

THÈSE DE DOCTORAT DE

LE MANS UNIVERSITÉ
Et
UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS SÉTIF 1

ÉCOLE DOCTORALE N° 602
Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : *Acoustique*

Par

Saoucene HASSAD

**Imagerie holographique pour l'étude de champs acoustiques -
ouverture vers la tomographie holographique de champs acous-
tiques**

Thèse présentée et soutenue à Le Mans Université, le 19/07/2022

Unité de recherche : Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans (LAUM, UMR CNRS 6613)

Thèse N° : 2022LEMA1015

Rapporteurs avant soutenance :

Julien PERCHOUX Maître de Conférences HDR - LAAS, INP (Toulouse, France)
Abdelhamid KELLOU Professeur - Université USTHB (Alger, Algérie)

Composition du Jury :

Président :	Bruno SERIO	Professeur - Université Paris-Nanterre (Ville d'Avray, France)
Examineurs :	Maimouna BOCOUM	Chargée de Recherche CNRS - ESPCI (Paris, France)
	Abdelhalim BENCHEIKH	Professeur - Université Mohamed El Bachir El Ibrahimi (Bordj Bou Arréridj, Algérie)
Dir. de thèse :	Kouider FERRIA	Professeur - IOMP, Université Ferhat Abbas Sétif 1 (Sétif, Algérie)
Co-dir. de thèse :	Pascal PICART	Professeur - LAUM, Le Mans Université (Le Mans, France)

REMERCIEMENTS

Avant tout, je remercie DIEU le tout-puissant de m'avoir donné le courage, la patience et la santé durant toutes ces années d'étude et que grâce à lui ce travail a pu être présenté.

Les remerciements, derniers mots écrits de ce manuscrit, se placent avant tous les autres. Ce travail, en effet, n'aurait pas été le même sans le programme PROFAS B+ que je le remercie pour la bourse fournie.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'une convention de cotutelle de thèse entre le Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans (LAUM-UMR CNRS 6613) et le Laboratoire d'Optique Appliquée de l'Université Ferhat Abbas Sétif 1 (Algérie).

Toute ma reconnaissance à l'Université du Mans et plus particulièrement au Laboratoire d'Acoustique pour son accueil et son accompagnement. Merci à l'École Nationale Supérieure d'Ingénieurs "ENSIM" et à tout son personnel pour leur accueil et leur accompagnement. Un merci particulier à Monsieur Jean-François TASSIN, Directeur de l'ENSIM, pour l'opportunité qui m'a fourni pour assurer des fonctions d'enseignement et de recherche au sein de l'ENSIM aussi pour ses échanges et ses discussions et son soutien indéniable. Sans oublier l'ensemble du personnel administratif et technique pour leur travail dévoué, Nicolas BOISSÉ, Felix FOUCART et Emmanuel BRASSEUR pour leur disponibilité et conseils.

Je tiens à remercier vivement Monsieur Denis MOUNIER, pour sa dynamique scientifique, sa simplicité, sa gentillesse et son ouverture d'esprit. Ses connaissances et ses conseils ont rendu possible l'aboutissement de ce travail de thèse.

Merci à Guillaume PENELET Professeur associé à le Mans Université, pour les nombreuses discussions que l'on a pu avoir autour des ondes guidées, ses conseils et ses qualités scientifiques.

Un grand merci à Monsieur Nourdin YAAKOUBI pour l'opportunité qui m'a donné pour mes premiers pas d'enseignement à l'IUT, ses conseils et ses qualités scientifiques. Sans oublié Monsieur Taoufik MHAMMEDI pour son encouragement.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance et sincères remerciements à mes deux directeurs de thèse pour leur serviabilité et leur soutien indéniable. Tout d'abord je remercie le Professeur Pascal PICART d'avoir accepté de diriger cette thèse, pour son aide

inestimable, ses encouragements continus et les discussions scientifiques enrichissantes, les connaissances qu'il m'avait apportées. Il a été toujours présent avec ses conseils judicieux et plein de sagesse, merci surtout de m'avoir fait confiance, le travail qu'il m'a proposé a été un véritable défi que je ne regrette pas et j'avoue que sans lui cette thèse n'aurait pas vu le jour, j'ai eu la chance de travailler sous sa direction. Ces remerciements s'adressent également au Professeur Kouider FERRIA pour son aide, son suivi et ses conseils précieux, aussi je tiens à remercier Monsieur Larbi BOUAMAMA pour son encouragement et ses conseils.

Je tiens à remercier Messieurs Julien PERCHOUX et Abdelhamid KELLOU, pour m'avoir également fait l'honneur d'être rapporteur de ce travail ainsi Madame Maimouna BOCOUM et Monsieur Abdelhalim BENCHEIKH d'avoir fait partie de mon jury. Je remercie également le Professeur Bruno SERIO d'avoir présidé ce jury de thèse. Je leur remercie également pour leurs remarques et commentaires très utiles lors de la soutenance ainsi que pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et pour leurs encouragements.

Sans oublier de remercier tous les responsables qui m'ont aidé dans la réalisation de toutes les démarches administratives en particulier les responsables du Pôle Doctoral à le Mans Université.

Le long de mon séjour au Mans j'ai rencontré certaines personnes avec qui j'ai passé des moments inoubliables que je tiens à les remercier aussi. Merci à mes proches qui n'ont eu de cesse de m'encourager et de me soutenir, en particulier ma chère amie « Sameh ». Il est impossible de décrire ou d'expliquer tout ce qu'ils ont fait pour moi.

Mes remerciements à tous mes collègues avec qui nous avons partagé le même bureau, Laure, Erwan, Jean-Baptiste et Guillaume. Je tiens aussi à remercier les collègues du bureau IRT, Thibault, Jules, Audrey, Théo, Melvin, Stepan, Erwan, Amar et Patrick. Je remercie également Najah et Ghada pour leur soutien et leur présence dans tous les moments. À tous, ces instants passés ensemble et les échanges que nous avons eu sur nos sujets respectifs ont été très importants pour moi.

Je remercie également mon mari « Akram » pour m'avoir supporté et soutenu pendant toutes ces années, je te souhaite une franche réussite.

Évidemment, ces remerciements ne seraient complets sans la mention de ma famille, spécialement mes parents pour m'avoir donné le goût des études, pour leur appui sans faille, pour la fierté qu'on peut lire dans leurs yeux. À mes chères frères et soeurs : Haithem, Iskander, Kamila et Widad, je vous souhaite une vie pleine de joie, de bonheur et de réussite.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale	9
1 Principe de l'holographie numérique	13
1.1 Introduction	13
1.2 Bases théoriques	14
1.2.1 Diffraction de la lumière	14
1.2.2 Interférences lumineuses	17
1.3 Enregistrement holographique numérique	21
1.3.1 Capteurs d'images	21
1.3.2 Configurations d'enregistrement holographique numérique	21
1.3.3 Architectures d'enregistrement	24
1.3.4 Enregistrement d'hologrammes couleurs	25
1.3.5 Reconstruction holographique numérique	28
1.3.5.1 Reconstruction par Transformée de Fresnel discrète	28
1.3.5.2 Reconstruction par convolution	32
1.4 Conclusion	36
2 Tomographie holographique multi-vues simultanées	37
2.1 Introduction	37
2.2 Imagerie tomographique	38
2.3 Imagerie holographique multi-vues	40
2.3.1 Présentation du dispositif expérimental	40
2.3.2 Séparation angulaire	42
2.4 Reconstruction des hologrammes	45
2.4.1 Convolution avec spectre angulaire	45
2.4.2 Trois images d'une bille	45
2.4.3 Refocalisation numérique	47
2.4.4 Vérification de la taille de la bille dans les trois vues	51
2.4.5 Aberration des images et traitement	52

TABLE DES MATIÈRES

2.4.5.1	Formation des images avec des fronts d'ondes non plans	52
2.4.5.2	Origines de la courbure résiduelle	53
2.4.5.3	Principes de compensation	54
2.5	Calibration des trois vues	57
2.6	Reconstruction 3D	59
2.6.1	Reconstruction par rétroprojection	59
2.6.2	Mise en oeuvre	61
2.6.3	Simulation de projections d'un objet parfait	63
2.6.4	Reconstruction 3D de la bille	63
2.7	Conclusion	64
3	Visualisation multi-vues de champs acoustiques	67
3.1	Introduction	67
3.2	Dispositif expérimental	70
3.2.1	Système holographique	70
3.2.2	Caractérisation de la source acoustique	72
3.2.2.1	Transducteur ultrasonique	72
3.2.2.2	Mesure du diagramme de directivité	75
3.3	De l'enregistrement holographique à la mesure acoustique	76
3.4	Bruits, distorsion et biais	78
3.4.1	Bruit	78
3.4.2	Distorsion	79
3.4.3	Biais	83
3.5	Résultats expérimentaux	85
3.5.1	Mesure du bruit de phase	85
3.5.1.1	Sources de bruit externe	85
3.5.1.2	Limites expérimentales du bruit	85
3.5.2	Visualisation multi-vues du champ acoustique	87
3.6	Reconstruction tomographique du champ acoustique	92
3.6.1	Méthode	92
3.6.2	Filtrage des données	94
3.6.3	Résultats expérimentaux	96
3.7	Conclusion	99
	Conclusion générale	105

Annexe A	109
3.8 Publication dans des revues internationales à comité de lecture	109
3.9 Conférences internationales avec actes	109
3.10 Conférences nationales	110
Annexe B	111
Bibliographie	115

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Ce travail de thèse s'est déroulée en co-tutelle entre le Laboratoire d'Acoustique de L'Université du Mans (LAUM-UMR CNRS 6613) et le Laboratoire d'Optique Appliquée de l'Université Ferhat Abbas Sétif 1 (Algérie). La thèse a bénéficié du soutien d'une bourse PROFAS B+. Le sujet trouve son contexte dans les problématiques scientifiques traitées au LAUM, qui concernent la caractérisation et le contrôle des champs en acoustique, et plus généralement en physique des ondes. Ces axes de recherche amont trouvent des applications potentielles et des innovations technologiques qui s'étendent du domaine de la transition environnementale et énergétique (ingénierie frugale, allègement de structures, récupération d'énergie, matériaux bio-sourcés), à celui de la santé (imagerie médicale, téléconsultation, aide au diagnostic), en passant par le domaine de l'industrie au sens large. En effet, l'expertise en acoustique du LAUM est régulièrement sollicitée pour répondre à des demandes issues de domaines industriels très variés tels que : les transports, l'audio, la fracture instrumentale, l'agriculture, l'électronique ou encore les télécommunications.

La caractérisation fine de champs acoustiques nécessite de développer de nouvelles approches pour fournir un aperçu qualitatif et quantitatif des champs acoustiques d'intérêt. Généralement, l'imagerie des champs acoustiques est réalisée en utilisant des réseaux de microphones [1, 2, 3]. Malheureusement, ces méthodes présentent intrinsèquement plusieurs problèmes. En particulier, les réseaux de microphones ont une faible résolution spatiale car le pas des microphones du réseau est de plusieurs millimètres (ou plus), et la présence de microphones peut perturber le champ acoustique à étudier.

