.14 – (a) Exemple de sous-pixellisation d'ordre 2 par interpolation cubique faite à partir de données simulées sous conditions expérimentales. (b) Erreur de l'interpolation cubique dans le cas de (a). (c) Erreur de l'interpolation en pyramide gaussienne dans le cas de (a).

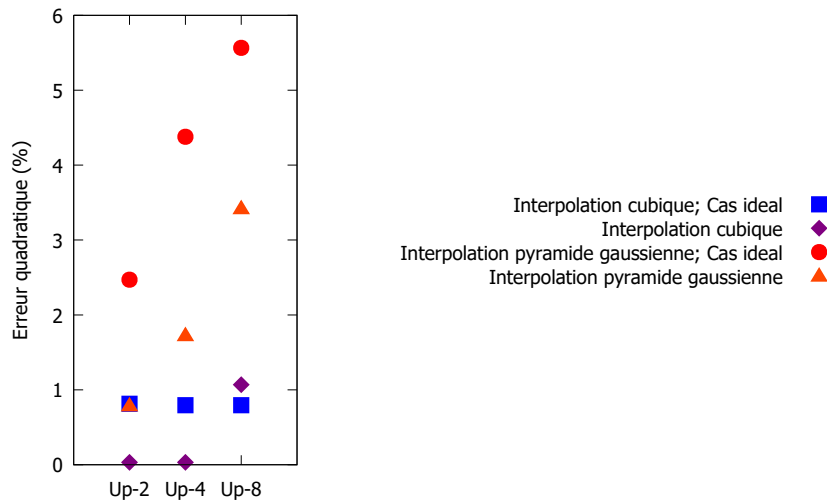


FIGURE 4.15 – Erreur quadratique d'interpolation cubique et pyramide gaussienne pour les 3 premiers ordres de sous-pixellisation (Up-2, Up-4, Up-8) pour les cas de données simulées idéales et de données simulées en conditions expérimentales.

On remarque que l'interpolation cubique se démarque comparée à l'interpolation en pyramide gaussienne. On peut noter que les cas idéaux présentent plus d'erreur que les cas prenant en compte les conditions expérimentales. Ceci s'explique par le fait que lorsque l'on prend en compte la réponse détecteur et la taille du foyer, on applique un filtre gaussien. Cela génère des données plus adaptées au processus d'interpolation. Au vu des résultats présentés en figure 4.15, l'interpolation cubique semble plus adaptée à nos configurations et est ainsi retenue.

La méthode d'interpolation servant à la sous-pixellisation étant choisie, nous pouvons maintenant présenter de nouvelles cartes de déplacements. Les variations des déplacements sont cette fois-ci données en micromètres. Ces déplacements sont issus d'une comparaison de l'image d'acquisition présentée en figure 4.16(a) avec l'image de tavelures artificielles correspondante. Les ordres de sous-pixellisation sont respectivement pour les figure 4.16(b)(c)(d)(e) de 0, 1, 2 et 3. On remarque que plus la sous-pixellisation est importante, plus la mesure de déplacement est fine. On peut noter aussi que des artefacts, reliés à la forme et la taille de Ω sont présents, repérés en exemple à la figure 4.16(e) par des flèches jaunes. Nous avons identifié la cause de ces artefacts. Ils sont dus à des pixels défectueux. En effet, le calcul de corrélation croisée (équations (4.9) et (4.10)) étant basé sur la valeur d'intensité des pixels, si un des pixels de la région d'intérêt Ω possède une valeur très différente par rapport aux pixels voisins alors le résultat de la corrélation croisée produira des aberrations. Une méthode de correction simple que nous avons appliqué sur quelques pixels voisins du pixel défectueux est l'utilisation d'un filtre médian. Ce filtre va appliquer une valeur moyenne d'intensité sans prendre en compte les valeurs d'intensités extrêmes, diminuant ainsi les artefacts reliés aux pixels défectueux du détecteur.

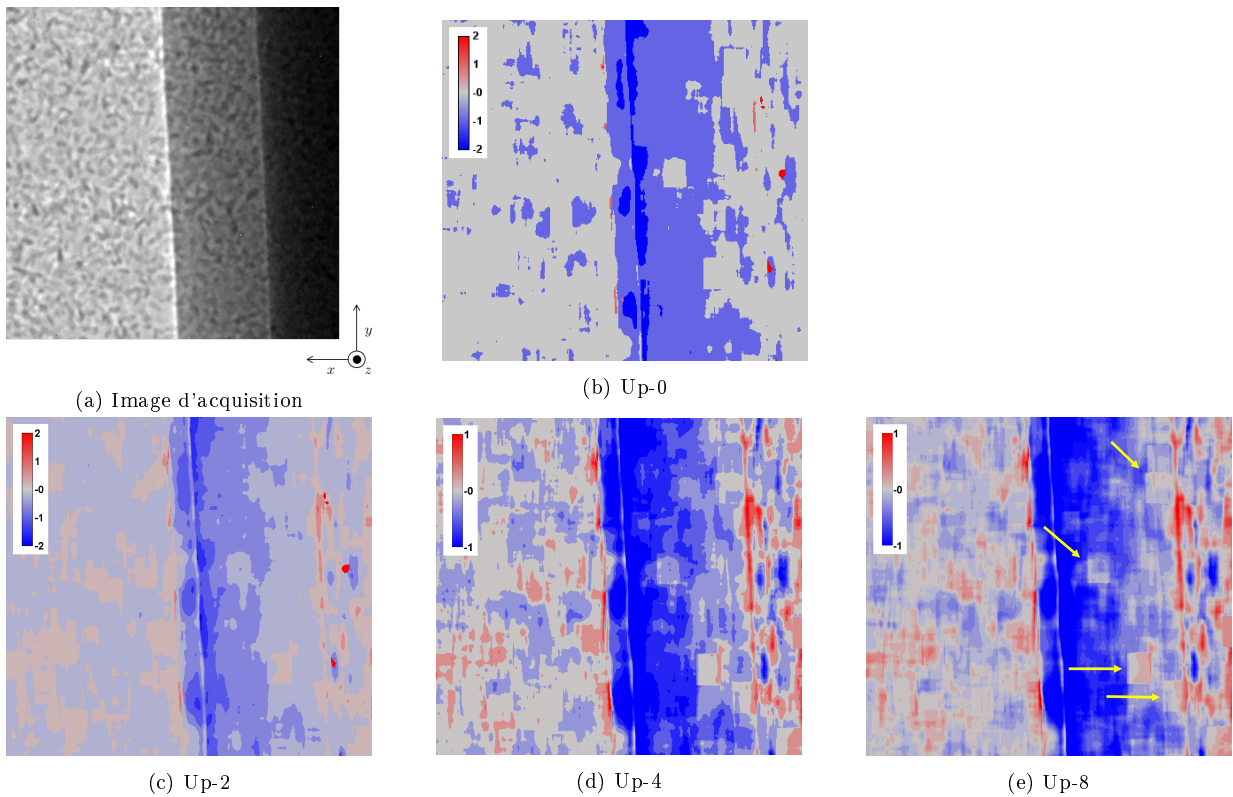


FIGURE 4.16 – Cartes des déplacements de tavelures (b-e), en micromètres, extraites de l'acquisition présentée en (a) et comparée avec des tavelures artificielles. (b) Sans sous-pixellisation (Up-0). (c) sous-pixellisation d'ordre 1 (Up-2). (d) sous-pixellisation d'ordre 2 (Up-4). (e) sous-pixellisation d'ordre 3 (Up-8).

4.4.2 Carte de confiance

Une fois les cartes de déplacements établies, il est très simple de produire une image de gradient de phase de l'échantillon, comme le décrivent les équations (4.13). La figure 4.17(a-b) présente les images des deux gradients de phase de la fibre suivant, respectivement, les directions x et y . Le gradient selon y (figure 4.17(b)) ne nous apporte aucune information visuelle dû à la configuration géométrique de l'échantillon. Mais nous allons voir que l'information portée par $\partial_y\phi$ va pouvoir nous être utile. La figure 4.17(c) présente, respectivement en bleu et rouge, un profil de $\partial_x\phi$ (figure 4.17(a)) et un profil moyenné de ce même gradient. On peut voir sur le tracé rouge que le gradient a globalement la même forme que ceux vus, par exemple, au chapitre 3 figure 3.31. Cependant, le profil bleu non moyenné du gradient est décrit par palier, avec peu de niveaux de gris. De plus, les variations d'indice optique s'opérant entre le cœur de la fibre en silicium et la gaine en ETFE mais aussi entre la gaine de la fibre et l'extérieur de l'échantillon ne sont pas bien décrites. On voit en effet des discontinuités sur les deux courbes. Les variations par pallier et les discontinuités peuvent nous faire penser à un sous-échantillonnage, qu'il soit relié à la taille des tavelures, ou bien relié à la méthode numérique de mesure des gradients. On peut alors utiliser la carte de confiance que nous avons introduit au chapitre 3. En effet, comme nous avons deux mesures différentielles de phase de direction spatiale orthogonale, il est possible de construire une carte de confiance telle que décrite aux équations (3.29) et (3.30).

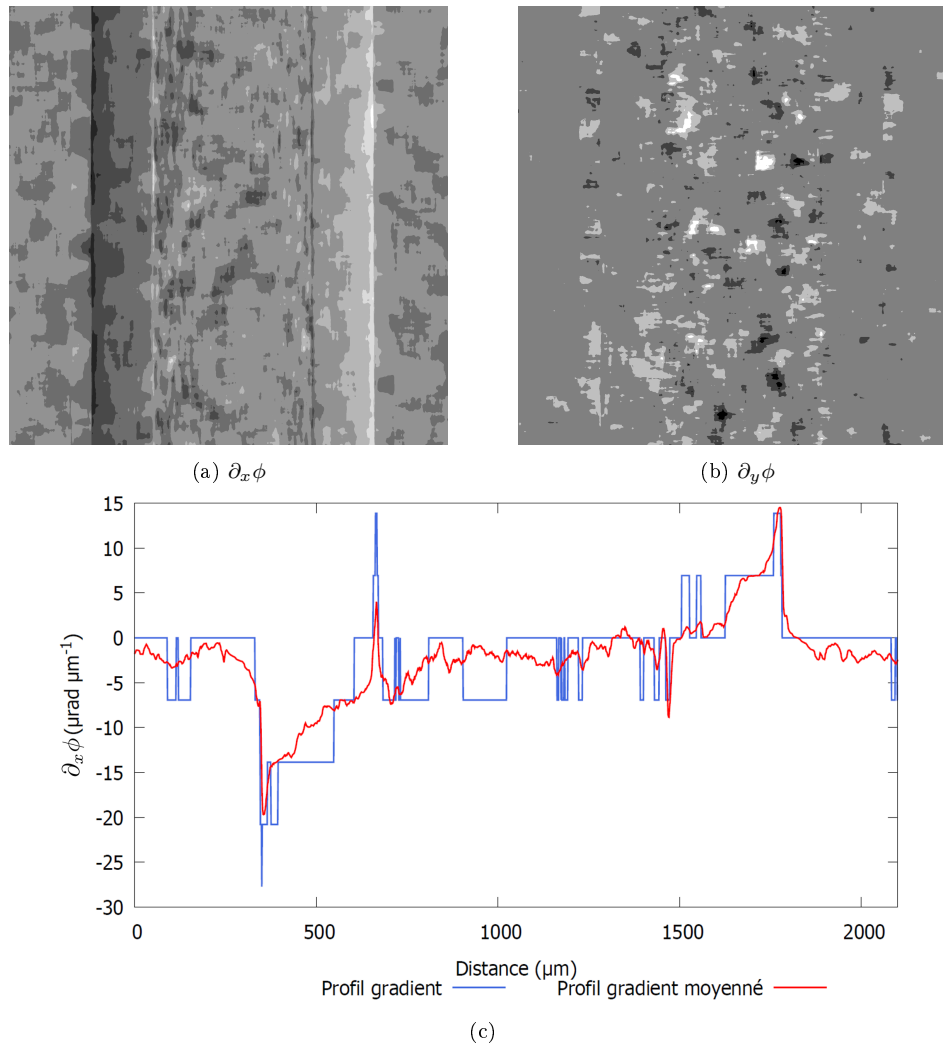


FIGURE 4.17 – Images de gradients d'une fibre optique. (a) Gradient selon x . (b) Gradient selon y . (c) Profil moyenné de $\partial_x\phi$ (a).

La figure 4.18(b) présente la carte de confiance extraite à partir des deux gradients de phase présentés en figure 4.17. Comme au chapitre 3, les pixels rouges nous indiquent une dislocation de phase et les

pixels bleus nous indiquent un sous-échantillonnage local ou le bruit global de la mesure. La carte de confiance produite ici révèle tout d'abord un sous-échantillonnage, car la répartition des alertes (pixels bleus) n'est pas uniforme sur l'image. Ensuite, de par la forme typique de ces alertes, la carte de confiance nous indique un sous-échantillonnage numérique. En effet, les alertes épousent les contours correspondant à chaque transition de niveau de gris des gradients de phase, comme l'illustre par exemple, la figure 4.18(c) représentant la fusion entre la carte de confiance et $\partial_x \phi$ (figure 4.18(a)). Ces paliers de niveaux de gris, décrits à la figure précédente (figure 4.17), sont donc bien pointés par la carte de confiance qui nous indique la limite de la méthode numérique choisie pour mesurer les gradients de phase, à savoir, le suivi de tavelures.