Afin de surmonter ces limitations, des techniques optiques pour mesurer le champ acoustique ont été rapportées dans la littérature, par exemple, l'imagerie par schlieren [4], la vélocimétrie Doppler laser (LDV) [5, 6], la tomographie acousto-optique (AOT) [7], ou l'interférométrie à rétroinjection laser (LFI) [8, 9]. Bien que la méthode de schlieren fournisse simultanément une collection de points de mesure, sa sensibilité à la fluctuation de l'air due à l'onde acoustique est globalement réduite car l'approche n'est pas directement sensible à l'indice de réfraction du milieu. Les approches LDV, AOT et LFI sont intrinsèquement sensibles à l'indice de réfraction du milieu dans lequel les ondes acoustiques se propagent, mais elles nécessitent un balayage pour obtenir une collection de points de don-

nées. Cela rend ces approches moins attrayantes que les alternatives capables de fournir directement des données plein champ. En effet, l'acquisition et le traitement des données peuvent constituer un problème critique pour les applications requérant une mesure "rapide" du champ acoustique.

L'holographie numérique est une méthode optique maîtrisée au LAUM tant du point de vue de la compréhension du processus d'imagerie que de celui des applications dans le domaine de l'acoustique, la mécanique et la mécanique des fluides. L'holographie numérique est une technique tridimensionnelle qui est très adaptée à la visualisation et à la mesure de phénomènes complexes. C'est une approche qui permet de mesurer quantitativement la distribution tridimensionnelle de l'indice de réfraction de tout spécimen ou milieu transparent. Depuis 1994, cette méthode occupe une place particulière en recherche car elle enregistre et fournit la phase [10, 11] des ondes optiques interagissant avec le milieu. La phase optique étant étroitement liée à la différence de chemin optique, elle inclut la variation de l'indice de réfraction subie par le faisceau lumineux ayant traversé le champ acoustique. Des travaux récents ont rapporté l'utilisation de l'holographie numérique à décalage de phase [12] pour étudier les ondes acoustiques [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]. En utilisant l'holographie numérique hors axe [11], d'autres auteurs ont rapporté l'étude quantitative du champ acoustique dans les guides d'ondes acoustiques [20, 21].

Au cours de cette thèse, nous ambitionnons de démontrer une preuve de concept de l'imagerie simultanée plein-champ et multi-vues du champ acoustique par holographie numérique couleur en utilisant un unique capteur monochromatique à haute vitesse. Ces travaux pourraient ouvrir la voie à la tomographie holographique quantitative de champ acoustiques.

Ce manuscrit synthétise ainsi les travaux que nous avons mené au cours de la thèse et il est organisé en 3 Chapitres qui abordent les différents axes de travail.

Le Chapitre 1 est consacré à rappeler les principes fondamentaux de l'holographie numérique. Il aborde l'enregistrement et la reconstruction numériques en décrivant les différents processus d'enregistrement hors-axe d'hogrammes monochromes et couleurs ainsi que les méthodes de reconstruction de l'amplitude et de la phase du champ objet.

Le Chapitre 2 est dédié à une première partie expérimentale de preuve de concept de tomographie holographique multi-vues simultanées à haute cadence avec un codage sur un unique capteur monochrome. Nous décrirons le système de tomographie holographique multi-vues simultanées basé sur le multiplexage spatio-chromatique. On présentera le processus d'enregistrement des hologrammes hors-axe à trois vues avec un seul

faisceau de référence sur un capteur CMOS. La reconstruction de ces hologrammes par trois algorithmes de reconstruction sera discutée. Une méthode de calibration des vues sera présentée. Nous présenterons la méthode de reconstruction 3D par tomographie en utilisant la Transformée inverse de Radon 2D basée sur l'algorithme de rétroprojection filtré appliquant le théorème de Fourier-slice, sur un objet simple.

Le Chapitre 3 est consacré à l'application de la méthode d'holographie numérique multi-vues à trois longueurs d'onde pour la visualisation multi-vues de champs acoustiques. Nous montrerons l'étude de la propagation du champ acoustique dans l'air libre, émis par un transducteur piézoélectrique ultrasonique. On présentera la méthode de mesure synchrone de l'amplitude et du champ acoustique selon chaque vue. Les distortions et biais qui affectent la mesure seront discutés. Des résultats expérimentaux obtenus avec la méthode proposée illustreront les potentialités de la méthode.

PRINCIPE DE L'HOLOGRAPHIE NUMÉRIQUE

1.1 Introduction

Le terme « holographie » vient du Grec « holo » qui veut dire tout (entier) ou (whole) en anglais et « graphien » qui signifie écrire. Ceci veut dire que l'holographie permet d'écrire (enregistrer) et de lire (restituer) l'information optique en sa totalité « amplitude et phase ». L'holographie donne accès en plus de l'amplitude, à la phase du champ objet contrairement à la photographie classique qui enregistre que l'intensité lumineuse de l'objet. C'est la phase qui est à l'origine de l'information tridimensionnelle car elle code le relief de l'objet [22, 23]. Une condition essentielle sur la lumière qui est la cohérence des deux ondes, celle diffractée par l'objet et celle de référence afin de générer des interférences. L'holographie a trouvé son origine en 1948 suite aux travaux de recherche du physicien Denis Gabor sur la microscopie électronique. Il a montré que l'enregistrement d'une image à l'aide d'un faisceau électronique et sa restitution à l'aide d'une lumière visible provoque un agrandissement de l'image, et donc utilisable en microscopie [24, 25]. Cette technique d'imagerie a été concrétisée dans les années 1962 avec l'émergence des premiers lasers [26]. Cette découverte a été récompensée en 1971 par le Prix Nobel de Physique [27].

L'holographie numérique a été décrite dès le début des années 1970 et la première tentative de reconstruction numérique est présentée par Konrod [28, 29]. Il aura fallu attendre les années 1990 pour sa réalisation concrète avec un détecteur matriciel par Schnars et al [10]. Cette technique optique est dite numérique parce qu'elle consiste à enregistrer des hologrammes sur des caméras matricielles, ce qui fournit la reconstruction numérique du champ complexe de l'objet 3D [22, 30]. Cette dernière est menée par des calculs numériques de la diffraction de l'onde de référence sur un réseau digital constitué par l'hologramme enregistré [10, 30]. Avec les progrès technologiques des capteurs et des

processeurs, l'acquisition et la reconstruction des hologrammes est devenue plus rapide avec des temps relativement courts (typ. qq ms pour le calcul), ce qui réduit la durée de traitement de ces derniers par rapport à l'holographie classique. Dans le but de répondre au critère de Shannon pour la discrétisation de la répartition lumineuse spatiale [31], des procédés microtechnologiques ont permis d'obtenir des matrices CCD avec une taille de pixels suffisamment miniaturisés (min. 1,2 μm).

Deux phénomènes physiques sont la base de l'holographie optique : les interférences lumineuses et la diffraction de la lumière. Les interférences des deux ondes objet et de référence spatio-temporellement cohérentes traduisent le relief de l'objet étudié tandis que la diffraction de la lumière joue le rôle d'un décodeur permettant de reconstruire l'onde émise par l'objet. L'hologramme regroupe ces deux phénomènes dans une même figure structurée aléatoirement.

Dans le but de comprendre ce manuscrit, nous présenterons dans la première partie de ce premier Chapitre quelques bases théoriques de l'holographie (diffraction et interférences). La deuxième partie est consacrée aux différentes technologies de capteur CCD et CMOS utilisées en holographie numérique ainsi qu'aux processus d'enregistrement hors-axe et de reconstruction des hologrammes.

1.2 Bases théoriques

L'holographie est liée à la nature ondulatoire de la lumière, elle résulte de la combinaison des interférences et la diffraction. L'hologramme est caractérisé par la superposition des deux ondes, une première appelée « onde objet » et une seconde dite « onde de référence ». A partir de ces interférences qui permet l'enregistrement (codage) de l'hologramme, il est possible de restituer le champ objet dans son intégralité (amplitude et phase) par décodage de l'information de l'hologramme enregistré en se basant sur le phénomène de diffraction. C'est l'information de la phase qui permet de restituer le relief de l'objet et qui permet de recréer la parallaxe [30].

1.2.1 Diffraction de la lumière

La diffraction traduit le comportement de la lumière lorsqu'elle rencontre un obstacle dont les dimensions sont de même ordre de grandeur que la longueur d'onde lumineuse. Particulièrement ce phénomène fut étudié par Huygens, Fresnel et Kirchhoff [22]. Consi-

dérons une surface d'onde diffractante Σ atteinte par la lumière à l'instant t_0 . Celle-ci est considérée comme une source secondaire qui émet des ondelettes sphériques. A un instant t à la suite de t_0 , la surface d'onde Σ traduit l'enveloppe des surfaces d'ondes émises par les sources secondaires convenablement réparties sur Σ_0 comme illustré par la figure 1.1.

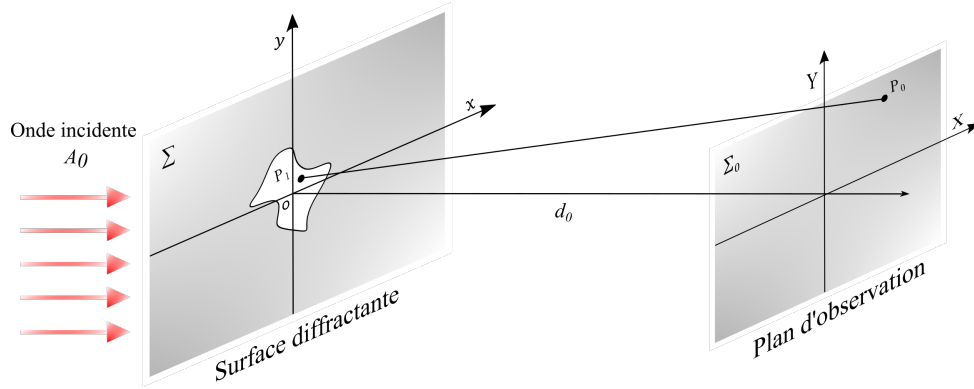


FIGURE 1.1 – Principe de la diffraction d'une onde optique par une surface diffractante