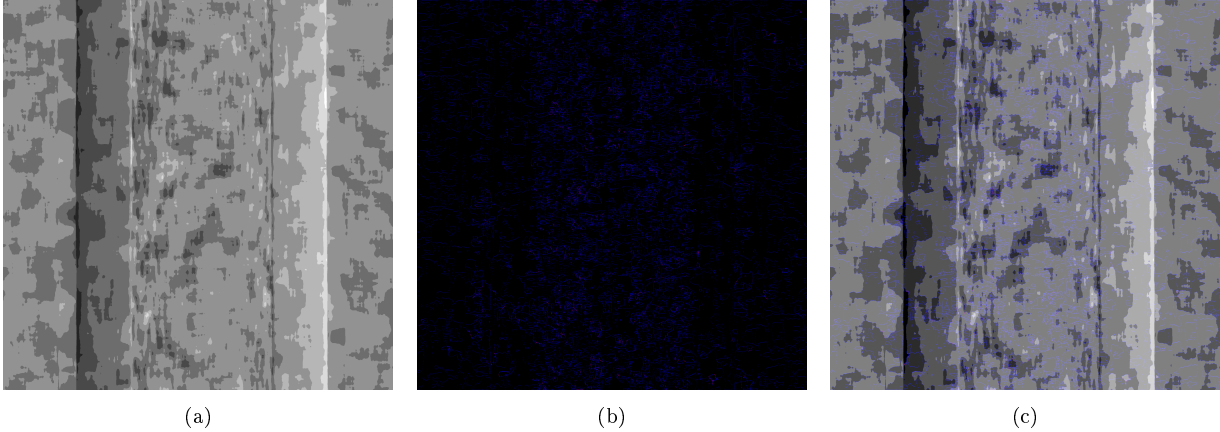


FIGURE 4.18 – (a) Gradient selon x . (b) Carte de confiance. (c) Fusion de l'image de gradient de phase (a) avec la carte de confiance (b).

4.4.3 Image de phase

Maintenant que nous avons évalué le post-traitement que nous appliquons sur les cartes de déplacement et l'influence de la méthode numérique de mesure de gradient, nous proposons d'extraire l'image de phase. En prenant les cartes de déplacement suivant les directions orthogonales (x, y) , on peut y appliquer les équations (4.13) (4.14) (4.2), décrites précédemment à la section 4.3.2. La figure 4.19, présente des images de phase de notre fibre optique. Ces images sont issues de cartes de déplacements extraites à partir de tavelures artificielles, sans sous-pixellisation (Up-0), figure 4.19(a) et avec sous-pixellisation, d'ordre 1 et 2 (Up-2 et Up-4) pour respectivement les figures 4.19(b-c). La fibre est positionnée à 10 cm de la source, offrant un grandissement de 8 pour une distance source-détecteur de 80 cm.

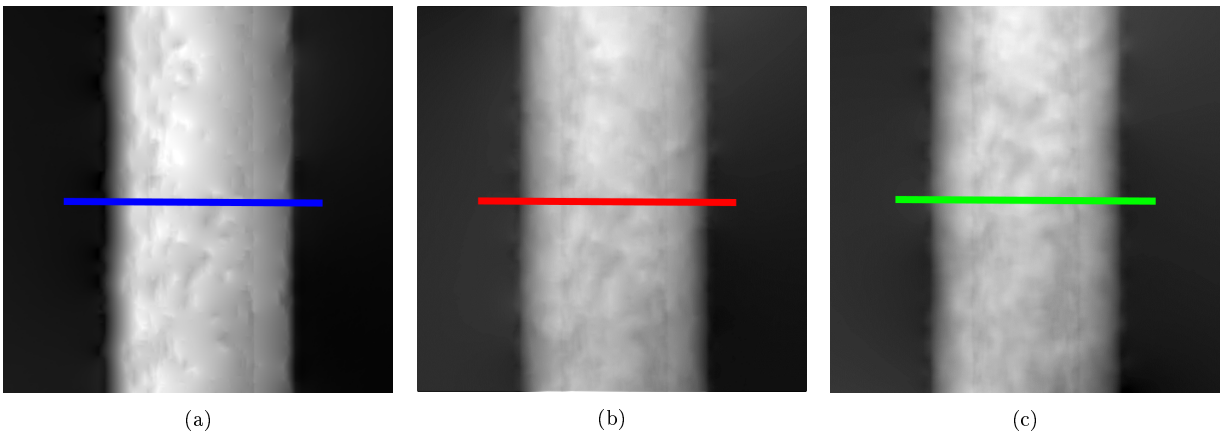


FIGURE 4.19 – Image de phase d'une fibre optique issue de carte de déplacement sans post-traitement (a), avec une sous-pixellisation d'ordre 1 (b) et d'ordre 2 (c).

Connaissant, l'épaisseur de la fibre optique donnée par le constructeur, nous pouvons estimer la qualité

de nos extractions de phase. En effet, on peut relier l'épaisseur $Ep(x, y)$ de la fibre optique, à la phase $\phi(x, y)$ tel que :

$$\phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{\delta} Ep(x, y) \quad (4.16)$$

où δ est la composante réelle de l'indice complexe de réfraction, équation (1.13). Comme l'acquisition est faite sous illumination polychromatique et que l'échantillon est multi-matériau, nous prenons une longueur d'onde moyenne $\bar{\lambda} = 6,5851 \cdot 10^{-11}$ m correspondant à l'énergie moyenne sur spectre et une valeur moyenne de $\bar{\delta}$ correspondant, à $\bar{\lambda}$, aux valeurs de δ de l'ETFE et du dioxyde de silicium composant la fibre. Avec ces approximations on peut appliquer l'équation (4.16) sur les images présentées en figures 4.19 et en extraire des profils d'épaisseur, illustrés respectivement en bleu, rouge et vert (figure 4.20).

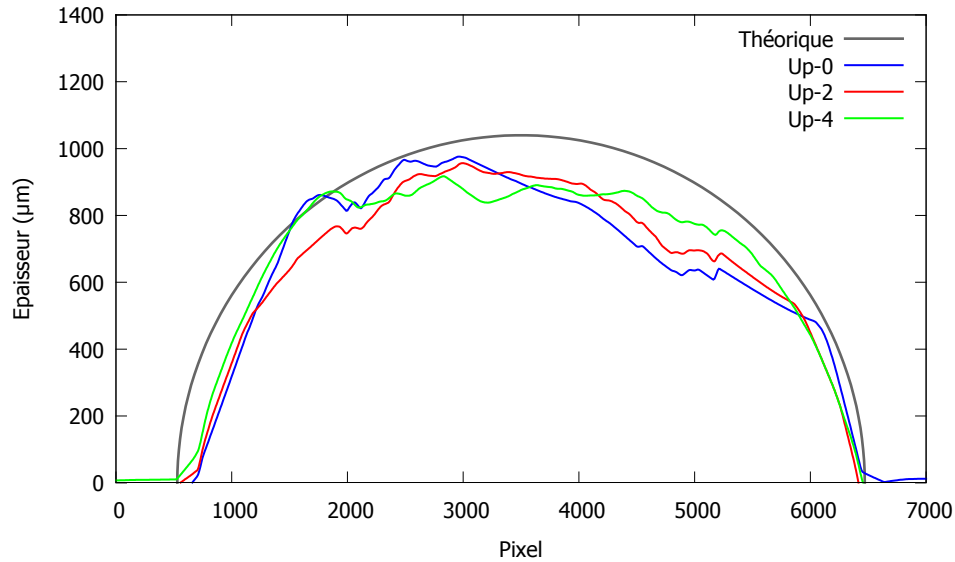


FIGURE 4.20 – Profils d'épaisseur de fibre optique Ep correspondant à l'application de l'équation (4.16) sur les images de phase présentées en figure 4.19. La courbe grise représentant l'épaisseur issue de données constructeur.

Une courbe théorique de l'épaisseur donnée par le constructeur est tracée en gris. On a en bleu, rouge et vert les profils extraits des images présentées en figures 4.19(a-c) après application de l'équation (4.16). On remarque que le post-traitement par sous-pixellisation améliore l'estimation de l'épaisseur de la fibre. Cependant, les courbes ne sont pas confondues avec le tracé théorique issu de données constructeur. Ceci peut être dû aux erreurs de ce même constructeur sur la mesure de l'épaisseur de fibre. De notre côté, l'estimation de l'épaisseur a été faite à partir de valeurs moyennes $\bar{\lambda}$ et $\bar{\delta}$, ce qui peut influencer sur le résultat. Enfin, malgré l'utilisation de tavelures artificielles et l'application d'un post-traitement par sous-pixellisation, et malgré l'application de l'algorithme ASDI, des artéfacts semblent apparaître sur l'extraction de la phase, ce qui joue un rôle aussi dans l'estimation de l'épaisseur de la fibre. Des améliorations sont donc à faire, mais ces résultats sont néanmoins très encourageants.

4.5 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons présenté une technique d'imagerie par contraste de phase s'appuyant sur de l'interférométrie de tavelures. Nous avons introduit la génération des tavelures puis décrit les différentes utilisations que l'on peut retrouver dans le domaine des rayons X.

Nous avons ensuite présenté l'approche que nous avons développée au travers des tavelures artificielles. Les tavelures artificielles sont produites par mesures expérimentales. Cette approche nous a permis de créer des tavelures prenant en compte la variation d'atténuation. Ainsi, avec ces tavelures artificielles, on crée une référence dédiée seulement à une mesure différentielle de phase. Celle-ci pouvant être utilisée au travers d'une comparaison par corrélation croisée avec l'image de l'échantillon à étudier. Un article

présentant la méthode est en cours de rédaction, car on ne retrouve pas cette approche dans la littérature. Les cartes de déplacements des tavelures ont été ainsi extraites dans le cadre d'une approche de suivi de tavelures. Le choix de cette approche étant plus en accord avec un transfert vers l'industrie de par sa rapidité d'acquisition, au regard des approches que l'on retrouve dans la littérature, bien que l'approche des tavelures en absorption soit aussi prometteuse.

L'estimation des cartes de déplacements des tavelures, reliées aux gradients de phase, a été présentée. Un post-traitement de sous-pixellisation a été fait et évalué sur ces cartes pour augmenter la finesse des mesures des déplacements des tavelures. De plus, la carte de confiance, introduite au chapitre 3, a été appliquée sur les mesures de gradients de phase. Nous avons montré que la carte nous alertait sur un sous-échantillonnage numérique. A partir de ces acquisitions, des images en contraste de phase ont été présentées, avec notamment une estimation de l'épaisseur de l'échantillon présenté que nous avons comparée avec les données constructeur.

Chapitre 5

Bilan des techniques étudiées

Bien que les domaines d'applications en imagerie par contraste de phase se dessinent, les besoins spécifiques ne sont pas encore bien établis. C'est dans ce contexte que nous avons voulu apporter dans ce travail, un maximum de flexibilité et d'axes de réponses aux besoins qui se présenteront.

Nous proposons ainsi, dans ce dernier chapitre, une revue des outils développés, au travers de comparaisons et de mises en situation. Ces premiers éléments de comparaison porteront bien entendu sur les deux techniques présentées dans ce travail, à savoir : l'interférométrie à décalage multi-latéral, du chapitre 3 et l'interférométrie de tavelures, du chapitre 4. L'outil de simulation sera aussi mis à contribution. Plusieurs critères de comparaison seront considérés tels que le matériel utilisé, la mise en œuvre expérimentale et la qualité des images produites.

Sommaire

5.1	Matériels dédiés à la structuration du front d'onde	116
5.1.1	Construction d'une grille de phase	116
5.1.2	Modulateur dédié à la génération de tavelures	119
5.1.3	Comparaison et mise en situation	120
5.2	Extraction de l'information de phase et qualité de l'image produite	121
5.2.1	Géométrie du modulateur et méthodes d'extraction de l'information de phase .	121
5.2.2	Comparaison qualitative d'images de phase en fonction des deux techniques étudiées.	122
5.3	Synthèse	123

5.1 Matériels dédiés à la structuration du front d'onde

Nous allons exposer les stratégies de dimensionnement du matériel expérimental dédié à la structuration du front d'onde et leur mise en œuvre. On se positionne, bien sûr dans le cadre d'une grille de phase, utilisée dans l'approche par interférométrie à décalage multi-latéral et d'un modulateur en papier de verre utilisé dans l'approche par interférométrie de tavelures.

5.1.1 Construction d'une grille de phase.

Le but est de concevoir une grille de phase induisant un déphasage π à une longueur d'onde λ_0 donnée. Il faut pour cela faire le choix du matériau et induire ce déphasage en influant le moins possible sur l'amplitude de l'onde. En reprenant l'équation (2.2) du chapitre 2 et en considérant la phase en entrée de l'échantillon $\phi_0 = 0$ on peut donner le déphasage ϕ à un modulo $[2\pi]$ pour une épaisseur de matériau Ep , tel que :

$$-\frac{2\pi}{\lambda_0}\delta Ep = \phi [2\pi] \quad (5.1)$$

où δ est la partie réelle de l'indice complexe de réfraction $n = 1 - \delta + i\beta$ donnée en équation (1.13). La valeur de δ à une longueur d'onde λ_0 est calculée pour un matériau possédant une densité volumique ρ , une fraction massique q , un nombre de masse A et un numéro atomique Z suivant l'équation (2.5) appelée ici :

$$\delta = \frac{r_e \lambda_0^2 \rho N_A}{2\pi} \sum_j q_j \frac{Z_j}{A_j} \quad (5.2)$$

en fonction du nombre d'Avogadro N_A et du rayon classique de l'électron r_e . La figure 5.1, présente quelques épaisseurs, calculées à partir de l'équation (5.1), pour un déphasage $\phi = \pi [2\pi]$ et différents matériaux, à $\lambda_0 = 0,072932$ nm.

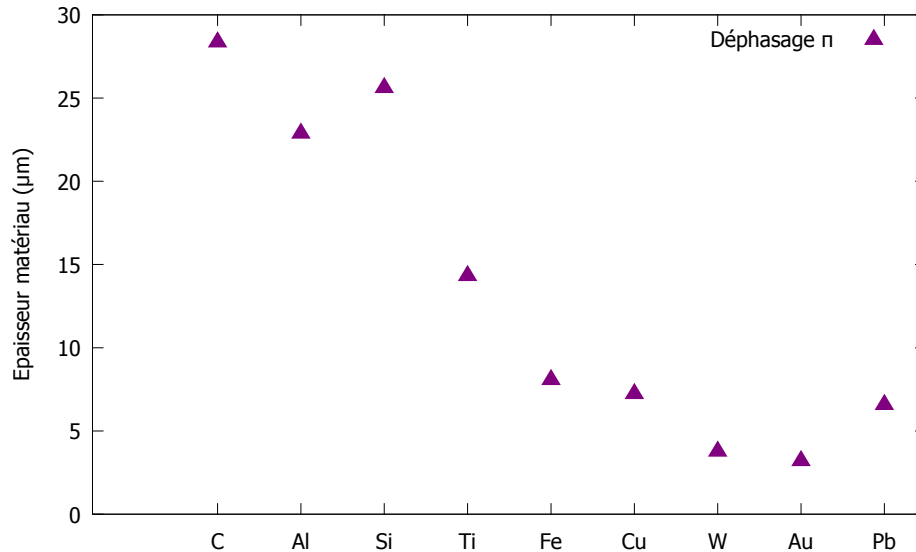


FIGURE 5.1 – Épaisseur de matériau pour un déphasage π à une longueur d'onde λ_0 équivalente à une énergie de 17 keV. Cas des matériaux carbone, aluminium, silicium, titane, fer, cuivre, tungstène, or et plomb.

Pour les matériaux de plus faible numéro atomique Z , présents sur la gauche du graphique (figure 5.1), l'épaisseur nécessaire pour induire un déphasage π est plus importante. Sachant que la période de la grille doit être de quelques micromètres à quelques dizaines de micromètres, le rapport de forme peut amener plus de complexité à la fabrication. En revanche, des matériaux à faible Z , peu atténuants, permettent de limiter l'influence du dispositif sur l'amplitude de l'onde et d'induire "seulement" un déphasage, se rapprochant ainsi de la grille de phase idéale d'atténuation nulle et de déphasage π à λ_0 .

Ajouté à ces considérations physiques, le matériau choisi doit pouvoir être dimensionnable à l'aide des technologies actuelles. Il doit être adapté à la construction d'un maillage, par exemple en forme de damier, et dont les périodes iront de quelques micromètres à une dizaines de micromètres. Pour ces échelles, la méthode choisie a été une lithographie UV suivie d'une croissance électrolytique, que nous allons décrire brièvement en s'appuyant sur la figure 5.2 illustrant le procédé. Dans un premier temps, on sélectionne un substrat sur lequel va être déposé une fine couche d'un matériau conducteur afin de permettre la croissance électrolytique, figure 5.2(a)(b). Pour cette illustration on choisira l'or comme matériau conducteur. De plus, le substrat peut être, par exemple, du silicium, du diamant ou même un polymère. On dépose ensuite une résine photosensible sur la surface "substrat + fine couche", figure 5.2(c). Pour définir un maillage, que l'on considérera ici en damier, un masque définissant le maillage est utilisé. On induit une insolation sur l'ensemble "substrat + fine couche + résine + masque" par lithographie UV ce qui va produire un damier en résine, figure 5.2(d). Il suffit ensuite de combler le motif créé par de l'or en procédant à une croissance électrolytique, figure 5.2(e). Pour cela on dépose le damier dans un bain contenant des ions d'or exposés à une différence de potentiel *via* un circuit électrique. Les électrons apportés par le générateur vont produire une réaction d'oxydoréduction avec les ions d'or induisant une croissance de l'or sur les parties non-masquées par la résine. Enfin, on retire la résine par l'application d'un solvant, figure 5.2(f).

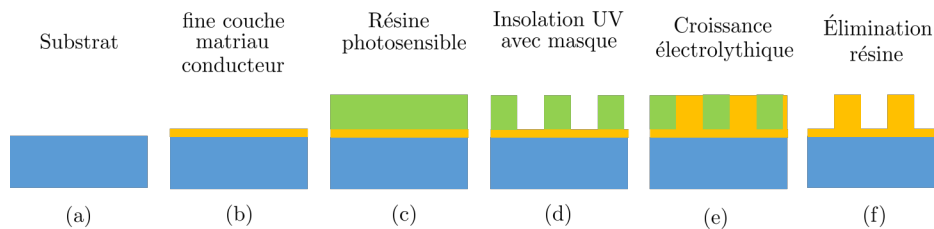


FIGURE 5.2 – Illustration des procédés de création de la grille de phase par lithographie UV et croissance électrolytique.

Plusieurs jeux de grille ont été produits par G. Vincent et son équipe de l'ONERA en collaboration avec le laboratoire de photonique et de nanostructures du CNRS, dans le cadre de l'équipe intégrée MINAO. La figure 5.3 présente une photo d'un jeu de 6 grilles déposées sur un substrat de silicium de 300 μm avec un zoom sur une zone d'une grille fait à partir d'un microscope électronique à balayage. Ces grilles ont un maillage en forme de damier, avec des plots en or de $3 \times 3 \mu\text{m}$ suivant une épaisseur de 4 μm , induisant un déphasage π autour de 20 keV.

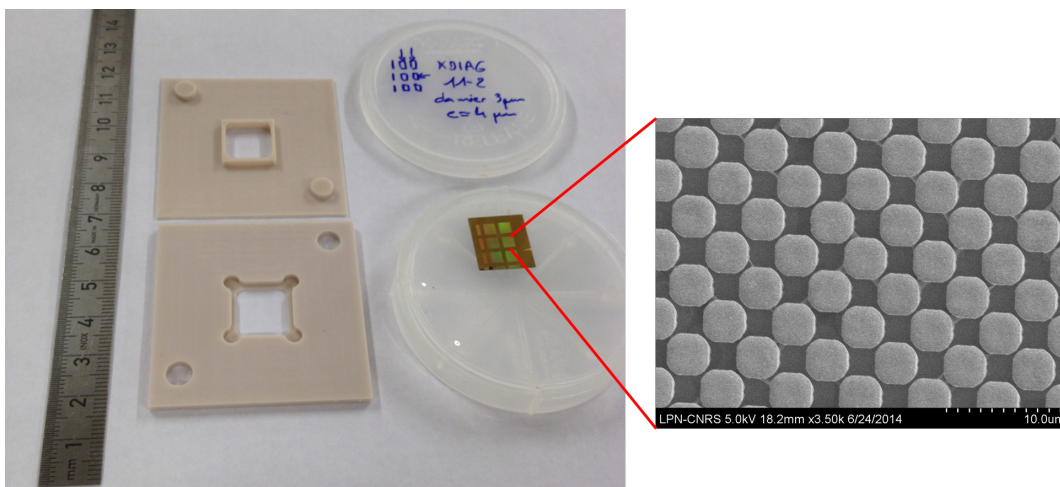


FIGURE 5.3 – Photo d'un jeu de 6 grilles de phase fabriquées et prêtées par l'ONERA déposées sur un substrat de silicium. Chaque petit carré représente une grille de phase. Un zoom sur une zone d'une grille est fait à partir d'un microscope électronique à balayage. Sur la gauche de la photo est présenté le support de la grille.

Ces grilles étaient notamment dimensionnées pour une utilisation sur source synchrotron [154]. Dans notre utilisation en laboratoire, le substrat en silicium de $300\ \mu\text{m}$ limitait le signal, et la taille des plots de $3 \times 3\ \mu\text{m}$ n'était pas adaptée, comme expliqué au chapitre 3. Un nouveau dimensionnement a été fait avec des tailles de plots plus importantes et un substrat en polymère beaucoup moins absorbant. Une demande de fabrication a été ainsi passée à l'entreprise Microworks [159], basée en Allemagne. La figure 5.4 présente une photo des 5 grilles de phase dimensionnées, composées d'un maillage en forme de damier de plots d'or de tailles respectives de 3×3 , 6×6 , 8×8 , 10×10 et $12 \times 12\ \mu\text{m}^2$ et d'épaisseur de $3,49 \pm 0,16\ \mu\text{m}$. Un zoom sur deux grilles est fait au microscope électronique à balayage. On peut y voir, figure 5.4(a), le maillage des plots en forme de damier d'une taille de $8 \times 8\ \mu\text{m}^2$ induisant un déphasage π à 17 keV. En figure 5.4(b) présente une autre image au microscope électronique à balayage de la grille de phase de taille de plots de $6 \times 6\ \mu\text{m}^2$. On peut y voir les irrégularités en forme de trames, notifiées sur l'image par deux flèches bleues, que l'on retrouve au chapitre 3, notamment avec l'apparition d'harmoniques à basse fréquence disposées selon l'axe fréquentiel vertical (figure 3.20).

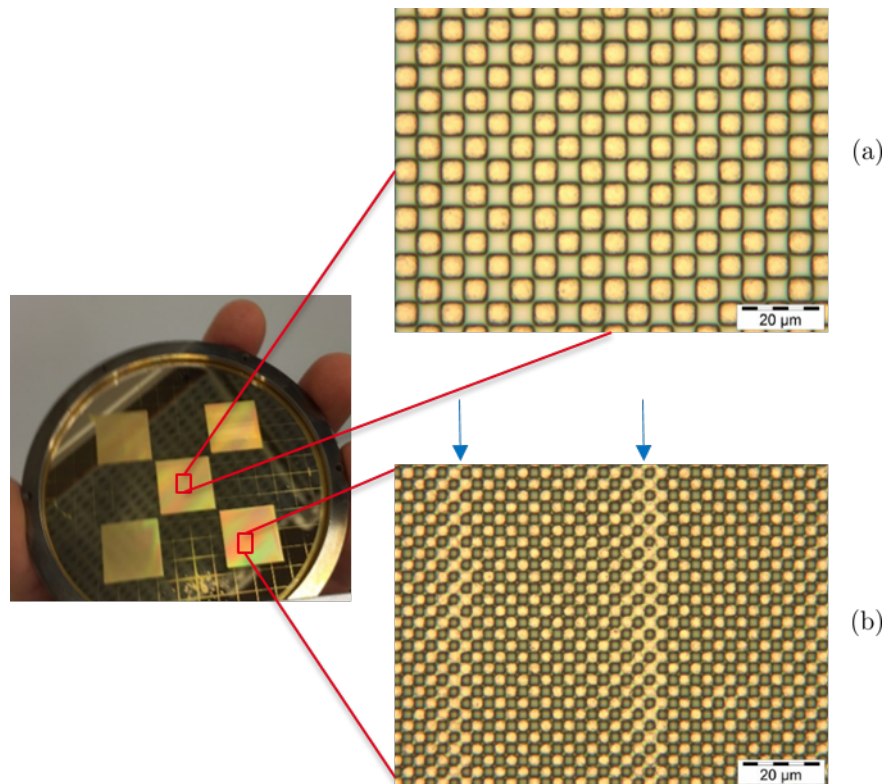


FIGURE 5.4 – Photo d'un jeu de 5 grilles de phase, fabriqué par Microworks [159], déposé sur un substrat en polymère. Le maillage est en forme de damier avec des plots en or de tailles respectives de 3×3 , 6×6 , 8×8 , 10×10 et $12 \times 12\ \mu\text{m}^2$ et d'épaisseur de $3,49 \pm 0,16\ \mu\text{m}$ induisant un déphasage π à 17 keV. Un zoom sur la grille de taille de plots de $8 \times 8\ \mu\text{m}^2$ (a) et de $6 \times 6\ \mu\text{m}^2$ est fait à partir d'un microscope électronique à balayage.

Mais il y a bien sûr des irrégularités moins perceptibles, induites par la fabrication de la grille. La figure 5.5(a) illustre cela. Une acquisition d'un interférogramme a été faite avec une grille de taille de plots de $12 \times 12\ \mu\text{m}^2$. Dans les mêmes conditions expérimentales, une simulation a été produite avec une grille numérique parfaite en damiers. L'interférogramme produit par l'expérience est en rouge et par la simulation en vert. En fusionnant ces deux images, on devrait avoir un interférogramme jaunes. Or, comme on peut le voir sur la figure 5.5(a) seulement certaines zones de l'image sont jaunes, repérées grossièrement par des cercles blancs. On a fait attention à bien aligner les deux interférogrammes, donc les zones qui ne sont pas jaunes reflètent bien l'irrégularité dans la construction de la grille. Cependant ces irrégularités ont finalement peu d'impact sur la génération des harmoniques dans l'espace réciproque, comme on peut le voir sur la figure 5.5(b) qui présente aussi une fusion des harmoniques expérimentales (en rouge) et simulées (en vert). De plus, la prise en compte d'une image de référence permet de prendre en compte ces

aberrations comme évoqué au chapitre 3 équations (3.24).