L'amplitude du front d'onde généré par la zone de l'objet éclairée peut s'exprimer par l'équation (1.1), lorsque l'onde est diffractée dans l'espace vers un plan d'observation situé à une distance d_0 [22],

$$A(x, y) = A_0(x, y) \exp[j\psi_0(x, y)], \quad (1.1)$$

avec $A_0(x, y)$ l'amplitude de l'onde dans le plan objet (x, y) décrite par la réflectivité/la transmission de l'objet et ψ_0 la phase qui traduit l'état de la surface diffractante (rugosité, relief, état de déformation). La répartition de ψ_0 est uniforme sur $[-\pi, +\pi]$. Au plan d'observation défini par les coordonnées spatiales (X, Y) , et à une distance d'observation d_0 , le champ diffracté U_0 est exprimé par la propagation de l'onde objet jusqu'au plan d'enregistrement et décrit comme suit :

$$U_0(X, Y, d_0) = \frac{1}{j\lambda_0} \iint A(x, y) \frac{\exp(jk_0\rho)}{\rho} \cos(\theta) dx dy, \quad (1.2)$$

avec λ_0 la longueur d'onde optique, k_0 le nombre d'onde ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$) et $\cos(\theta) = d_0/\rho$ avec ρ la distance entre le champ diffracté en un point $P_1(x, y)$ et le point d'observation $P_0(X, Y)$ qui s'exprime selon,

$$\rho = \sqrt{d_0^2 + (X - x)^2 + (Y - y)^2}. \quad (1.3)$$

Le développement de l'expression du champ diffracté en injectant ces trois termes dans

(1.2) conduit à cette expression [22],

$$U_0(X, Y, d_0) = \frac{-jd_0}{\lambda_0} \iint A(x, y) \frac{\exp\left(\frac{2j\pi}{\lambda_0} \sqrt{d_0^2 + (X-x)^2 + (Y-y)^2}\right)}{d_0^2 + (X-x)^2 + (Y-y)^2} dx dy, \quad (1.4)$$

qui peut s'écrire sous la forme d'un produit de convolution,

$$U_0(X, Y, d_0) = A(X, Y) * h(X, Y, d_0). \quad (1.5)$$

Dans l'équation (1.5), $h(X, Y, d_0)$ décrit la réponse impulsionnelle de l'espace libre qui s'écrit sous la forme suivante :

$$h(X, Y, d_0) = \frac{-jd_0}{\lambda_0} \frac{\exp\left(\frac{2j\pi}{\lambda_0} \sqrt{d_0^2 + X^2 + Y^2}\right)}{d_0^2 + X^2 + Y^2}. \quad (1.6)$$

Dans les conditions d'approximation de Fresnel, elle devient [22] :

$$h(X, Y, d_0) = \frac{-jd_0}{\lambda_0} \exp\left(\frac{2j\pi d_0}{\lambda_0}\right) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda_0 d_0} (X^2 + Y^2)\right) \quad (1.7)$$

L'approximation de Fresnel est valide si [22]

$$d_0 \gg \frac{\pi}{4\lambda_0} \left[(X-x)^2 + (Y-y)^2 \right]_{max}^2. \quad (1.8)$$

Prenant l'expression (1.5) du produit de convolution, le champ diffracté à la distance d_0 dans les conditions d'approximation de Fresnel est donné par l'équation (1.9), qui constitue la Transformée de Fresnel :

$$U_0(X, Y, d_0) = \frac{-j}{\lambda_0 d_0} \exp\left(\frac{2j\pi d_0}{\lambda_0}\right) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda_0 d_0} (X^2 + Y^2)\right) \\ \times \iint A(x, y) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda_0 d_0} (x^2 + y^2)\right) \exp\left(\frac{-2j\pi}{\lambda_0 d_0} (xX + yY)\right) dx dy. \quad (1.9)$$

La combinaison de cette onde diffractée et de l'onde de référence dans le plan capteur conduit aux interférences, si les ondes sont spatio-temporellement cohérentes (utilisation

d'un laser monomode longitudinal typiquement).

1.2.2 Interférences lumineuses

Le procédé de codage de l'information par interférences dans le plan d'observation nécessite la superposition des deux ondes objet et référence issues d'une source cohérente spatialement et temporellement. Un interférogramme est une image constituée de franges d'interférences et de grains de lumière « speckle » [32], dû à la nature aléatoire de la lumière réfléchie par l'objet (rugosité \gg longueur d'onde). La figure 1.2 illustre le principe du procédé holographique.

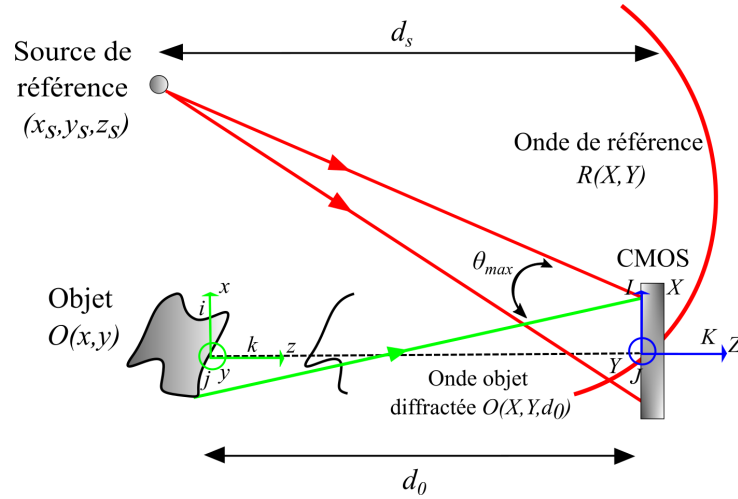


FIGURE 1.2 – Schéma de principe du procédé holographique

Dans le plan d'enregistrement, l'amplitude complexe du front d'onde de référence est exprimée par :

$$R(X, Y) = A_R \exp(j\varphi_R(X, Y)), \quad (1.10)$$

avec A_R le module du champ complexe ($A_R = 1$ dans le cas d'une onde plane) et φ_R la phase du front d'onde de référence. Généralement, le faisceau de référence est issu d'un trou source, donc l'onde est sphérique divergente et en incidence oblique sur le plan d'enregistrement. Notons le point source de coordonnées (x_s, y_s, z_s) ($d_s = z_s$) dans le repère du plan objet. Dans les approximations de Fresnel, la phase optique de l'onde de référence s'écrit comme suit [32] :

$$\varphi_R(X, Y) \approx -\frac{\pi}{\lambda_0 Z_s} \left[(X - x_s)^2 + (Y - y_s)^2 \right] \quad (1.11)$$

Après développement de l'expression (1.11) et en prenant $z_s = -d_s$, on a :

$$\varphi_R(X, Y) = -2\pi(u_r X + v_r Y) - \frac{\pi}{\lambda_0 z_s}(X^2 + Y^2) + \varphi_s, \quad (1.12)$$

où u_r et v_r représentent les fréquences spatiales porteuses de l'hologramme,

$$u_r = \frac{x_s}{\lambda_0 Z_s}, v_r = \frac{y_s}{\lambda_0 Z_s}. \quad (1.13)$$

La distance d_s est le rayon de courbure de l'onde et φ_s est une constante.

L'onde diffractée par l'objet à une distance d_0 peut s'exprimer comme un champ complexe d'amplitude A_O et de phase φ_O .

$$O(X, Y, d_0) = A_O \exp(j\varphi_O(X, Y)). \quad (1.14)$$

Dans le plan d'enregistrement (plan capteur), l'éclairement lumineux vaut le carré de la somme des deux champs et traduit aussi l'interférogramme :

$$H = |R + O|^2 = |R|^2 + |O|^2 + RO^* + R^*O. \quad (1.15)$$

Trois ordres de diffraction apparaissent dans cet hologramme. Le terme ($|R|^2 + |O|^2$) est l'ordre 0 et traduit la contribution des modules des champs complexes, exprimant une simple distribution d'intensité. Le terme (RO^*) est l'ordre -1 et exprime l'onde objet conjuguée modulée par l'onde de référence; il traduit l'image "réelle". Enfin, le terme (R^*O) est l'ordre $+1$ qui exprime le fait que l'onde objet est modulée par l'onde de référence conjuguée; il traduit l'image "virtuelle" [30].

A titre d'illustration du caractère aléatoire d'un hologramme, la figure 1.3, montre un hologramme d'un objet à surface rugueuse, enregistré numériquement. La figure 1.3(b) est un zoom montrant les micro-franges dans l'hologramme qui sont dues à la fréquence porteuse spatiale (u, v) de l'onde de référence (configuration hors axe). La figure 1.3(c) montre l'ordre $+1$ extrait de l'hologramme et la figure 1.3(d) montre la phase de l'ordre $+1$. Comme on peut l'observer, les données sont tavelées (présence de speckle). L'encart de la figure 1.3(d) est un zoom montrant les dislocations de phase dans la phase de speckle (combinaison de tourbillons aléatoires).

La superposition des deux ondes génère des interférences données par l'équation (1.15),

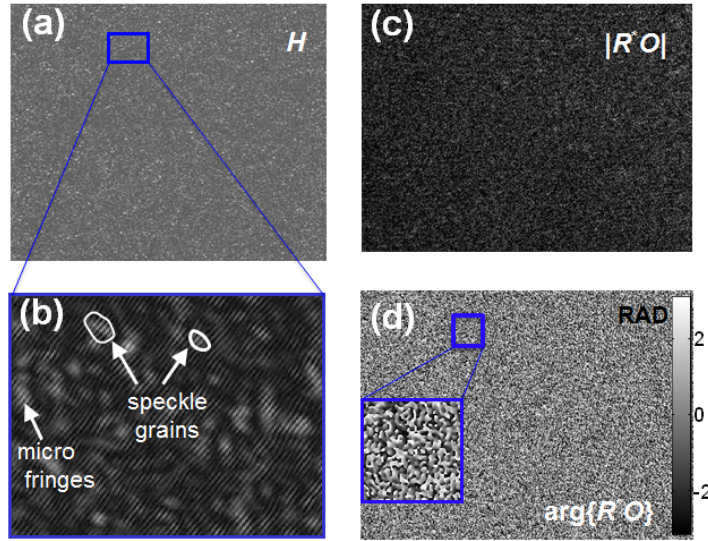


FIGURE 1.3 – (a) Hologramme numérique d'un objet à surface rugueuse, (b) zoom d'une partie de l'hologramme montrant les micro-franges et les grains de speckle, (c) ordre +1 au plan du capteur extrait de l'hologramme, (d) phase de l'ordre +1, carré bleu : zoom montrant les dislocations de phase; d'après [32].

qui peut être écrite sous la forme de l'équation (1.16).

$$H = |A_R|^2 + |A_O|^2 + 2A_RA_O \cos(\varphi_O - \varphi_R). \quad (1.16)$$

Elle donne lieu à des microfranges d'interférences dont le pas entre deux franges (l'interfrange) est exprimé par (θ angle "local" entre les deux ondes) :

$$i = \frac{\lambda_0}{2 \sin(\theta/2)} \quad (1.17)$$

Afin de respecter le critère de Shannon pour l'enregistrement de l'hologramme numérique, il faut qu'une interfrange couvre au moins deux pixels du capteur est que sa résolution soit suffisamment élevée. La fréquence d'échantillonnage du capteur (inverse du pas des pixels) est écrite comme suit :

$$f_e = \frac{1}{\max(p_x, p_y)}, \quad (1.18)$$

TABLE 1.1 – Angle maximal correspondant à Shannon pour trois longueurs d'onde différentes

Longueur d'onde λ (nm)		Pas de pixels $p_x = p_y$ (μm)	Angle maximal θ_{max} ($^\circ$)
660	Cam1	14,65	1,295
	Cam2	20	0,945
532	Cam1	14,65	1,044
	Cam2	20	0,762
457	Cam1	14,65	0,897
	Cam2	20	0,655

Le critère de Shannon est vérifié lorsque :

$$f_e \geq 2f_s = \frac{2}{i}. \quad (1.19)$$

où f_s est la fréquence spatiale de l'hologramme enregistré qui est traduite par l'inverse de l'interfrange. L'angle maximal entre les deux ondes objet et de référence correspondant à Shannon c'est-à-dire que les franges résultantes des interférences sont résolues par le capteur est donné comme suit :

$$\theta_{max} \leq 2 \arcsin \left(\frac{\lambda_0}{4\max(p_x, p_y)} \right), \quad (1.20)$$

où p_x et p_y les pas des pixels dans les directions x et y . Le tableau 1.1 donne l'angle maximal correspondant aux conditions de Shannon pour trois longueurs d'onde différentes et deux pas de pixels différents pour deux caméras (Phantom V5.1 "Cam1" et Photron SA-X2 "Cam2").

Les travaux expérimentaux réalisés au cours de cette thèse, nécessitent l'utilisation de cubes séparateurs afin d'obtenir des angles d'incidences respectant les conditions de Shannon.

1.3 Enregistrement holographique numérique

1.3.1 Capteurs d'images

Lors de l'enregistrement numérique des hologrammes, il faut tenir compte des caractéristiques du capteur utilisé. Chaque capteur numérique est défini par une matrice de pixels de dimensions $M \times N$ pixels, de pas $p_x \times p_y$ chacun de ces pixels est de surface active $\Delta_x \times \Delta_y$ (Fig. 1.4). Il existe deux grandes familles de capteurs : les capteurs CCD (Charges Coupled Devices en anglais ou Dispositif à Transfert de Charges en français) et les capteurs CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor). Des caméras peuvent être équipées d'un capteur mono CCD/CMOS ou d'un capteur triple CCD/CMOS pour les images couleur. Le détecteur numérique code l'image sur un nombre de bits compris entre 8 et 16 et chaque pixel contient un nombre d'électrons N_e à saturation. La valeur de ce dernier est de quelques dizaines de milliers d'électrons, typiquement de 10000 à 40000. On verra les caractéristiques des capteurs utilisés dans cette thèse dans les Chapitre 2 et 3.

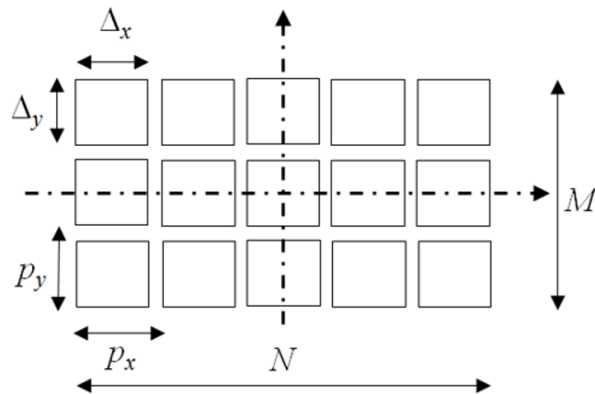


FIGURE 1.4 – Géométrie d'un capteur (CMOS ou CCD) sous forme de matrice de pixels.

1.3.2 Configurations d'enregistrement holographique numérique

L'enregistrement d'un hologramme peut être effectué selon différentes approches expérimentales, prenant en considération l'angle entre les deux ondes objet et de référence. On peut distinguer deux configurations.

Configuration en-ligne ou sur l'axe (in-line ou on-axis)

La configuration en-ligne est dite de Gabor (Fig. 1.5) lorsque les deux sources objet et de référence ainsi que le capteur d'enregistrement (CCD ou CMOS) sont sur le même axe.

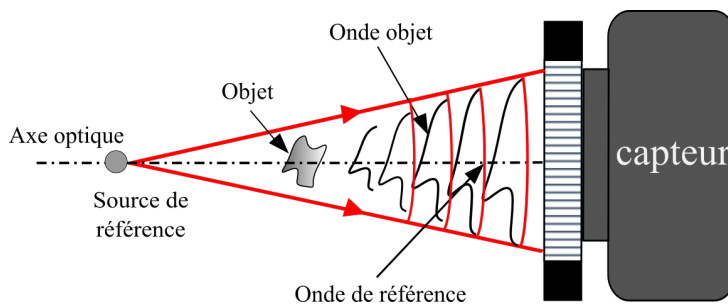


FIGURE 1.5 – Principe de la configuration en-ligne.

Cette configuration présente un inconvénient majeur qui est le recouvrement des ordres de diffraction (Fig. 1.6). Il est impossible d'extraire directement l'ordre $+1$ ou -1 d'un hologramme numérique. Par conséquent, lors de la reconstruction de l'hologramme re-propagé sur la distance de reconstruction, il y a apparition d'une image parasite qui est l'image jumelle défocalisée. Si l'image virtuelle est focalisée alors la deuxième image réelle est défocalisée et inversement [30]. Dans le but de la reconstruction d'un hologramme numérique sans la présence de l'ordre zéro ni de l'ordre -1 , la méthode de décalage de phase a été proposée par Yamaguchi et Zhang en 1997 [33]. Cette méthode ne sera pas abordée dans ce document car elle ne correspond pas à des exigences d'acquisition rapide d'hologrammes car les acquisitions sont séquentielles.

Configuration hors-axe (off-axis)

La configuration hors-axe de Leith et Upatnieks [34] (figure 1.7) est basée sur deux faisceaux de référence et objet indépendants l'un de l'autre afin de créer un angle entre eux. Cet angle permet de séparer les ondes diffractées (ordre $+1$ et -1) de l'onde non diffractée (ordre 0) lors de la reconstruction de l'hologramme. Comme cette configuration est basée sur deux ondes angulairement séparées sur le capteur numérique, la phase et donc le relief de l'objet pourra être extrait numériquement. Comme décrit plus haut, ces deux ondes doivent satisfaire la condition de cohérence spatiale et temporelle, donc elles doivent être issues de la même source cohérente. La séparation de l'onde source en deux ondes secondaires peut se faire, soit par division de front d'onde (Fig. 1.8(a)), soit

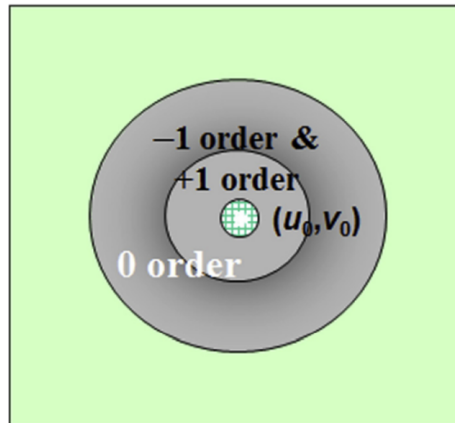


FIGURE 1.6 – Ordres de diffraction superposés dans l'espace de Fourier pour un hologramme numérique ; d'après [32].

par division d'amplitude (Fig. 1.8(b)). La différence entre ces deux cas se traduit par l'utilisation d'un miroir afin de générer le front d'onde de référence dans le cas de division de front d'onde, et l'utilisation d'un cube séparateur ou une lame séparatrice dans le but de générer l'onde de référence.

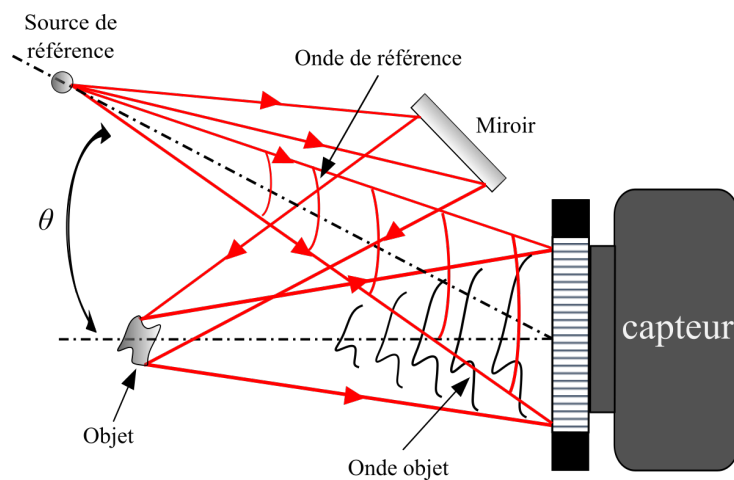


FIGURE 1.7 – Principe de la configuration hors-axe.

Selon la nature des fronts d'onde qui arrivent sur le capteur et en fonction de la présence ou non d'un système optique dans leurs trajets, on distingue différentes techniques d'holographie.

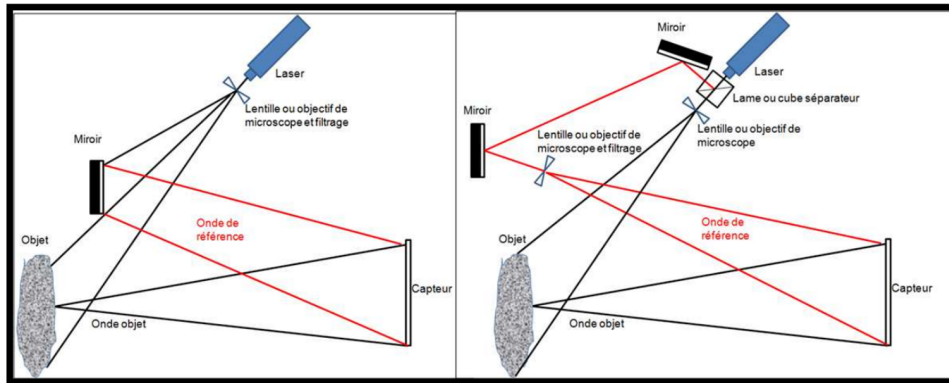


FIGURE 1.8 – (a) Division du front d'onde, (b) division d'amplitude ; d'après [35].

1.3.3 Architectures d'enregistrement

Il existe un certain nombre d'architectures expérimentales dans la littérature. Elles sont brièvement décrites dans les paragraphes ci après.

Holographie de Fresnel

L'holographie numérique de Fresnel dite aussi "diffraction à champ proche" est probablement la configuration la plus utilisée. L'enregistrement des hologrammes se fait à une certaine distance finie de l'objet et sous vérification des conditions de Shannon. La figure 1.9(a) présente la disposition des fronts d'onde dans cette configuration. L'angle apparent d'observation de l'objet est limité à des petits objets. Si ce dernier est grand, il est recommandé de l'éloigner du capteur numérique il est donc nécessaire de réduire le spectre de fréquences spatiales diffracté par l'objet vers le capteur. Ce peut être réalisé en utilisant une lentille divergente comme illustré figure 1.9(b) [32].