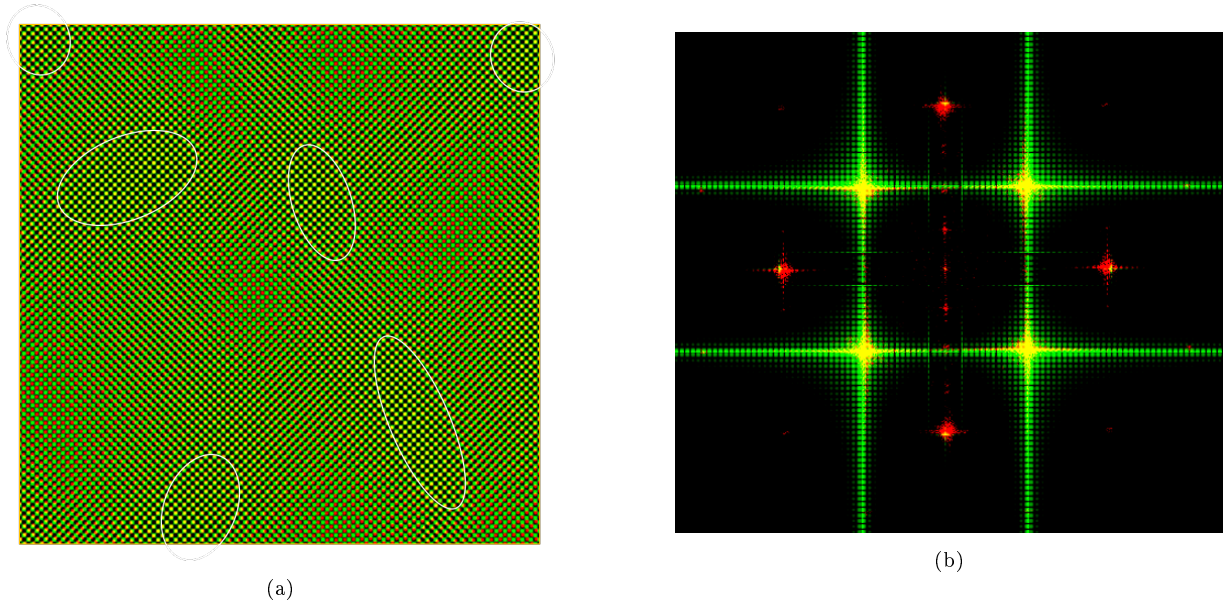


FIGURE 5.5 – (a) Fusion de deux interférogrammes : un vert issu de simulation et un rouge issu d'acquisition expérimentale. Source polychromatique d'énergie maximale de 40 keV, grandissement de 5,7, distance source-détecteur de 57 cm, résolution spatiale 25 μm , bruit 1 %. (b) Fusion des deux représentations fréquentielles des interférogrammes présentés en (a).

5.1.2 Modulateur dédié à la génération de tavelures

Le but ici est de répartir aléatoirement des diffuseurs suivant un plan. Leur fonction est d'induire une variation aléatoire de l'intensité. La taille des diffuseurs est reliée à la taille des tavelures générées, comme expliqué au chapitre 4. Un bon modulateur pouvant être utilisé est le papier de verre. Le papier de verre est un papier à la surface duquel est fixé un matériau abrasif sous forme de grains répartis aléatoirement sur la surface du papier. Plusieurs types de matériaux abrasifs existent comme par exemple l'alumine, le grenat, le carbure de silicium ou le diamant. Le support peut être en tissu, en polymère ou en fibres synthétiques et le liant permettant de fixer les grains abrasifs sur le support est le plus souvent une résine synthétique. Les papiers de verre possèdent plusieurs classifications comme la nomenclature ISO ou la nomenclature CAMI. On y retrouve notamment des tailles de grains allant de 1 815 μm à 8,4 μm . Les papiers de verre que nous avons utilisés au chapitre 4 sont un CAMI 600 et un ISO P1200 de tailles de grains de carbure de silicium de 16 et 15,3 μm , respectivement.. La figure 5.6 présente des photos de ces modulateurs.

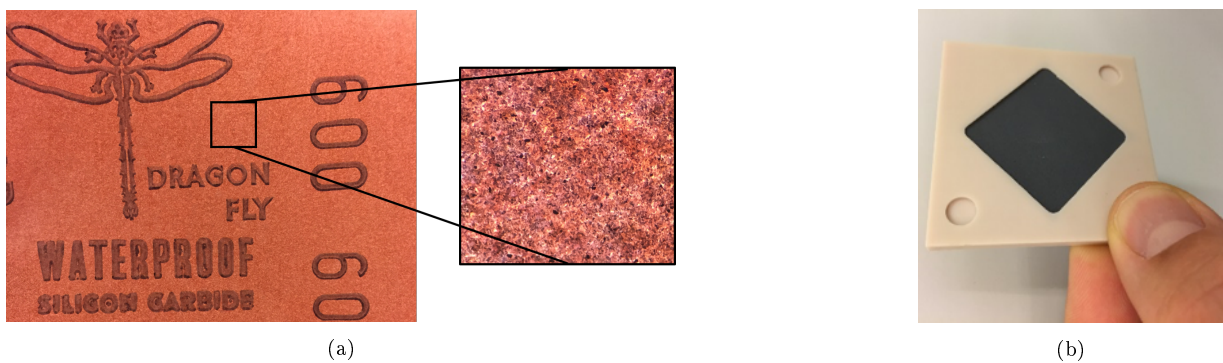


FIGURE 5.6 – (a) photo d'un papier de verre CAMI 600, de taille de grains moyenne de 16 μm en carbure de silicium. Un zoom d'une zone est présenté, fait à partir d'un microscope optique. (b) photo d'un papier de verre ISO P1200, de taille de grain moyenne de 15,3 μm en carbure de silicium avec son support.

5.1.3 Comparaison et mise en situation

Au vu des précédentes descriptions, il apparaît clairement que, d'un point de vue technologique, le modulateur en papier de verre demande beaucoup moins d'effort à produire comparé à une grille régulière de phase. De plus, son prix est drastiquement plus faible (d'un facteur 1000). Mais cet avantage permettrait-il une adaptation à moindre coût sur des équipements d'imagerie par rayons X en vue d'une utilisation de l'information de phase ?

Au global, les deux approches nécessitent des conditions expérimentales similaires pour une adaptation sur un banc de laboratoire : une source présentant une forte cohérence spatiale et l'utilisation de détecteurs haute résolution, ce qui se différencie des équipements qu'on retrouve dans le monde hospitalier par exemple. Ensuite, un autre point qui différencie les deux approches présentées se porte sur l'acquisition. En effet, en plus de l'acquisition d'une image de référence faite avec le modulateur puis d'une image faite avec l'échantillon plus le modulateur, l'utilisation des tavelures artificielles demande une acquisition supplémentaire de l'échantillon seul, ce qui augmente le temps de prise de vue. Cela peut être négligeable pour une radiographie mais dans l'optique d'une acquisition tomographique, nécessitant un nombre important d'images, l'approche de suivi de tavelures utilisant des tavelures artificielles comme référence serait contraignante comparée à l'approche par décalage multi-latéral. Enfin, le modulateur en papier de verre est beaucoup plus sensible aux vibrations induites par le montage expérimental. Cela peut entraîner des mesures de déplacement de tavelures qui ne sont pas reliées à un déphasage mais seulement à un déplacement physique du papier de verre. Le montage de ce type de modulateur sur une source de rayons X mobile n'est alors, soit pas indiqué, soit des mesures importantes de stabilité doivent être prises. Le choix du modulateur n'est donc pas direct. Le dénominateur commun est de produire assez de modulation $I\nabla\phi$ pour que la mesure de gradient soit exploitable. Décrivons quelques situations pour illustrer notre propos.

Prenons un échantillon peu absorbant mais possédant des zones dont l'atténuation n'est pas négligeable. En faisant le choix d'utiliser un modulateur type papier de verre, on pourra appliquer notre méthode de tavelures artificielles afin de prendre en compte l'atténuation de ces zones dans la mesure différentielle de phase.

On peut aussi considérer le cas d'échantillons industriels calibrés, qui au cours de la fabrication peuvent présenter des défauts très fins et peu atténuants. Pour contrôler ce type d'objet on peut utiliser un modulateur type papier de verre, mais la résolution que l'on va obtenir va être limitée par l'étalement spatial des tavelures, relié à la taille des grains du papier de verre. On peut appliquer un post-traitement, comme de la sous-pixelisation, vue au chapitre 4, mais une mesure directe sans traitement est toujours préférable. On peut alors se tourner vers l'utilisation d'une grille régulière. En se servant de l'outil de simulation on pourra évaluer le pas de la grille afin d'obtenir un interférogramme suffisamment adapté à la finesse de mesure que l'on souhaite avoir pour détecter ses défauts. Cela pourra s'estimer en jouant sur les paramètres expérimentaux tels que la source, le détecteur ou bien encore l'encombrement du banc. De plus, l'erreur faite sur la mesure de ce défaut pourra être estimée au travers de l'utilisation de la carte de confiance.

Un dernier exemple que l'on peut imaginer serait un environnement de contrôle amenant une dégradation dans le temps du modulateur utilisé. Au vu de sa facilité de mise en œuvre et son bas coût, l'utilisation d'un papier de verre, au travers d'une technique de tavelures est indiqué.

Nous allons voir dans la prochaine section que le point différenciant aussi les deux approches est la manière d'extraire l'information de phase, qui est liée au type de modulateur. Nous proposerons aussi une première comparaison des images de phase extraites suivant les deux approches.

5.2 Extraction de l'information de phase et qualité de l'image produite

5.2.1 Géométrie du modulateur et méthodes d'extraction de l'information de phase

Le réseau de diffraction utilisé en interférométrie à décalage multi-latéral est une grille régulière, ce qui implique la production d'un interférogramme régulier nous permettant d'avoir un choix sur la méthode de mesure du gradient de phase : soit un traitement dans l'espace direct [182, 183], soit un traitement dans l'espace réciproque [142–144]. Dans ce travail de thèse, le traitement dans l'espace réciproque a été choisi et discuté au chapitre 3. Un traitement dans l'espace fréquentiel nous permet d'être beaucoup moins dépendant de l'échantillonnage en nombre de pixels. C'est une méthode qui amène le meilleur rapport nombre de points de mesure/échantillonnage. Pour un travail dans l'espace direct, on retrouve globalement deux manières de mesurer un gradient de phase. La première est d'utiliser du *phase stepping* [71], introduit au chapitre 1, consistant à un déplacement transverse de la grille par pas réguliers. Y. Takeda *et al.* [182] et Yashiro *et al.* [183] l'ont utilisé notamment sur source synchrotron. La deuxième manière est de faire une comparaison entre une image référence sans objet et l'image avec objet, en s'appuyant sur une technique de corrélation, comme on peut le retrouver dans la publication de Morimoto *et al.* [184] et bien sûr, dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

Le modulateur utilisé pour de l'interférométrie de tavelures est constitué de diffuseurs répartis aléatoirement. Il n'y a pas de périodicité ce qui veut dire qu'aucune harmonique ne se dégage dans l'espace réciproque. Ceci limite la mesure de gradient de phase à un traitement dans l'espace direct. Ces méthodes d'extraction ont été discutées au chapitre 4, avec des temps d'acquisition, des échantillonnages en nombre de pixels et un encombrement plus ou moins importants suivant les approches. Il faut néanmoins souligner que des informations peuvent être extraites en utilisant l'espace réciproque. En effet, en *near field speckle*, la transformée de Fourier de la figure de tavelure nous donnera un ensemble de fréquences distribuées de manière gaussienne autour d'une fréquence f_0 . La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne est reliée à la taille moyenne des diffuseurs. Un exemple d'application de ce type d'information est l'étude réalisée par Kitchen *et al.* [185] portant sur la structure alvéolaire du poumon. L'évaluation de la figure de tavelure produite par les "diffuseurs alvéolaires" dans l'espace réciproque a permis d'estimer la taille moyenne de ces dernières et potentiellement amené une nouvelle source d'information pour un diagnostic médical.

Les avantages et les inconvénients d'un traitement dans l'espace direct ou réciproque n'ont pas été formellement identifiés. On peut même s'interroger sur l'intérêt de cette comparaison. En effet, chacune des approches semblent être plus adaptées en fonction de l'instrument de mesure utilisé et du contexte d'évaluation où l'on se place. Par exemple, Y. Takeda *et al.* [182], indiquent qu'un traitement par Fourier limite à une résolution spatiale équivalant à 2 fois la période de l'interférogramme. Dans leur configuration, avec un détecteur de taille de pixel de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$, un champ de vue de $1,3 \times 1,3 \text{ mm}^2$, un grandissement de 1 et une période de grille de $8 \mu\text{m}$, il est vrai que la résolution spatiale des gradients extraits sera passable au vu de l'instrument de mesure. En revanche, si l'on prend une source divergente avec un grandissement de 2, une caméra avec un champ de vue plus grand comme $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et une taille de pixel de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, le traitement par Fourier avec la même grille sera tout à fait satisfaisant. Un autre exemple que l'on peut donner est une étude de Sato *et al.* [186]. Ils ont montré qu'extraire les gradients de phase suivant une approche par *phase stepping* (traitement dans l'espace direct) ou par transformée de Fourier (traitement dans l'espace réciproque) est équivalent en terme de contraste dans le cas où la taille de la source est de même ordre de grandeur que la taille de pixel détecteur. Dans le cas où la taille de la source diminue par rapport à la taille de pixel, le *phase stepping* apporte plus de contraste dans les images de gradients extraits. Les conclusions de Sato *et al.* peuvent être discutées car s'appuyant sur une simple analyse d'images restituées par deux traitements (direct et réciproque). Or, on a aucune idée si ces traitements peuvent être améliorés ou s'ils sont bien adaptés à cette configuration expérimentale. La comparaison n'est que qualitative. A ce jour nous n'avons pas, à notre connaissance, de comparaison rigoureuse, s'appuyant sur la théorie, entre un traitement dans l'espace direct et un traitement dans l'espace réciproque. Prenons deux exemples d'illustration.