Holographie de Fourier avec et sans lentille

La configuration de Fourier enregistre la transformée de Fourier du champ objet [32]. Le champ objet est projeté à l'infini par une lentille et le capteur est placé à son foyer image (Fig. 1.9(c)).

L'enregistrement par holographie de Fourier sans lentille (Fig. 1.9(d)) requiert de placer le point source de référence dans le plan objet. Les fronts d'onde des deux ondes sont donc sphériques et de même courbure. L'image est reconstruite en calculant directement la Transformée de Fourier de l'hologramme (non discuté dans ce chapitre).

Holographie plan-image

La figure 1.9(e) illustre la configuration de l'holographie numérique plan-image (ou aussi Digital Image Plane Holography [36]) où un objet de grande taille est projeté au voisinage (ou sur) le capteur. Cette configuration permet d'avoir un hologramme "image" si l'image d'un point dans le plan objet est un point dans le plan d'enregistrement. Une lentille convergente de projection est insérée entre le plan de l'objet et le plan du capteur. L'utilisation d'un diaphragme d'ouverture (DO) est cruciale dans telle configuration dans le but de limiter les faisceaux lumineux provenant de l'objet et de respecter les conditions de Shannon [36].

Microscopie holographique numérique

La figure 1.9(f) illustre la configuration de microscopie holographique [37]. Un objectif de microscope est utilisé pour projeter à proximité du capteur une image agrandie d'un petit objet. Contrairement au cas précédent, les conditions de Shannon sont toujours respectées en microscopie holographique numérique. Ce point ne sera pas détaillé plus dans ce chapitre.

1.3.4 Enregistrement d'hologrammes couleurs

Il existe différentes approches pour l'enregistrement des hologrammes numériques en couleur, en particulier pour l'enregistrement simultané des trois couleurs. La figure 1.10 illustre les différentes stratégies d'enregistrement. La première possibilité consiste à utiliser un filtre chromatique organisé en mosaïque de Bayer (Fig. 1.10(a)). Cependant, dans un tel détecteur, la moitié des pixels détectent le vert, et seulement un quart le rouge ou le bleu [23]. Le filtre coloré spatial crée des trous dans le maillage et donc une perte d'information, ce qui se traduit par une perte de résolution. La seconde possibilité consiste à utiliser trois détecteurs organisés en "tri-CCD", la sélection spectrale étant réalisée par un prisme à revêtement dichroïque (Fig. 1.10(b)). Un tel détecteur garantit une haute résolution spatiale et une sélectivité spectrale compatible avec les contraintes de l'holographie numérique couleur. Une troisième possibilité consiste à utiliser un détecteur de couleur basé sur un empilement de photodiodes (Fig. 1.10(c)) [23]. La sélectivité spectrale est relative à la profondeur moyenne de pénétration des photons dans le silicium : les photons bleus à 425nm pénètrent à environ $0,2\mu\text{m}$, les photons verts à 532nm à environ $2\mu\text{m}$ et les photons rouges à 630nm à environ $3\mu\text{m}$. Ainsi, la construction de jonctions

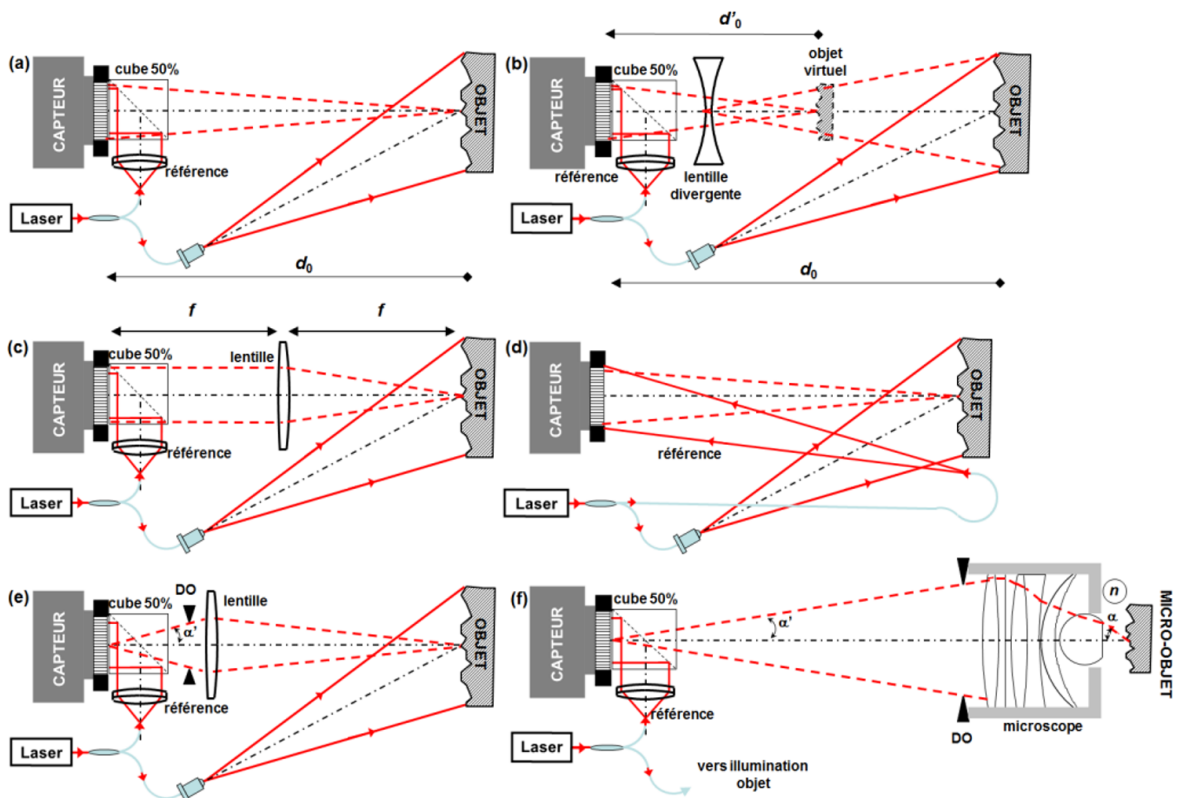


FIGURE 1.9 – Architectures d’enregistrement des hologrammes numériques, (a) holographie de Fresnel, (b) holographie de Fresnel avec réduction du spectre de fréquences spatiales, (c) holographie de Fourier, (d) holographie de Fourier sans lentille, (e) holographie plan-image, (f) microscopie holographique numérique.

à des profondeurs d'environ $0,2 \mu\text{m}$, $0,8 \mu\text{m}$ et $3,0 \mu\text{m}$ donne la sélectivité spectrale correcte pour l'imagerie couleur. Cependant, la sélectivité spectrale n'est pas parfaite, car des photons verts peuvent être détectés dans les bandes bleues et rouges, mais l'architecture garantit une résolution spectrale maximale puisque le nombre de pixels effectifs pour chaque longueur d'onde est celui de la matrice entière. La dernière possibilité consiste à utiliser un détecteur monochromatique combiné à un multiplexage chromatique spatial (Fig. 1.10(d)) [23]. Chaque onde de référence doit avoir des fréquences spatiales différentes ajustées séparément en fonction de leurs longueurs d'onde. La complexité du dispositif expérimental augmente avec le nombre de couleurs. Des démonstrations de cette approche sont fournies dans la thèse de Patrice Tankam [23].

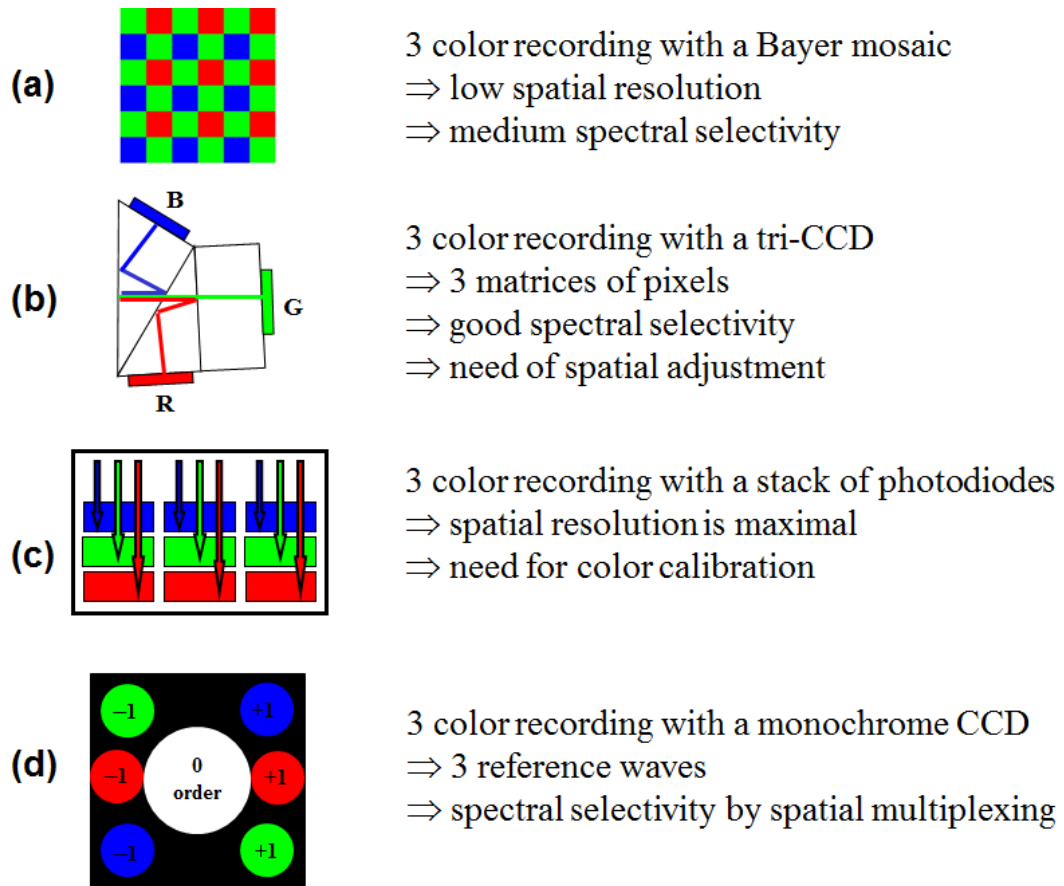


FIGURE 1.10 – Enregistrement d'hologrammes couleurs, (a) mosaïque de Bayer, (b) capteur triple CCD, (c) capteur stack de photodiodes, (d) multiplexage spatio-chromatique ; d'après [32].