Dans le cas d'un échantillon à évaluer, qui serait toujours de même calibre, on peut imaginer adapter le banc à ce seul échantillon, que ce soit au niveau de la source, de la disposition et au niveau du détecteur avec un fort échantillonnage en pixel. Le banc ainsi optimisé, un travail dans l'espace direct est tout à fait envisageable et pourra amener de très bons résultats. Si l'on prend maintenant le cas où le choix du matériel d'acquisition est restreint et la variété d'échantillons à évaluer est grande, un traitement dans l'espace réciproque pourra apporter le meilleur compromis en terme de qualité de mesure face à cette diversité d'échantillons.

5.2.2 Comparaison qualitative d'images de phase en fonction des deux techniques étudiées.

La figure 5.7 présente des images d'une fibre optique possédant un cœur de dioxyde de silicium et une gaine en Tefzel d'un diamètre total de 1040 μm . Les images ont été acquises sur un tube microfoyer Feinfocus (FXE-160.51) produisant un spectre polychromatique d'une énergie maximale de 40 keV et d'une taille de foyer mesurée de 5 μm . Un détecteur Photonic Science (VHR X-ray detector) a été utilisé, de taille de pixel de $9,7 \times 9,7 \mu\text{m}^2$ et d'une résolution spatiale mesurée de 25 μm . La distance source-détecteur est de 60 cm et le grandissement de la fibre est de 7. La figure 5.7 (a) présente l'image de la fibre en atténuation avec un rehaussement de l'intensité aux interfaces optiques dû à la courbure de phase. La figure 5.7 (b) présente l'image de la fibre en contraste de phase, obtenue à partir de la technique d'interférométrie à décalage multi-latéral. La grille utilisée est un damier de taille de plot de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, présenté à la section 5.1.1. La figure 5.7 (c) présente l'image de la fibre en contraste de phase, obtenue à partir de la technique d'interférométrie de tavelures. Le modulateur utilisé est du papier de verre P1200, décrit à la section 5.1.2.

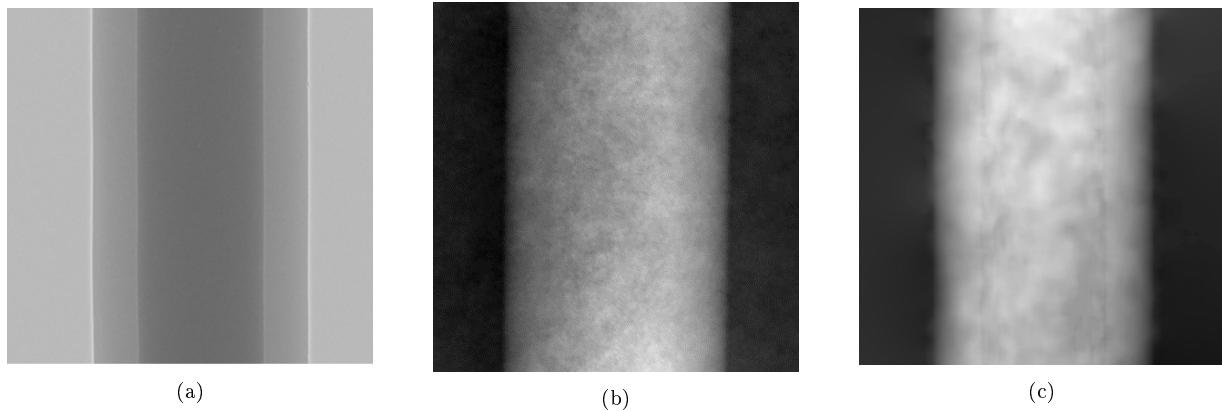


FIGURE 5.7 – (a) Image en atténuation d'une fibre optique avec un rehaussement de l'intensité aux interfaces optiques dû à la courbure de phase. (b) Image en contraste de phase d'une fibre optique produite à partir de la technique d'interférométrie à décalage multi-latéral. (c) Image en contraste de phase d'une fibre optique produite à partir de la technique d'interférométrie de tavelures.

Plusieurs choses peuvent être dites à partir de la figure 5.7. Tout d'abord en termes de résolution spatiale et de contraste, pour cet échantillon, dans nos configurations expérimentales et dans l'état d'avancement de ces travaux, les images de phase (figure 5.7 (b-c)) ne semblent rien apporter de plus comparé à l'image en atténuation (figure 5.7(a)), bien que la courbure de la phase contribue à cette dernière. A noter que le traitement d'extraction choisi avec la technique à grille semble plus robuste aux effets de courbure de phase contrairement à la technique utilisant le papier de verre, où l'on voit deux ruptures dans l'image de phase marquant l'interface entre la gaine et le cœur de la fibre qui sont vues comme des artéfacts. On peut à partir de ces images extraire l'épaisseur reconstruite de la fibre tel que fait au chapitre 4. En prenant une valeur moyenne de longueur d'onde $\bar{\lambda}$ correspondant à la valeur moyenne du spectre utilisé et en déduisant une valeur moyenne de $\bar{\delta}$ pour les matériaux silicium et Tefzel on peut remonter à une épaisseur, comme écrit à l'équation (4.16), que l'on rappelle ici :

$$\phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{\delta} E p(x, y) \quad (5.3)$$

La figure 5.8 présente des profils d'épaisseurs extraits à partir de l'image de phase figure 5.7(b) en bleu et à partir de l'image de phase figure 5.7(c) en rouge. La valeur théorique de l'épaisseur de la fibre est donnée par le profil gris. Le profil relié à la technique utilisant la grille semble, en partie, être plus en accord avec l'épaisseur théorique mais, une nouvelle fois, un gradient global semble fausser l'extraction. Pour ce qui est de la courbe issue de la technique utilisant du papier de verre, la description de l'épaisseur est beaucoup plus symétrique mais les niveaux sont éloignés des valeurs d'épaisseurs théoriques. On constate d'ailleurs, aux distances 200 et 800 μm , deux décrochages dus aux artefacts de courbures de phase, qui pourraient expliquer que l'épaisseur devant être atteinte ne l'est pas.

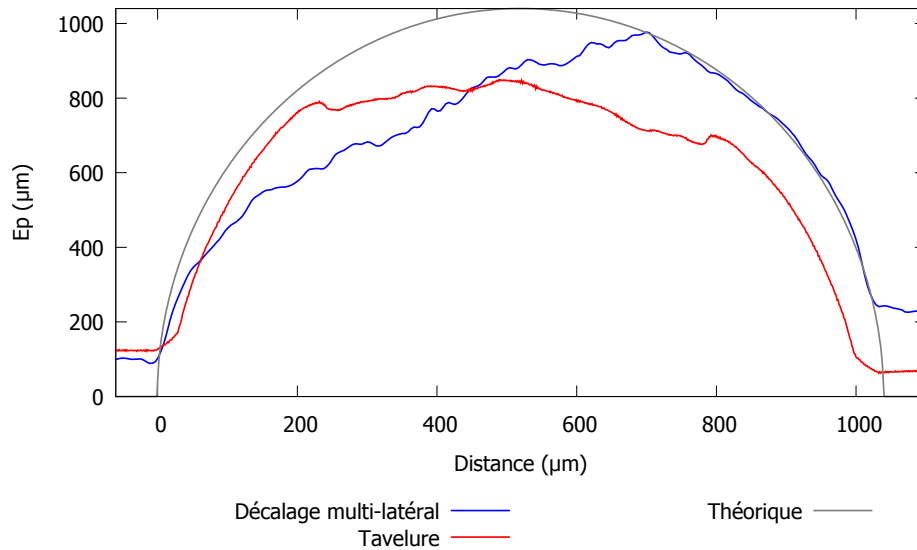


FIGURE 5.8 – Profils d'épaisseur de fibre optique E_p correspondant à l'application de l'équation (5.3) sur les images de phase présentées en figure 4.19. La courbe grise représentant l'épaisseur issue de données constructeur.

Dans l'état actuel de ces travaux il est difficile de proposer une comparaison objective et quantitative entre les qualités d'images produites par les deux techniques. De plus, en perspective, des barres d'erreurs, issue de la carte de confiance, pourront être ajoutées au profil donné en figure 5.8. Il faudra pour cela poursuivre les travaux sur la carte de confiance afin que, en plus d'une information qualitative apportée directement sur l'image elle puisse nous donner une information quantitative.

5.3 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons voulu proposer un bilan des approches étudiées. Nous avons pour cela proposé des comparaisons sur le matériel utilisé en fonction de chaque technique et sur les approches utilisées pour extraire l'information de phase.

Une comparaison qualitative portant sur les images en contraste d'atténuation et en contraste de phase d'un même échantillon obtenu avec chaque technique étudiées a été proposé. Il est objectivement difficile de conclure, à partir de cet exemple précis, sur l'apport global de l'imagerie en contraste de phase dans le domaine des rayons X. L'amélioration de la résolution spatiale ou du contraste n'est pas établie, dans l'état d'avancement de cette thèse. Mais une nouvelle fois, l'apport de la phase ne se cantonne pas à ces paramètres. Arriver à faire, en imagerie par rayons X, une mesure complète de l'onde électromagnétique interagissant avec un échantillon, peut nous apporter toutes sortes d'informations. La carte de confiance est un exemple. On peut aussi mentionner d'autres applications comme de la mesure de température [187].

Conclusions et perspectives

Contemporaine à la découverte des rayons X, la mesure de la phase en optique n'a cessé de progresser et de s'appliquer dans différentes gammes spectrales, au travers de nombreuses techniques de mesures. Depuis la première preuve de concept sur tube à rayons X micro-foyer, la recherche en imagerie par contraste de phase n'a cessé de s'intensifier, surtout ces dix dernières années. Compléter l'information en atténuation (ou en amplitude) par celle de la phase ouvre des voies d'amélioration portant sur le contraste de l'image et sa résolution spatiale, sur des mesures quantitatives ou bien encore sur de la réduction de dose. De nombreuses techniques se sont développées découlant sur de nombreuses manières d'exploiter cette information. Le but global de toutes ces approches étant de favoriser toujours plus la détectabilité et la caractérisation de défauts ou de zones d'intérêts.

Au sein du CEA Tech, LIST et notamment du département imagerie et simulation pour le contrôle (DISC), cette thèse, née de la collaboration avec l'ONERA et son département d'optique théorique et appliquée, s'inscrit dans une démarche visant à apporter un maximum de matière à différentes voies d'investigations, ceci afin d'acquérir le plus de souplesse face aux nouveaux besoins se dessinant en contrôle non destructif, imagerie médicale ou détection de menace. Cette thèse a permis d'ouvrir une nouvelle thématique de recherche et de développement au sein du DISC, afin de répondre à ces nouveaux enjeux.

Dans ce travail, nous avons présenté au chapitre 2 la mise en place d'un outil de simulation. Basé sur une description hybride couplant une approche d'optique géométrique et une approche ondulatoire, cet outil nous a apporté une aide au dimensionnement de techniques d'imagerie par rayons X en contraste de phase. Nous avons voulu montrer que dans notre contexte de banc de laboratoire, la simulation est un outil efficace, qui prend en compte nos paramètres expérimentaux et décrit bien les effets de phase. Nous avons présenté, dans ce sens, des validations à la fois théoriques et expérimentales. Ces dernières ont notamment produit de bons résultats car un temps de caractérisation portant sur le tube microfoyer et le détecteur a été pris. Remplissant bien sa fonction dans le cadre de ce travail de thèse, la mise en œuvre de cet outil de simulation s'inscrit aussi dans une démarche de développement du logiciel de simulation CIVA. Les cas d'études pouvant être menés au travers de CIVA étant divers et variés, nous avons voulu montrer, au chapitre 2, les limites de nos développements. Ces limites ouvrent des perspectives d'améliorations. Ainsi, un travail supplémentaire pourrait être amené, collant encore plus à l'architecture actuelle du logiciel CIVA. Par exemple, simuler la propagation de l'onde au sein de l'objet en adoptant une description basée totalement sur une approche par optique géométrique par l'utilisation d'un générateur Monte Carlo (déjà présent dans CIVA) calculant les angles de réfraction. Ou bien encore, garder aussi une approche d'optique géométrique en simulant la propagation de l'onde par un calcul de temps de vol des photons. Il est cependant clair que cet outil de simulation développé dans ce travail de thèse a été implémentée de telle sorte à pouvoir être facilement intégré à une prochaine version de CIVA.

Nous avons aussi présenté l'étude et l'adaptation sur banc de laboratoire de deux techniques différentielles d'imagerie de phase.

La première technique, présentée au chapitre 3 est une technique d'interférométrie à décalage multi-latéral. Elle consiste à placer une grille d'interférences régulière entre la source et le détecteur afin de structurer le front d'onde et produire un interférogramme. Ce dernier va nous permettre d'effectuer des mesures différentielles de phase. Nous avons produit différentes études portant sur la génération de l'interférogramme et sa qualité, en nous appuyant sur l'outil de simulation développé. Les résultats nous ont permis de dimensionner des grilles d'interférences adaptées. Cette partie portant sur l'interférogramme

a été particulièrement investiguée, car sa qualité influe sur la mesure du gradient de phase, et bien entendu, sur l'extraction de la phase elle-même. Nous avons ensuite détaillé nos mises en œuvre portant sur la mesure du gradient de phase et l'extraction de la phase, en utilisant notamment des images de simulation. Nous avons discuté du choix qui a été fait de travailler dans l'espace réciproque amenant le meilleur rapport points de mesure/échantillonnage. Bien sur, un travail dans l'espace réciproque peut être sujet à l'apparition d'artéfacts, dus à des ruptures de continuité. Mais des algorithmes de correction existent et peuvent être utilisés. L'implémentation d'un de ces algorithmes a été présentée. De plus, des approximations ont été prise dans l'algorithme d'extraction de phase, à savoir une variation de l'intensité faible en sortie du réseau et une courbure de phase négligeable. Or suivant le spectre que l'on utilise, (forme, énergie moyenne) et suivant le type d'échantillon étudié, ces approximations peuvent ne plus être correctes. Un travail à poursuivre serait d'adapter encore plus l'algorithme d'extraction de phase à nos configurations, avec l'aide de l'outil de simulation développé. Nous avons aussi introduit la carte de confiance. Cet outil nous permet d'avoir une information directe sur la mesure que nous produisons. Des études de simulation rattachées à l'utilisation de cette carte de confiance ont été présentées. Trop peu exploitée dans la littérature, on peut imaginer appliquer cette carte pour monitorer la dose minimale nécessaire pour une mesure de phase. Ou bien encore, on pourrait utiliser cette carte comme facteur de pondération dans une reconstruction 3D de phase. Par le suite, il faudrait poursuivre l'étude portant sur l'utilisation de cette carte de confiance et notamment quantifier plus précisément les informations qu'elle nous donne. Enfin, des premières images expérimentales ont été présentées. Nous avons montré, aux travers de ces données qu'il était possible de produire une image en contraste de phase sur source X de laboratoire. Mais ces images nous montrent aussi qu'il faut encore poursuivre le travail afin de montrer plus spécifiquement l'apport de la phase dans une évaluation non destructive.

La deuxième technique, introduite au chapitre 4 est une technique d'interférométrie de tavelures. Elle consiste à placer du papier de verre entre la source et le détecteur. Cela va produire une modulation en intensité dont la répartition spatiale est aléatoire : ce sont des tavelures. Elles vont nous permettre de monitorer les variations de phase en faisant une comparaison entre une image de tavelures de référence et l'image de tavelures plus échantillon. Nous avons vu que cette comparaison n'est plus vraie quand l'atténuation de l'échantillon commence à être non négligeable. C'est pour cela que nous avons développé une technique de mesure produisant des tavelures, dites artificielles, afin de prendre en compte cette atténuation et pouvoir relier la variation d'intensité des tavelures seulement aux variations de phase. Le travail à suivre serait d'étudier la limite de ce procédé expérimental en le comparant à des approches plus mathématiques d'estimation de l'atténuation, que l'on retrouve dans la littérature. Nous avons aussi discuté des post-traitements appliqués aux mesures et leurs impacts. De plus, la carte de confiance a été aussi utilisée pour cette technique et a pu montrer la limite de la méthode numérique de mesure des gradients de phase. Des images en contraste de phase issues de données expérimentales ont été présentées.

Pour le dernier chapitre (chapitre 5) nous avons voulu présenter une revue des outils que nous avons développé en proposant des comparaisons et des mises en situations. Ces comparaisons se sont portées à la fois sur le matériel utilisé mais aussi sur les méthodes d'extractions de l'information de phase. En ce qui concerne le choix du modulateur, il en ressort que le papier de verre est de bas coût et facilement implémentable. La sensibilité de la mesure est cependant dépendante de paramètres expérimentaux tels que des vibrations, les mouvements de la source ou de multiples acquisitions. Bien que beaucoup plus difficile et cher à produire, un modulateur type grille semble plus robuste et son dimensionnement suivant les cas d'inspection peut être appuyé par la simulation. Une première comparaison qualitative d'images en contraste de phase produites suivant les deux techniques étudiées a été proposée. De même, une comparaison des images de phase avec les images en atténuation a été discutée. Des perspectives d'améliorations sont à mener sur l'apport de l'imagerie de phase sur le contraste et de la résolution spatiale. Les investigations doivent continuer à se porter aussi sur les autres paramètres qu'apportent directement ou indirectement l'information de phase comme la mesure directe du bruit, de l'échantillonnage ou de la dislocation de phase.

Ce travail s'inscrit dans une volonté de développer l'imagerie en contraste de phase sur source X de laboratoire. Ceci, dans un but de transfert vers l'industrie. Pour cela, différentes études ont été menées en simulation et en instrumentation. Cela a permis de dégager de nombreuses voies de travail afin de continuer les investigations pour les années à venir.

Bibliographie

- [1] W. C. Röntgen, “On a new kind of rays,” *Science*, 1896.
- [2] W. R. Hendee and E. R. Ritenour, *Medical Imaging Physics*. Wiley-Liss, 2002.
- [3] L. D. Chiffre, S. Carmignato, J.-P. Kruth, R. Schmitt, and A. Weckenmann, “Industrial applications of computed tomography,” *CIRP Annals - Manufacturing Technology*, 2014.
- [4] S. Singh and M. Singh, “Explosives detection systems (eds) for aviation security,” *Signal Processing*, 2003.
- [5] V. Cnudde and M. N. Boone, “High-resolution x-ray computed tomography in geosciences : A review of the current technology and applications,” *Earth-Science Reviews*, 2013.
- [6] K. Krug, J. Dik, M. Den Leeuw, A. d. Whitson, J. Tortora, P. Coan, C. Nemoz, and A. Bravin, “Visualization of pigment distributions in paintings using synchrotron k-edge imaging,” *Applied Physics A*, 2006.
- [7] K. Krug, L. Porra, P. Coan, A. Wallert, J. Dik, A. Coerdts, A. Bravin, M. Elyyan, P. Reischig, L. Helfen, and T. Baumbach, “Relics in medieval altarpieces? combining x-ray tomographic, laminographic and phase-contrast imaging to visualize thin organic objects in paintings,” *Journal of Synchrotron Radiation*, 2008.
- [8] W. Crookes, “The bakerian lecture : On the illumination of lines of molecular pressure, and the trajectory of molecules,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 1879.
- [9] W. Coolidge, “The development of modern roentgen-ray generating apparatus,” *American journal of Roentgenology*, 1930.
- [10] P. K. Spiegel, “The first clinical x-ray made in america—100 years.,” *American Journal of Roentgenology*, 1995.
- [11] J. Dillenseger and E. Moerschel, *Guide des Technologies de L’imagerie Médicale et de la Radiothérapie : Quand la Theorie Eclaire la Pratique*. Elsevier Masson, 2009.
- [12] D. H. Bilderback, “Review of third and next generation synchrotron light sources,” *Journal of Physics B*, 2005.
- [13] J. Radon, “über die bestimmung von funktionen durch ihre integralwerte längs gewisser mannigfaltigkeiten,” *Berichte über die Verhandlungen der Sächsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig*, 1917.
- [14] A. M. Cormack, “Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications,” *Journal of Applied Physics*, 1963.
- [15] G. N. Hounsfield, “Computerized transverse axial scanning (tomography) : Part 1. description of system,” *The British Journal of Radiology*, 1973.
- [16] U. Bonse and M. Hart, “An x-ray interferometer,” *Applied Physics Letters*, 1965.
- [17] S. W. Wilkins, T. E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, and A. W. Stevenson, “Phase-contrast imaging using polychromatic hard x-rays,” *Nature*, 1996.
- [18] T. Takeda, A. Momose, E. Ueno, and Y. Itai, “Phase-contrast x-ray ct image of breast tumor,” *Journal of Synchrotron Radiation*, 1998.
- [19] C. David, B. Nohammer, H. H. Solak, and E. Ziegler, “Differential x-ray contrast imaging using a shearing interferometer,” *Applied Physics Letters*, 2002.
- [20] A. Momose, S. Kawamoto, I. Koyama, Y. Hamaishi, K. Takai, and Y. Suzuki, “Demonstration of x-ray talbot interferometry,” *Japanese Journal of Applied Physics*, 2003.

- [21] F. Pfeiffer, T. Weitkamp, O. Bunk, and C. David, "Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance x-ray sources," *Nature Physics*, 2006.
- [22] A. Olivo and R. Speller, "Modelling of a novel x-ray phase contrast imaging technique based on coded apertures," *Physics in Medicine and Biology*, 2007.
- [23] 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," *Zeitschrift für medizinische Physik*, 2013.
- [24] V. V. Lider and M. V. Kovalchuk, "Xray phase contrast methods," *ISSN Crystallography Reports*, 2013.
- [25] O. Hemberg, M. Otendal, and H. Hertz, "Liquid-metal-jet anode electron-impact x-ray source," *Applied Physics Letters*, 2003.
- [26] S. Fourmaux and J. Kieffer, "Laser-based k α x-ray emission characterization using a high contrast ratio and high-power laser system," *Applied Physics B*, 2016.
- [27] S. Legoupil, A. Stolidi, and D. Tisseur, "Anode structurée en multiple sites de génération de photons x, tube de rayons x et utilisation pour imagerie de source codée," Dec. 23 2015. EP Patent App. EP20,150,172,527.
- [28] "Exposition de la population française aux rayonnements ionisants liée aux actes de diagnostic médical en 2012," tech. rep., Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire, 2014.
- [29] LIST. www-list.cea.fr/.
- [30] ONERA. www.onera.fr/dota.
- [31] Extende. www.extende.com/fr.
- [32] D. Attwood, *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation : Principles and Applications*. Cambridge University Press, 1999.
- [33] B. Henke, "X-ray interactions : photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92, Atomic Data and Nuclear Data Tables," tech. rep., CXRO The Center for X-Ray Optics, 1993.
- [34] M. R. Teague, "Deterministic phase retrieval : a green's function solution," *Journal of the Optical Society of America*, 1983.
- [35] E. Förster, K. Goetz, and P. Zaumseil, "Double crystal diffractometry for the characterization of targets for laser fusion experiments," *Kristall und Technik*, 1980.
- [36] L. Zehnder, *Ein neuer interferenzrefraktor*. Springer, 1891.
- [37] Y. Shvyd'ko, *X-Ray Optics : High-Energy-Resolution Applications*. Springer, 2004.
- [38] F. Beckmann, K. Heise, B. Kölsch, U. Bonse, M. Rajewsky, M. Bartscher, and T. Biermann, "Three-dimensional imaging of nerve tissue by x-ray phase-contrast microtomography," *Biophysical Journal*, 1999.
- [39] A. Momose, T. Takeda, A. Yoneyama, I. Koyama, and Y. Itai, "Wide-area phase-contrast x-ray imaging using large x-ray interferometers," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2001.
- [40] A. Yoneyama, T. Takeda, Y. Tsuchiya, J. Wu, Thet-Thet-Lwin, A. Koizumi, K. Hyodo, and Y. Itai, "A phase contrast x-ray imaging system with a 60x30 mm field of view based on a skew-symmetric two-crystal x-ray interferometer," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2004.
- [41] D. Chapman, W. Thomlinson, R. E. Johnston, D. Washburn, E. Pisanok, N. Gmur, Z. Zhong, R. Menk, F. Arfelli, and D. Sayers, "Diffraction enhanced x-ray imaging," *Physics in Medicine and Biology*, 1997.
- [42] C. Parham, Z. Zhong, D. M. Connor, L. D. Chapman, and E. D. Pisano, "Design and implementation of a compact low-dose diffraction enhanced medical imaging system," *Academic Radiology*, 2009.
- [43] R. J. Champeau, R. Carpentier, and I. Lorgere, *Onde Lumineuses. de boeck*, 2009.
- [44] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge University Press, 2000.