1.3.5 Reconstruction holographique numérique

La reconstruction des hologrammes numériques en amplitude et phase du champ complexe objet diffracté est basée sur plusieurs approches qui sont abordées dans ce chapitre. Les méthodes sont issues de l'intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff [22]. Comme nous l'avons précédemment, l'onde de référence permet l'enregistrement mais elle sert aussi à la reconstruction de l'information codée sur le capteur numérique. Cependant, l'utilisation d'une autre onde de reconstruction qui a les mêmes caractéristiques que celle de l'onde de référence, en terme de courbure est possible [23]. Afin de restituer numériquement les informations d'amplitude et phase de l'objet, il faut passer par un calcul numérique de la diffraction de l'onde de reconstruction sur l'hologramme numérique enregistré. L'amplitude complexe du champ reconstruit dans un plan (x, y) , à une distance d_r du plan d'enregistrement (plan capteur) est définie par l'équation suivante :

$$A_r(x, y, d_r) = -\frac{jd_r}{\lambda_c} \iint H(X, Y) w(X, Y, \lambda_c, R_c) \frac{\exp\left[\frac{2j\pi}{\lambda_c} \sqrt{d_r^2 + (X-x)^2 + (Y-y)^2}\right]}{d_0^2 + (X-x)^2 + (Y-y)^2} dX dY, \quad (1.21)$$

avec $w(x, y, \lambda_c, R_c)$ l'onde de reconstruction de longueur d'onde λ_c et de rayon de courbure R_c . Dans le cas général, cette onde est plane, lisse et de même longueur d'onde ($\lambda_c = \lambda_0$), ce qui signifie $w = 1$. Pour les deux plans $d_r = \pm d_0$, la mise au point est soit sur l'ordre +1 ou -1. Dans le cas où $d_r = -d_0$ c'est l'image virtuelle qui est reconstruite et lorsque $d_r = +d_0$ c'est l'image réelle.

1.3.5.1 Reconstruction par Transformée de Fresnel discrète

En partant du fait que si la distance d_r respecte les approximations de Fresnel, l'image reconstruite sera obtenue avec l'équation (1.22) :

$$A_r(x, y, d_r) = -\frac{j \exp\left(\frac{2j\pi d_r}{\lambda_0}\right)}{\lambda_0 d_r} \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda_0 d_r} (x^2 + y^2)\right) \times \iint H(X, Y) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda_0 d_r} (X^2 + Y^2)\right) \exp\left(\frac{-2j\pi}{\lambda_0 d_r} (Xx + Yy)\right) dX dY, \quad (1.22)$$

Cette équation peut être décrite comme une Transformée de Fourier spatiale de l'ho-

logramme multipliée par un terme de phase quadratique, soit :

$$\begin{aligned}
 A_r(x, y, d_r) = & -\frac{j \exp\left(\frac{2j\pi d_r}{\lambda_0}\right)}{\lambda_0 d_r} \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda_0 d_r}(x^2 + y^2)\right) \\
 & \times \text{TF} \left[H(X, Y) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda_0 d_r}(X^2 + Y^2)\right) \right] \left(\frac{x}{\lambda_0 d_r}, \frac{y}{\lambda_0 d_r} \right),
 \end{aligned} \tag{1.23}$$

Etant donné que cette relation traduit la formulation continue de la Transformée de Fresnel, il faut tenir compte que l'hologramme enregistré est de nature discrète. Il est nécessaire de déterminer la version discrète de la transformée de Fresnel. Pour se faire, il faut d'abord considérer la discrétisation des pixels du système définie par, $(X, Y) = (np_x, mp_y)$, (n, m) donnés par le nombre de pixels du capteur (M, N) . Le champ reconstruit par la Transformée de Fresnel discrète est décrit par l'équation (1.24) en négligeant l'intégration surfacique du pixel [30].

$$\begin{aligned}
 A_r(x, y, d_r) = & -\frac{j \exp\left(\frac{2j\pi d_r}{\lambda_0}\right)}{\lambda_0 d_r} \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda_0 d_r}(x^2 + y^2)\right) \\
 & \times \sum_{m=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} H(np_x, mp_y) \exp\left[\frac{j\pi}{\lambda_0 d_r}(n^2 p_x^2 + m^2 p_y^2)\right] \\
 & \times \exp\left[-\frac{2j\pi}{\lambda_0 d_r}(np_x x + mp_y y)\right].
 \end{aligned} \tag{1.24}$$

Puisque la Transformée de Fresnel discrète est une Transformée de Fourier calculée par des algorithmes FFT (Fast Fourier Transform), les pas d'échantillonnage dans le plan de l'image $(\Delta\eta, \Delta\xi)$ dépendent de la distance de reconstruction ainsi que de la longueur d'onde de la source, selon ces deux relations :

$$\Delta\eta = \frac{\lambda_0 d_r}{L p_x} \quad \text{et} \quad \Delta\xi = \frac{\lambda_0 d_r}{K p_y} \tag{1.25}$$

L'étendue du champ reconstruit sera donc égale à :

$$L\Delta\eta = \frac{\lambda_0 d_r}{p_x} \quad \text{et} \quad K\Delta\xi = \frac{\lambda_0 d_r}{p_y} \tag{1.26}$$

Notons que les relations (1.26) montrent que le pas d'échantillonnage dans l'image est proportionnel à la longueur d'onde. Il s'en suit que l'algorithme n'est pas achromatique :

la taille de l'image dépend de la longueur d'onde de reconstruction. Une image "rouge" apparaîtra plus petite qu'une image "verte", elle même plus petite qu'une image "bleue". Une solution pour compenser le chromatisme est d'adapter les nombres de points de reconstruction et la distance en fonction de la longueur d'onde. Cette méthode est connue comme la méthode du zéro-padding dépendant de la longueur d'onde [38]. Par exemple pour 3 couleurs R-G-B, Il suffit de chercher les valeurs de L et d_r pour chaque longueur d'onde telles que :

$$\frac{\lambda_0 d_r^R}{L_R p_x} = \frac{\lambda_0 d_r^G}{L_G p_x} = \frac{\lambda_0 d_r^B}{L_B p_x}. \quad (1.27)$$

Les distances pour chaque longueurs d'onde sont alors légèrement différentes.

La figure 1.11 présente le sinoptique de l'algorithme de reconstruction par la Transformée de Fresnel discrète prenant l'échantillonnage dans le plan image $x = l\Delta\eta$ et $y = k\Delta\xi$ avec pour k et l , des intervalles $k = -K/2$ à $K/2 - 1$ et $l = -L/2$ à $L/2 - 1$.

On peut extraire le module et la phase de l'objet à partir du champ reconstruit sachant que la phase est utile à la mesure et le diagnostic sans contact [11].

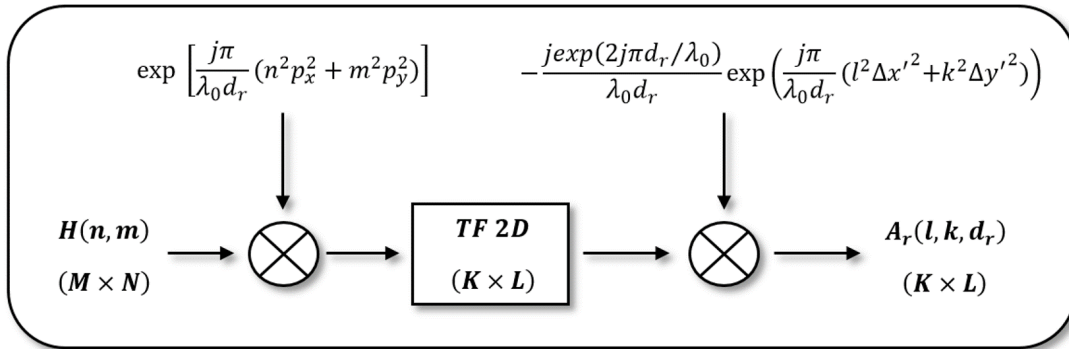


FIGURE 1.11 – Algorithme de reconstruction par Transformée de Fresnel discrète [23].

Effet du zéro-padding de l'hologramme

Notons qu'on peut utiliser des valeurs de (K, L) différentes de (M, N) pour la reconstruction de l'image. Ceci signifie que le nombre de points de l'image n'est pas nécessairement identique au nombre de points de l'hologramme. Dans le cas où on augmente (K, L) par rapport à (M, N) , on parle de zéro-padding de l'hologramme [31]. Ceci est illustré sur la figure 1.12, avec $(K, L) \geq (M, N)$.

L'ajout de $L/2 - N/2$ et $K/2 - M/2$ zéros est nécessaire et la seule condition c'est que les nombres soient entiers et pairs. Afin d'illustrer l'effet du zéro-padding de l'hologramme,

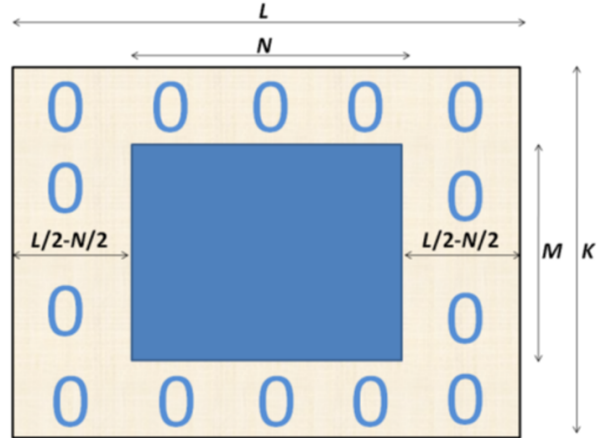


FIGURE 1.12 – Processus de zéro-padding; d'après [31].

une reconstruction numérique est effectuée sur des hologrammes enregistrés d'une pièce de deux euros avec une source laser de longueur d'onde de 623,8 nm et à une distance $d_0 = 660\text{mm}$ qui est la même pour la reconstruction. Le pas du pixel du capteur vaut $4,65\ \mu\text{m}$ et une résolution de $N \times M = 1360 \times 1024$ pixels.

La figure 1.13 illustre les quatre champs reconstruits avec différentes valeurs de (K, L) . Le premier hologramme reconstruit ($K = L = 512$) correspond à une troncature de l'image et donc une perte de l'information, le deuxième ($K = L = 1024$) et le troisième hologrammes ($K = L = 2048$) montrent bien que la structure des grains de speckle des images est apparait finement. Tandis que le dernier représente une meilleure définition de l'image pour un nombre de points de reconstruction ($K = L = 4096$) très supérieur à la taille initiale de l'hologramme. Donc le zéro-padding a pour effet de ne pas modifier la résolution intrinsèque qui est imposée par le nombre de pixels du détecteur et leur taille mais d'augmenter la définition de l'image. Fondamentalement, ce supplément de zéro n'ajoute pas d'information rationnelle, en revanche il modifie le pas d'échantillonnage du champ diffracté, soit à un sur-échantillonnage ($L > N$) ou à un sous-échantillonnage ($L < N$) de l'image.