- [45] A. V. Bronnikov, "Reconstruction formulas in phase-contrast tomography," *Optics Communications*, 1999.
- [46] A. Groso, R. Abela, and M. Stampanoni, "Implementation of a fast method for high resolution phase contrast tomography," *Optics Express*, 2006.
- [47] X. Wu and H. Liu, "X-ray cone-beam phase tomography formulas based on phase-attenuation duality," *Optics Express*, 2005.
- [48] 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," *Journal of Microscopy*, 2002.
- [49] M. Beltran, D. Paganin, K. Uesugi, and M. Kitchen, "2d and 3d x-ray phase retrieval of multi-material objects using a single defocus distance," *Optics Express*, 2010.
- [50] S. Zabler, P. Cloetens, J.-P. Guigay, J. Baruchel, and M. Schlenker, "Optimization of phase contrast imaging using hard x rays," *Review of Scientific Instruments*, 2005.
- [51] L. Turner, B. Dhal, J. Hayes, A. Mancuso, K. Nugent, D. Paterson, R. Scholten, C. Tran, and A. Peele, "X-ray phase imaging : Demonstration of extended conditions for homogeneous objects," *Optics Express*, 2004.
- [52] T. E. Gureyev, T. J. Davis, A. Pogany, S. C. Mayo, and S. W. Wilkins, "Optical phase retrieval by use of first born- and rytov-type approximations," *Applied Optics*, 2004.
- [53] A. Burvall, U. Lundström, P. A. C. Takman, D. H. Larsson, and H. M. Hertz, "Phase retrieval in x-ray phase-contrast imaging suitable for tomography," *Optics Express*, 2011.
- [54] P. Cloetens, "Principles current status and recent results of propagation based x-ray phase imaging," in *International workshop on x ray and neutron phase imaging (XNPIG)*, 2014.
- [55] J. Hartmann, "Investigations on the spectrum and orbit of delta orionis.," *The Astrophysical Journal*, 1904.
- [56] F. J. Roddier, "Variations on a hartmann theme," *Optical Engineering*, 1990.
- [57] K. S. Morgan, D. M. Paganin, and K. K. Siu, "Quantitative x-ray phase-contrast imaging using a single grating of comparable pitch to sample feature size," *Optics Letters*, 2011.
- [58] K. S. Morgan, D. M. Paganin, and K. K. Siu, "Quantitative single-exposure x-ray phase contrast imaging using a single attenuation grid," *Optics Express*, 2011.
- [59] K. S. Morgan, P. Modregger, S. C. Irvine, S. Rutishauser, V. A. Guzenko, M. Stampanoni, and C. David, "A sensitive x-ray phase contrast technique for rapid imaging using a single phase grid analyzer," *Optics Letters*, 2013.
- [60] H. 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 gratings," *Optics Letters*, 2010.
- [61] H. Wen, E. E. Bennett, M. M. Hegedus, and S. Rapacchi, "Fourier x-ray scattering radiography yields bone structural information," *Radiology*, 2009.
- [62] E. E. Bennett, R. Kopace, A. F. Stein, and H. Wen, "A grating-based single-shot x-ray phase contrast and diffraction method for in vivo imaging," *Medical Physics*, 2010.
- [63] H. Lim, Y. Park, H. Cho, U. Je, D. Hong, C. Park, T. Woo, M. Lee, J. Kim, N. Chung, J. Kim, and K. Jinguik, "Experimental setup and the system performance for single-grid-based phase-contrast x-ray imaging (pcxi) with a microfocus x-ray tube," *Optics Communications*, 2015.
- [64] Y. Park, T. Woo, H. Cho, D. Hong, U. Je, C. Park, and H. Lim, "Detection analysis of phase-contrast x-ray imaging (pcxi) with single grid for nano-scopic applications," *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 2016.
- [65] V. Zverev, S. Rodionov, M. Sokolskii, and V. Usoskin, "Mathematical principles of hartmann test of the primary mirror of the large azimuthal telescope/lat," *Optiko Mekhanicheskaja Promyshlennost*, 1977.
- [66] Y. Carmon and E. N. Ribak, "Phase retrieval by demodulation of a hartmann-shack sensor," *Optics Communications*, 2003.
- [67] Y. Carmon and E. N. Ribak, "Fast fourier demodulation," *Applied Physics Letters*, 2004.
- [68] V. Ronchi, "Forty years of history of a grating interferometer," *Applied Optics*, 1964.

- [69] H. F. Talbot, "Facts relating to optical science," *The London and Edinburgh Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1836.
- [70] J.-P. Guigay, "On fresnel diffraction by one-dimensional periodic objects, with application to structure determination of phase objects," *Journal of Modern Optics*, 1971.
- [71] K. Creath, "Phase-measurement interferometry techniques," *Progress in Optics*, 1988.
- [72] T. Weitkamp, A. Diaz, C. David, F. Pfeiffer, M. Stampanoni, P. Cloetens, and E. Ziegler, "X-ray phase imaging with a grating interferometer," *Optics Express*, 2005.
- [73] F. Pfeiffer, M. Bech, O. Bunk, P. Kraft, E. F. Eikenberry, C. Bronnimann, C. Grunzweig, and C. David, "Hard-x-ray dark-field imaging using a grating interferometer," *Nature Materials*, 2008.
- [74] 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," *Optics Express*, 2009.
- [75] H. Itoh, "Two dimensional grating-based x-ray phase contrast imaging using fourier transform phase retrieval," *Optics Express*, 2011.
- [76] M. Bech, "Advanced contrast modalities for x-ray radiology- phase contrast and dark-field imaging using a grating interferometer," *Zeitschrift für Medizinische Physik*, 2010.
- [77] M. Chabior, T. Donath, C. David, O. Bunk, M. Schuster, C. Schroer, and F. Pfeiffer, "Beam hardening effects in grating-based x-ray phase-contrast imaging," *Medical physics*, 2011.
- [78] G. K. Kallon, M. Wesolowski, F. A. Vittoria, M. Endrizzi, D. Basta, T. P. Millard, P. C. Diemoz, and A. Olivo, "A laboratory based edge-illumination x-ray phase-contrast imaging setup with two-directional sensitivity," *Applied Physics Letters*, 2015.
- [79] A. Olivo, F. Arfelli, G. Cantatore, R. Longo, R. Menk, S. Pani, M. Prest, P. Poropat, L. Rigon, G. Tromba, E. Vallazza, and E. Castelli, "An innovative digital imaging set-up allowing a low-dose approach to phase contrast applications in the medical field," *Medical Physics*, 2001.
- [80] A. Olivo and R. Speller, "A coded-aperture technique allowing x-ray phase contrast imaging with conventional sources," *Applied Physics Letters*, 2007.
- [81] P. Diemoz, C. Hagen, M. Endrizzi, and A. Olivo, "Sensitivity of laboratory based implementations of edge illumination x-ray phase-contrast imaging," *Applied Physics Letters*, 2013.
- [82] P. C. Diemoz and A. Olivo, "On the origin of contrast in edge illumination x-ray phase-contrast imaging," *Optics Express*, 2014.
- [83] M. Endrizzi, D. Basta, and A. Olivo, "Laboratory-based x-ray phase-contrast imaging with misaligned optical elements," *Applied Physics Letters*, 2015.
- [84] S. Mahaut, M. Darmon, S. Chatillon, F. Jenson, and P. Calmon, "Recent advances and current trends of ultrasonic modelling in civa," *Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*, 2009.
- [85] M. Costin, D. Tisseur, C. Vienne, R. Guillaumet, H. Banjak, N. Bhatia, and R. Fernandez, "CIVA CT, an advanced simulation platform for NDT," in *Industrial Computed Tomography*, 2016.
- [86] R. Miorelli, C. Reboud, T. Theodoulidis, J. Martinos, N. Poulakis, and D. Lesselier, "Coupled approach vim-bem for efficient modeling of ect signal due to narrow cracks and volumetric flaws in planar layered media," *Non Destructive Testing & Evaluation International*, 2014.
- [87] C. Welnak, G. Chen, and F. Cerrina, "Shadow : a synchrotron radiation and x-ray optics simulation tool," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1994.
- [88] P. Monnin, S. Bulling, J. Hoszowska, J.-F. Valley, R. Meuli, and F. Verdun, "Quantitative characterization of edge enhancement in phase contrast x-ray imaging," *Medical Physics*, 2004.
- [89] A. Ishisaka, H. Ohara, and C. Honda, "A new method of analyzing edge effect in phase contrast imaging with incoherent x-rays," *Optical Review*, 2000.
- [90] E. J. Buis and G. Vacanti, "X-ray tracing using geant4," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2009.

- [91] A. Peterzol, A. Olivo, L. Rigon, S. Pani, and D. Dreossi, "The effects of the imaging system on the validity limits of the ray-optical approach to phase contrast imaging," *Medical Physics*, 2005.
- [92] J. Keller, "Geometrical theory of diffraction," *Journal of the Optical Society of America*, 1961.
- [93] C. Huygens, *Traité de la lumière*. 1912.
- [94] A. Fresnel, *Annales de chimie et physique*. 1816.
- [95] A. Prodi, E. Knudsen, P. Willendrup, S. Schmitt, C. Ferrero, R. Feidenhans, and K. Lefmann, "A monte carlo approach for simulating the propagation of partially coherent x-ray beams," in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers : Advances in Computational Methods for X-Ray Optics II*, 2011.
- [96] E. Bergbäck Knudsen, A. Prodi, J. Baltser, M. Thomsen, P. Kjær Willendrup, M. Sanchez del Rio, C. Ferrero, E. Farhi, K. Haldrup, A. Vickery, R. Feidenhans l, K. Mortensen, M. Meedom Nielsen, H. F. Poulsen, S. Schmidta, and K. Lefmann, "Mxtrace : a monte carlo software package for simulating x-ray optics, beamlines and experiments," *Journal of Applied Crystallography*, 2013.
- [97] S. Cipiccia, F. A. Vittoria, M. Weikum, A. Olivo, and D. A. Jaroszynski, "Inclusion of coherence in monte carlo models for simulation of x-ray phase contrast imaging," *Optics Express*, 2014.
- [98] A. Kavanagh, A. Olivo, R. Speller, and B. Vojnovic, "Feasibility testing of a pre-clinical coded aperture phase contrast imaging configuration using a simple fast monte carlo simulator," *Biomedical Optics Express*, 2014.
- [99] J. Bahrtdt, "Wave-front propagation : design code for synchrotron radiation beam lines," *Applied Optics*, 1997.
- [100] X. Shi, R. Reininger, M. Sanchez del Rio, and L. Assoufid, "A hybrid method for x-ray optics simulation : combining geometric ray-tracing and wavefront propagation," *Journal of Synchrotron Radiation*, 2014.
- [101] A. Pogany, D. Gao, and S. Wilkins, "Contrast and resolution in imaging with a microfocus x-ray source," *Review of Scientific Instruments*, 1997.
- [102] K. Morgan, K. Siu, and D. Paganin, "The projection approximation and edge contrast for x-ray propagation-based phase contrast imaging of a cylindrical edge," *Optics Express*, 2010.
- [103] J. Wolf, A. Malecki, J. Sperl, M. Chabior, M. Schüttler, D. Bequé, C. Cozzini, and F. Pfeiffer, "Fast one-dimensional wave-front propagation for x-ray differential phase-contrast imaging," *Biomedical Optics Express*, 2014.
- [104] X. Wu and H. Liu, "A general theoretical formalism for x-ray phase contrast imaging," *Journal of X-ray Science and Technology*, 2003.
- [105] X. Wu and H. Liu, "A new theory of phase-contrast x-ray imaging based on wigner distributions," *Medical Physics*, 2004.
- [106] A. Hare and G. Morrison, "Near-field soft x-ray diffraction modelled by the multislice method," *Journal of Modern Optics*, 1994.
- [107] B. Włodarczyk and J. Pietrzak, "Analytical reconstructions of intensity modulated x-ray phase-contrast imaging of human scale phantoms," *Biomedical Optics Express*, 2015.
- [108] Y. Sung, C. J. Sheppard, G. Barbastathis, M. Ando, and R. Gupta, "Full-wave approach for x-ray phase imaging," *Optics Express*, 2013.
- [109] Y. Sung and G. Barbastathis, "Rytov approximation for x-ray phase imaging," *Optics Express*, 2013.
- [110] Y. Sung, W. P. Segars, A. Pan, M. Ando, C. J. Sheppard, and R. Gupta, "Realistic wave-optics simulation of x-ray phase-contrast imaging at a human scale," *Scientific Reports*, 2015.
- [111] A. Peterzol, J. Berthier, P. Duvauchelle, C. Ferrero, and D. Babot, "X-ray phase contrast image simulation," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2007.
- [112] J. M. Cowley, *Diffraction Physics*. Elsevier, 1995.
- [113] P. Cloetens, *Contribution to Phase Contrast Imaging, Reconstruction and Tomography with Hard Synchrotron Radiation*. PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel, 1999. page 39.
- [114] L. Roscoe, "Stereolithography interface specification," *America-3D Systems Inc*, 1988.