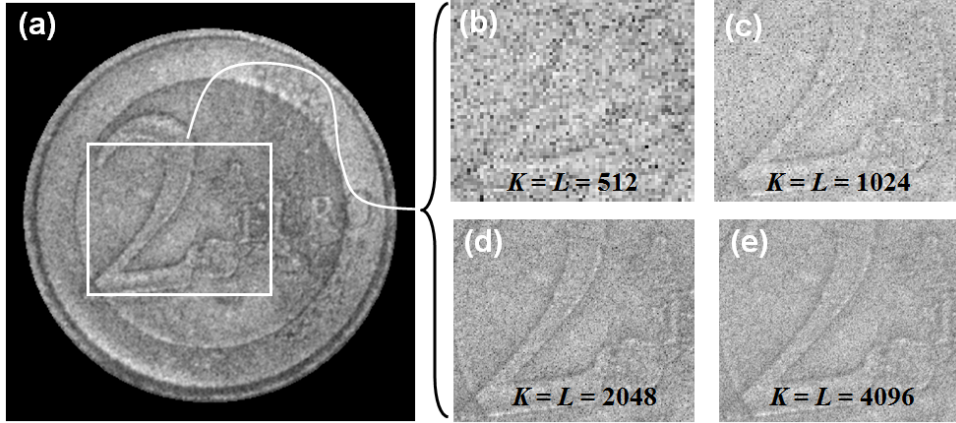


FIGURE 1.13 – Effet du nombre de points de reconstruction sur la définition de l'image; d'après [32]

1.3.5.2 Reconstruction par convolution

Reconstruction par convolution avec la réponse impulsionnelle

L'intégrale de calcul de l'image peut être réécrite en considérant que la diffraction est une équation de convolution (Eq. 1.5) et conduit à,

$$A_r(x, y, d_r) = H(x, y) * g(x, y, d_r), \quad (1.28)$$

avec $g(x, y, d_r)$ la réponse impulsionnelle pour la distance de calcul d_r , qui est définie par la fonction suivante :

$$g(x, y, d_r) = -\frac{jd_r}{\lambda_0} \frac{\exp\left(\frac{2j\pi}{\lambda_0} \sqrt{d_r^2 + x^2 + y^2}\right)}{d_r^2 + x^2 + y^2}. \quad (1.29)$$

D'après les propriétés de la convolution, la Transformée de Fourier de $H(x, y)$ convoluée à $g(x, y, d_r)$ devient un produit simple de leurs Transformées de Fourier,

$$A_r(l, k, d_r) = \text{TF}^{-1}[\text{TF}[H(n, m)](u, v) \times \text{TF}[g(l, k, d_r)](u, v)](l, k). \quad (1.30)$$

Le théorème de convolution fournit donc l'algorithme de reconstruction par convolution. La figure 1.14 donne le sinoptique de l'algorithme de convolution avec réponse impulsionnelle.

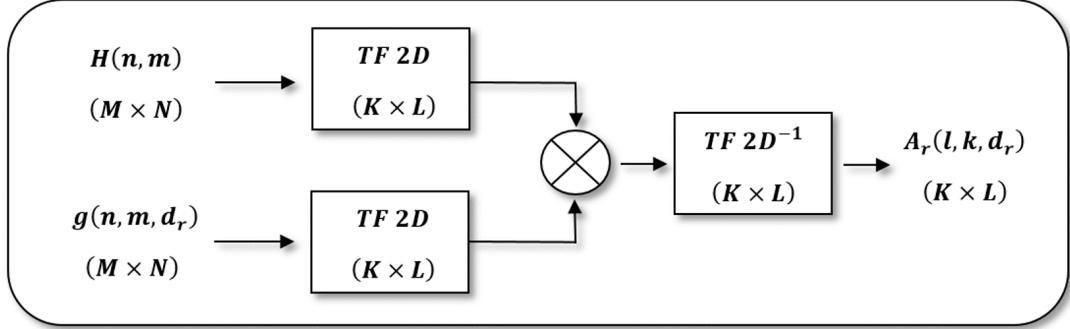


FIGURE 1.14 – Algorithme de convolution avec réponse impulsionnelle ; d'après [23].

Reconstruction par convolution avec le spectre angulaire

Dans le cadre des approximations de Fresnel, l'équation 1.7 a une Transformée de Fourier donnée par :

$$G_F(u, v, d_r) = \text{TF}[h(x, y, d_r)](u, v) = \exp\left[\frac{2j\pi d_r}{\lambda_0}\right] \exp[-j\pi\lambda_0 d_r(u^2 + v^2)]. \quad (1.31)$$

G_F est la fonction de transfert du spectre angulaire des approximations de Fresnel. Les fréquences spatiales de G_F , soit (u, v) , sont données par :

$$\{u, v\} = \left\{ \frac{l}{Lp_x}, \frac{k}{Kp_y} \right\} \text{ et } [l, k] \in \left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2} - 1; -\frac{K}{2}, \frac{K}{2} - 1 \right]. \quad (1.32)$$

Le théorème de convolution conduit donc à écrire :

$$A_r(l, k, d_r) = \text{TF}^{-1}[\text{TF}[H(l, k)](u, v) \times G_F(u, v, d_r)](l, k). \quad (1.33)$$

La figure 1.15 donne le sinoptique de l'algorithme de reconstruction par convolution avec fonction de transfert du spectre angulaire, où G est généralisable avec ou sans approximation de Fresnel.

Reconstruction par convolution à grandissement variable

Le problème majeur de l'algorithme de convolution est la bande passante spatiale qui peut être reconstruite en une seule reconstruction. Comme cet algorithme est basé sur une double Transformée de Fourier, l'horizon d'observation calculé dépend de la taille du

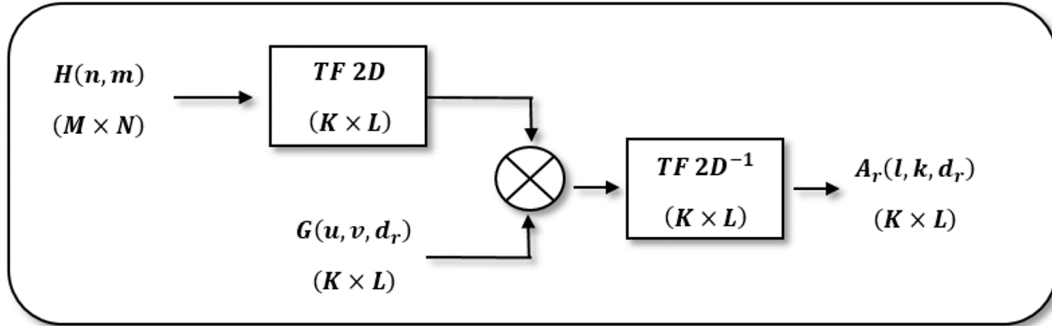


FIGURE 1.15 – Algorithme de convolution avec fonction de transfert du spectre angulaire [23]

capteur. Ainsi, la reconstruction d'un objet plus étendu que le capteur est impossible. Une méthode pour étendre la largeur de la bande passante spatiale consiste à modifier la distance de reconstruction. La modification de la distance de reconstruction peut être obtenue en utilisant une onde de reconstruction sphérique, $w(x, y, \lambda_c, R_c)$, au lieu d'une onde plane ($w = 1$), comme onde numérique impactant l'hologramme [39, 40, 41, 42]. La notion de "grandissement ajustable" en holographie numérique est liée au champ de vision (dimensionné $Lp_x \times Kp_y$) qui est reconstruit par convolution. La reconstruction d'un objet étendu, dont la taille physique $\Delta A_x \times \Delta A_y$ est plus grande que le champ de vision, est souhaitée. Pour que l'objet apparaisse pleinement dans l'horizon de reconstruction, il faut appliquer un grandissement transversal $\gamma = \min(Lp_x/\Delta A_x; Kp_y/\Delta A_y)$; c'est le rapport entre la largeur de l'horizon reconstruit et celle de l'objet réel. Ainsi, on peut concevoir que la méthode du grandissement variable aboutit à ajuster la taille de l'objet reconstruit à celle du champ de vision, qui est lui-même imposé par les capacités de calcul ou la rapidité du calcul (valeurs de K, L). Ainsi, la mise au point sur l'image orthoscopique (ordre +1) n'est pas obtenue pour $d_r = -d_0$, mais pour une distance différente qui dépend de la courbure de l'onde de référence d'enregistrement (disons ici pour simplifier une onde plane) ainsi que de la courbure de l'onde de reconstruction numérique (R_c). La reconstruction avec un grandissement variable est obtenue comme suit : une onde sphérique est multipliée à l'hologramme numérique, va modifier la distance de reconstruction, ce qui va modifier la largeur de bande de fréquence spatiale de la convolution, conduisant à une adaptation à la largeur de bande de l'objet. La conséquence est que l'objet reconstruit obtient une taille qui est maintenant compatible avec celle du champ de vision de la reconstruction.

L'utilisation d'une onde de reconstruction numérique sphérique virtuelle de même

longueur d'onde d'enregistrement ($\lambda_c = \lambda_0$) ayant un rayon de courbure R_c comme décrit par l'équation (1.34) :

$$w(x, y, \lambda_0, R_c) = \exp \left[- \frac{j\pi}{\lambda_0 R_c} (x^2 + y^2) \right] \quad (1.34)$$

La nouvelle distance de refocalisation d_r est liée à la distance initiale d_0 et au rayon de courbure R_c par cette équation :

$$\frac{1}{d_r} = \frac{1}{R_c} - \frac{1}{d_0}. \quad (1.35)$$

Ainsi, en modifiant la distance de reconstruction, la taille de l'image va changer et il y aura un grandissement transversal γ , décrit par cette expression :

$$\gamma = - \frac{d_r}{d_0}. \quad (1.36)$$

Le rayon de courbure de l'onde numérique est lié au grandissement souhaité par cette relation :

$$R_c = \frac{\gamma d_0}{\gamma - 1}. \quad (1.37)$$

La figure 1.16 donne le synoptique de l'algorithme de convolution à grandissement variable.

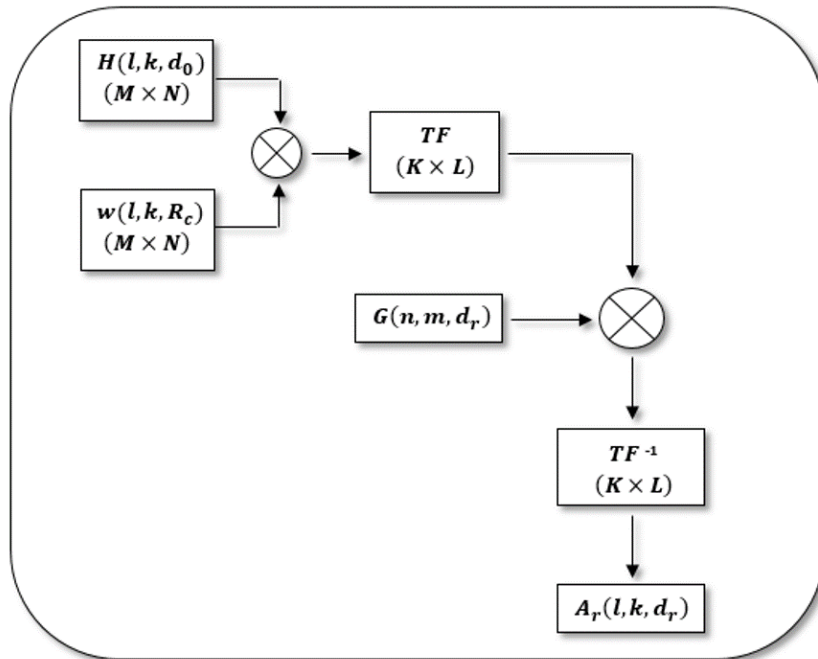


FIGURE 1.16 – Algorithme de convolution à grandissement variable ; d’après [23].