- [115] E. Catmull, A subdivision algorithm for computer display of curved surfaces. PhD thesis, University of Utah, 1974.
- [116] N. Freud, Modélisation et simulation de systemes d'imagerie par rayon X ou γ . PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2003.
- [117] OpenMP Architecture Review Board, "OpenMP application program interface version 2.0," march 2002.
- [118] F. Salvat, J. M. Fernández-Varea, and J. Sempau, "Penelope-2006 : A code system for monte carlo simulation of electron and photon transport," in Workshop Proceedings, 2006.
- [119] J. H. Hubbell, "Tables of x-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV for elements $Z = 1$ to 92 and 48 additional substances of dosimetric interest," tech. rep., NIST National Institute of Standards and Technology, 2010.
- [120] M. Frigo and S. G. Johnson, "The design and implementation of FFTW3," Proceedings of the IEEE, 2005.
- [121] A. Beer, "Bestimmung der absorption des rothen lichts in farbigen flüssigkeiten," Annalen der Physik und Chemie, 1852.
- [122] J. Lambert, "Photometria, sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae," Sumptibus Viduae Eberhardi Klett, 1760.
- [123] J. Plagnard, "Comparison of measured and calculated spectra emitted by the x-ray tube used at the gustave roussy radiobiological service," X-Ray Spectrometry, 2014.
- [124] NF - EN 12543-5, "Non-destructive testing. characteristics of focal spots in industrial x-ray systems for use in non-destructive testing. part 5 : measurement of the effective focal spot size of mini and micro focus x-ray tubes," tech. rep., AFNOR, 1999.
- [125] INTERCONTROLE. www.intercontrole.com.
- [126] CEN - EN 13068-1, "Non-destructive testing - radioscopic testing - part 1 : Quantitative measurement of imaging properties," tech. rep., European Committee for Standardization, 1999.
- [127] A. Stolidi, D. Tisseur, and J. Primot, "Multi-lateral shearing interferometry : Principle and application on x-ray laboratory sources," International Symposium on Digital Industrial Radiology and Computed Tomography, 2015.
- [128] J. Primot, "Three-wave lateral shearing interferometry," Applied Optics, 1993.
- [129] M. Murty, "Modification of michelson interferometer using only one cube-corner prism," Journal of the Optical Society of America, 1960.
- [130] J. Kitabayashi, "Method of and apparatus for measuring the shape of a wavefront," 1988. United States Patent, Vol. 4.744.659.
- [131] J. Wyant, "White light extended source shearing interferometer," Applied Optics, 1974.
- [132] C. L. Koliopoulos, "Radial grating lateral shear heterodyne interferometer," Applied Optics, 1980.
- [133] J. Primot and L. Sogno, "Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer," Journal of the Optical Society of America A, 1995.
- [134] J. Primot and N. Guérineau, "Extended hartmann test based on the pseudoguiding property of a hartmann mask completed by a phase chessboard," Applied Optics, 2000.
- [135] R. V. Shack and B. Platt, "Production and use of a lenticular hartmann screen," in Journal of the Optical Society of America, 1971.
- [136] J. Primot, "Theoretical description of shack-hartmann wave-front sensor," Optics Communication, 2003.
- [137] K. Paturski, "I the self-imaging phenomenon and its applications," Progress in Optics, 1989.
- [138] B. Toulon, J. Primot, N. Guérineau, R. Haïdar, S. Velghe, and R. Mercier, "Step-selective measurement by grating-based lateral shearing interferometry for segmented telescopes," Optics Communications, 2007.
- [139] C. Bellanger, B. Toulon, J. Primot, L. Lombard, J. Bourderionnet, and A. Brignon, "Collective phase measurement of an array of fiber lasers by quadriwave lateral shearing interferometry for coherent beam combining," Optics Letters, 2010.

- [140] S. Velghe, R. Haïdar, N. Guérineau, M. Tauvy, S. Rommeluère, S. Thétas, G. Dunet, and J. Primot, "In situ optical testing of infrared lenses for high-performance cameras," *Applied Optics*, 2006.
- [141] P. Bon, G. Maucort, B. Wattellier, and S. Monneret, "Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells," *Optics Express*, 2009.
- [142] 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*, 2011.
- [143] J. Rizzi, P. Mercère, M. Idir, P. D. Silva, G. Vincent, and J. Primot, "X-ray phase contrast imaging and noise evaluation using a single phase grating interferometer," *Optique Express*, 2013.
- [144] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry," *Journal of the Optical Society of America*, 1982.
- [145] S. Velghe, Les nouvelles dimensions de l'interférométrie à décalage quadri-latéral : l'infrarouge et les surfaces morcelées. PhD thesis, Université Paris XI, 2007.
- [146] J. W. Gibbs, "Fourier's series," *Nature*, 1898.
- [147] D. C. Ghiglia and M. D. Pritt, Two-dimensional phase unwrapping : theory, algorithms, and software. Wiley New York, 1998.
- [148] P. Bon, S. Monneret, and B. Wattellier, "Noniterative boundary-artifact-free wavefront reconstruction from its derivatives," *Applied Optics*, 2012.
- [149] A. Montaux-Lambert, P. Mercère, and J. Primot, "Interferogram conditioning for improved fourier analysis and application to x-ray phase imaging by grating interferometry," *Optics Express*, 2015.
- [150] M.P.Rimmer, "Method for evaluating lateral shearing interferograms," *Applied Optics*, 1974.
- [151] W. H. Southwell, "Wave-front estimation from wave-front slope measurements," *Journal of the Optical Society of America A*, 1980.
- [152] R. Bracewell, "The fourier transform and its applications," McGraw-Hill Electrical and Electronic Engineering Series, vol. 5, 1965.
- [153] C. Kottler, C. David, F. Pfeiffer, and O. Bunk, "A two-directional approach for grating based differential phase contrast imaging using hard x-rays," *Optics Express*, 2007.
- [154] J. Rizzi, Imagerie de phase quantitative par interférométrie à décalage quadri-latéral. Application au domaine des rayons x durs. PhD thesis, Paris 11, 2013.
- [155] R. Jennison, "A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1958.
- [156] D. L. Fried, "Least-square fitting a wave-front distortion estimate to an array of phase-difference measurements," *Journal of the Optical Society of America A*, 1977.
- [157] K. R. Freischlad and C. L. Koliopoulos, "Modal estimation of a wave front from difference measurements using the discrete fourier transform," *Journal of the Optical Society of America A*, 1986.
- [158] N. Guérineau, B. Harchaoui, and J. Primot, "Talbot experiment re-examined : demonstration of an achromatic and continuous self-imaging regime," *Optics Communication*, 2000.
- [159] microworks GmbH. www.micro-works.de/.
- [160] M. von Laue, "Sitzungsber," *Akad. Wiss.(Berlin)*, 1914.
- [161] J. W. Goodman, "Some fundamental properties of speckle," *Journal of the Optical Society of America*, 1976.
- [162] I. Freund, M. Rosenbluh, and S. Feng, "Memory effects in propagation of optical waves through disordered media," *Physical Review Letters*, 1988.
- [163] D. A. Boas and A. K. Dunn, "Laser speckle contrast imaging in biomedical optics," *Journal of Biomedical Optics*, 2010.
- [164] O. Katz, P. Heidmann, M. Fink, and S. Gigan, "Non-invasive single-shot imaging through scattering layers and around corners via speckle correlations," *Nature Photonics*, 2014.
- [165] L. Riseberg, M. Weber, and E. Wolf, "Progress in optics, vol. xiv," Elsevier, North-Holland, 1976.

- [166] C. Halford, W. Gamble, and N. George, “Experimental investigation of the longitudinal characteristics of laser speckle,” *Optical Engineering*, 1987.
- [167] L. Leushacke and M. Kirchner, “Three-dimensional correlation coefficient of speckle intensity for rectangular and circular apertures,” *Journal of the Optical Society of America A*, 1990.
- [168] M. Giglio, M. Carpineti, and A. Vailati, “Space intensity correlations in the near field of the scattered light : a direct measurement of the density correlation function $g(r)$,” *Physical Review Letters*, 2000.
- [169] M. Giglio, M. Carpineti, A. Vailati, and D. Brogioli, “Near-field intensity correlations of scattered light,” *Applied Optics*, 2001.
- [170] R. Cerbino, “Correlations of light in the deep fresnel region : An extended van cittert and zernike theorem,” *Physical Review A*, 2007.
- [171] R. Cerbino, L. Peverini, M. Potenza, A. Robert, P. Bösecke, and M. Giglio, “X-ray-scattering information obtained from near-field speckle,” *Nature Physics*, 2008.
- [172] J. P. Lewis, “Fast template matching,” in *Vision interface*, 1995.
- [173] K. S. Morgan, D. M. Paganin, and K. K. Siu, “X-ray phase imaging with a paper analyzer,” *Applied Physics Letters*, 2012.
- [174] K. M. Pavlov, T. E. Gureyev, D. Paganin, Y. I. Nesterets, M. J. Morgan, and R. A. Lewis, “Linear systems with slowly varying transfer functions and their application to x-ray phase-contrast imaging,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, 2004.
- [175] S. Bérujon, E. Ziegler, R. Cerbino, and L. Peverini, “Two-dimensional x-ray beam phase sensing,” *Physical Review Letters*, 2012.
- [176] I. Zanette, T. Zhou, A. Burvall, U. Lundström, D. H. Larsson, M. Zdora, P. Thibault, F. Pfeiffer, and H. M. Hertz, “Speckle-based x-ray phase-contrast and dark-field imaging with a laboratory source,” *Physical Review Letters*, 2014.
- [177] S. Berujon, H. Wang, and K. Sawhney, “X-ray multimodal imaging using a random-phase object,” *Physical Review A*, 2012.
- [178] H. Wang, Y. Kashyap, and K. Sawhney, “Hard-x-ray directional dark-field imaging using the speckle scanning technique,” *Physical Review Letters*, 2015.
- [179] T. Zhou, I. Zanette, M.-C. Zdora, U. Lundström, D. H. Larsson, H. M. Hertz, F. Pfeiffer, and A. Burvall, “Speckle-based x-ray phase-contrast imaging with a laboratory source and the scanning technique,” *Optics Letters*, 2015.
- [180] H. Wang, Y. Kashyap, and K. Sawhney, “From synchrotron radiation to lab source : advanced speckle-based x-ray imaging using abrasive paper,” *Scientific Reports*, 2016.
- [181] OpenCV. www.opencv.org/.
- [182] Y. Takeda, W. Yashiro, Y. Suzuki, S. Aoki, T. Hattori, and A. Momose, “X-ray phase imaging with single phase grating,” *Japanese Journal of Applied Physics*, 2007.
- [183] W. Yashiro, Y. Takeda, A. Takeuchi, Y. Suzuki, and A. Momose, “Hard-x-ray phase-difference microscopy using a fresnel zone plate and a transmission grating,” *Physical Review Letters*, 2009.
- [184] N. Morimoto, S. Fujino, A. Yamazaki, Y. Ito, T. Hosoi, H. Watanabe, and T. Shimura, “Two dimensional x-ray phase imaging using single grating interferometer with embedded x-ray targets,” *Optics Express*, 2015.
- [185] M. J. Kitchen, G. A. Buckley, A. F. Leong, R. P. Carnibella, A. Fouras, M. J. Wallace, and S. B. Hooper, “X-ray specks : low dose in vivo imaging of lung structure and function,” *Physics in Medicine and Biology*, 2015.
- [186] G. Sato, T. Kondoh, H. Itoh, S. Handa, K. Yamaguchi, T. Nakamura, K. Nagai, C. Ouchi, T. Teshima, Y. Setomoto, and T. Den, “Two-dimensional gratings-based phase-contrast imaging using a conventional x-ray tube,” *Optics Letters*, 2011.
- [187] P. Bon, *Imagerie microscopique de champs électromagnétiques par interférométrie à décalage quadri-latéral. Applications à la biologie.* PhD thesis, Aix Marseille 3, 2011.

Titre : Développement de méthodes d'imagerie par contraste de phase sur source X de laboratoire

Mots clés : Imagerie par rayons X, Contraste de phase, Simulation, Instrumentation.

Résumé : L'imagerie par rayons X est fortement développée dans notre société et notamment dans les domaines industriels, médicaux ou sécuritaires. L'utilisation de cette méthode d'imagerie des structures internes (pour la détection d'irrégularité, de contrôle non destructif de pièces ou de menaces) est quotidienne. En radiographie, le contraste produit sur les images est relié à la variation de l'atténuation du flux de rayons X, qui est fonction de la densité, de l'épaisseur du matériau étudié ainsi que de la longueur d'onde utilisée. Ainsi par exemple, des gaines métalliques, des os ou des armes amènent du contraste sur l'image. Mais en plus de leur atténuation, les rayons X vont subir un déphasage qui est d'autant plus important que le matériau est peu atténuant. Ce phénomène va amener du contraste, dit de phase, permettant d'imager des matériaux peu denses tels que des plastiques, composites, tissus mous ou explosifs. Ce travail de thèse présente le développement et l'adaptation, dans le domaine des rayons X, de méthodes d'imagerie par contraste de phase sur des équipements de laboratoire. Le but est de compléter, d'une manière plus accessible et quotidienne, les demandes d'évaluation non destructives. Ce manuscrit se découpe suivant deux axes portant sur la simulation d'une part et sur le développement instrumental d'autre part. Un outil de simulation a été développé portant sur une description hybride alliant optique géométrique et optique ondulatoire. Les limites du modèle et des validations sont présentées. La partie instrumentale se focalise sur l'étude de deux techniques d'imagerie différentielle de phase. La première technique est de l'interférométrie à décalage multi-latéral, dont l'adaptation sur tube à rayons X est réalisée pour la première fois. Une exploitation intéressante de la redondance de la mesure que produit la technique sera notamment introduite. La deuxième approche est une technique d'interférométrie de suivi de tavelure, dont nous présenterons une nouvelle exploitation.

Title : Development of phase contrast imaging methods on X-ray laboratory source

Keywords : X-ray imaging, Phase contrast imaging, Simulation, Instrumentation

Abstract : X-ray imaging is widely used in non-destructive testing dedicated to industry, medical or security domain. In most of the radiographic techniques, the image contrast depends on the attenuation of the X-ray beam by the sample. This attenuation is function of the density and thickness of the object and of the wavelength. Therefore, objects like metal covers, bones or weapons bring contrast on the image. In addition to attenuation, phase shifting happens, in particular for low-attenuating material. This phenomenon brings contrast, called phase contrast, and allows a X-ray image of low-attenuating material as plastics, composites, soft tissues or explosives. This work presents development and adaptation, in the X-ray domain, of phase contrast imaging techniques on laboratory equipment. The goal is to bring phase contrast imaging in daily use. This manuscript is split in two parts, simulation and instrumentation. A simulation tool has been developed, mixing geometrical optic and wave optic. Limits of the model and validation are presented. For the instrumental part, two interferometric techniques have been considered. The first one is multi-lateral interferometry where adaptation on X-ray tube is presented for the first time. Interesting use of the measurement recurrence will be introduced. The second one is speckle tracking interferometry, recently adapted on X-ray tube, for which we present new advancements.