1.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté l’holographie numérique. Nous avons présenté les différentes architectures et les différentes approches pour reconstruire une image complexe d’un objet encodé dans un hologramme. Les algorithmes de calcul de l’image ont été présentés. Le codage d’un hologramme couleur a été brièvement discuté. Nous utiliserons l’algorithme à grandissement variable au cours du chapitre 2, et nous verrons comment mettre en oeuvre pratiquement l’enregistrement et le traitement d’hologrammes numériques couleurs au cours des deux prochains chapitres.

TOMOGRAPHIE HOLOGRAPHIQUE MULTI-VUES SIMULTANÉES

2.1 Introduction

L'acquisition et le traitement des données constituent un problème crucial pour de nombreuses applications requérant un caractère "temps réel", et notamment pour l'imagerie et l'analyse tridimensionnelle. La tomographie holographique numérique est une approche qui peut mesurer quantitativement la distribution tridimensionnelle de l'indice de réfraction de tout objet de phase ou spécimen transparent [43, 44, 45]. En général, la tomographie est exploitée en acquérant des projections de l'échantillon et en mappant numériquement ces projections sur une représentation 3D à l'aide d'un problème inverse, tel que l'algorithme de rétroprojection filtrée. D'un point de vue pratique, il existe principalement deux façons d'enregistrer les données [45]. Tout d'abord, l'ensemble des données peut être acquis en faisant varier l'angle d'illumination. Enfin, les données peuvent être acquises par la rotation de l'échantillon. Dans les deux approches, l'échantillon et le montage optique doivent être hautement stationnaires alors que le faisceau d'illumination ou l'objet est en rotation. Une autre option consiste à acquérir simultanément l'ensemble des données nécessaires en une seule fois, puis à les traiter [46]. Dans ces travaux F. Olchewsky a développé un système à 6 vues avec 6 caméras CCD et un unique laser pulsé. Cette méthode a l'avantage de permettre l'imagerie 3D de cibles non stationnaires ou d'objets transitoires variant dans le temps. Dans le cas de la thèse [46], la méthode a été appliquée à des écoulements complexes 3D. L'utilisation de plusieurs capteurs de caméras génère un dispositif assez compliqué et plutôt coûteux. Dans le cas de l'enregistrement d'événements haute fréquence (> 10 kHz) et potentiellement instationnaires, le coût d'un tel équipement serait prohibitif si il est nécessaire d'acquérir avec des capteurs ultra rapides.

Il serait donc d'un grand intérêt de disposer d'une méthode d'imagerie tomographique ne nécessitant pas une complexité expérimentale trop importante et un coût en capteurs

d'images relativement raisonnable.

Ce chapitre tente d'adresser cet objectif et présente une preuve de concept d'une nouvelle approche basée sur l'holographie numérique en trois couleurs et l'utilisation d'un unique capteur monochromatique. Le principe est basé sur l'holographie hors axe et le multiplexage spatial d'hologrammes à plusieurs longueurs d'ondes. Trois longueurs d'onde provenant de trois lignes laser différentes sont utilisées pour éclairer la cible à différents angles d'incidence. Les faisceaux de référence des lasers sont combinés en un seul faisceau trichromatique et les fréquences spatiales des ondes de référence sont ajustées de manière à permettre le multiplexage spatial des hologrammes numériques avec le capteur monochromatique. Après démultiplexage et traitement des hologrammes couleur, on obtient l'amplitude et la phase de la cible le long des vues. Des traitements supplémentaires afin de compenser les aberrations du montage sont proposés et discutés. Comme preuve de concept, nous fournissons des résultats pour la forme 3D d'une bille 3D reconstruite en utilisant la transformée de Radon inverse. Ces premiers résultats sont adéquats et peuvent être exploités dans l'étude de champs acoustiques au Chapitre 3. Cette partie de la thèse est organisée en 4 étapes. On commencera par présenter le dispositif expérimental, puis on discutera de l'obtention d'images refocalisées. Ensuite, une discussion sur les aberrations du système sera menée et on proposera une méthode de correction numérique. Finalement, on présentera la reconstruction tomographique d'une bille modèle avec la méthode expérimentale.

2.2 Imagerie tomographique

Pour reconstruire la forme 3D d'un objet la méthode de tomographie à rayons X a été développée et largement popularisée [47, 48]. Cependant, cette technique nécessite une installation spécifique, comme une source de type synchrotron haute résolution, prend du temps et ne peut être réalisée in-situ. Le changement dans le domaine des longueurs d'onde entraîne un changement dans la technologie et les techniques les plus polyvalentes se trouvent dans le domaine visible-IR de la lumière. La tomographie par projection optique (OPT) est une technique d'imagerie 3D non destructive développée pour analyser, de manière non invasive, de petits spécimens dans la gamme mésoscopique (de plusieurs centièmes de micromètre à quelques millimètres) [49, 50], et peut être considérée comme une version optique de la tomographie par rayons X. En général, dans la méthode d'OPT, un spécimen suspendu dans un liquide est tourné pour fournir une série de positions an-

gulaires, et une projection (ou une image) est enregistrée à chaque orientation avec un capteur. Ces projections dans chaque orientation peuvent être utilisées pour reconstruire le volume 3D de l'échantillon en employant, par exemple, des algorithmes de rétroprojection filtrée (FBP) [50]. Dans la méthode de FBP, la correction des artefacts est nécessaire pour obtenir de bons résultats expérimentaux [51, 52, 53]. Les algorithmes de pré-reconstruction comprennent donc la correction des artefacts d'illumination hétérogène et l'estimation du centre de rotation correct [53, 54, 55]. En outre, le volume de l'échantillon doit être placé dans la profondeur de champ de la configuration optique pour éviter la défocalisation, car les problèmes de mise au point peuvent survenir [55]. Ainsi, le montage optique nécessite un faible grossissement et de faibles ouvertures numériques [55]. Une méthode optique alternative à l'OPT (qui peut être considérée comme une tomographie optique incohérente) est fournie par la tomographie cohérente. En particulier, la tomographie par cohérence optique (OCT) a été démontrée à la fin des années 1980 [56, 57, 58, 59]. C'est une technique d'imagerie optique à haute résolution et non invasive. Elle a suscité un grand intérêt au cours des deux dernières décennies, notamment dans le domaine de l'imagerie biomédicale [60, 61, 62, 63, 64, 65, 66]. Par exemple, il a été démontré que cette technique permettait de réaliser une tomographie en coupe transversale de la microstructure interne des plantes [65, 66]. La tomographie cohérente peut également être basée sur la tomographie interférométrique et a permis de mesurer la distribution tridimensionnelle de l'indice de réfraction [67, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74]. L'idée de base de cette technique est de combiner les données de phase multidirectionnelles fournies par l'interférométrie avec des données provenant de l'algorithme de tomographie (par exemple, FBP). L'approche consistant à faire varier l'angle des ondes d'illumination (direction variable du vecteur d'onde k) peut être utilisée et répond plus exactement au concept que l'on retrouve dans la littérature sous le nom de tomographie optique diffractive (ODT) pour la reconstruction du potentiel de diffusion associé à la structure de l'objet diffractant [75, 76, 77]. Une manière simple de reconstruire l'onde diffusée peut être basée sur l'holographie numérique : la phase et l'amplitude de l'onde diffractée sont directement reconstruites à partir de l'hologramme, et peuvent être utilisées pour calculer le potentiel de diffusion en chaque point du spécimen. Il faut noter que dans le cadre de la première approximation de Born [75], la reconstruction n'est strictement valable que pour un faible changement de phase (typ. 2π), qui est alors proportionnel à la fois à l'indice de réfraction de l'objet et à sa taille. Les applications de l'ODT aux fibres optiques ont été proposées [78, 79, 80, 81, 82, 83, 84], y compris avec une adaptation de l'indice de réfraction dans un milieu d'immersion.

Afin de surmonter les limitations liées à la tomographie par diffraction et de fournir un enregistrement temps-réel et in-situ de la forme 3D d'un objet, nous proposons une approche basée sur l'holographie trichromatique avec plusieurs vues simultanément enregistrée sur un unique hologramme numérique. Nous voyons plusieurs atouts à la proposition : 1) il n'y a pas de nécessité de rotation de l'échantillon, 2) il n'y a pas de nécessité de rotation de l'éclairage, 3) la mise au point sur l'échantillon sera numérique, et 4) on ne se limitera pas à des objets faiblement diffractants.

2.3 Imagerie holographique multi-vues

2.3.1 Présentation du dispositif expérimental

Le système d'imagerie holographique multi-vues simultanées que nous proposons est schématisé sur la figure 2.1. La configuration expérimentale est l'enregistrement hors-axe des hologrammes avec un unique faisceau de référence et trois faisceaux objet, dont l'interféromètre est de type "Mach-Zehnder". Un unique capteur monochromatique est utilisé et sa particularité est de permettre des enregistrements à haute cadence. Au cours de la thèse, nous avons utilisé 2 types de caméras rapides : une caméra Phantom V5.1 et une caméra Photron SA-X2 dont les caractéristiques seront données ci après.

Le montage expérimental utilise trois sources lasers continues, rouge, bleu et vert respectivement de longueurs d'ondes $\lambda_R = 660$ nm, $\lambda_B = 457$ nm, et $\lambda_G = 532$ nm. Les faisceaux référence et objet sont séparés au moyen de cubes à séparation de polarisation (PBS). En amont des cubes, des lames demi-onde ($\lambda/2$) et des filtres atténuateurs permettent d'ajuster la puissance laser suivant chaque interféromètre pour éviter la saturation de la caméra et gérer la polarisation des lasers. Les faisceaux de référence traversent des lames demi-onde après les cubes PBS afin de tourner la polarisation de sorte qu'elle soit parallèle à celle des faisceaux de mesure, et pour assurer un contraste maximal des hologrammes de sorte que des interférences puissent se produire.

Les trois faisceaux de référence sont combinés en un seul faisceau en utilisant des lames dichroïques. Les faisceaux sont simultanément filtrés et étendus grâce à un filtre spatial de $20 \mu\text{m}$ de diamètre, un objectif de microscope ($\times 40$) et une lentille achromatique de diamètre 50,8 mm et de focale 200 mm. Un cube séparateur 50-50 (BS) transmet les trois faisceaux de référence vers la caméra rapide monochromatique. Dans cette partie, on considère la caméra Phantom V5.1 de résolution 1024×1024 pixels pour une fréquence de

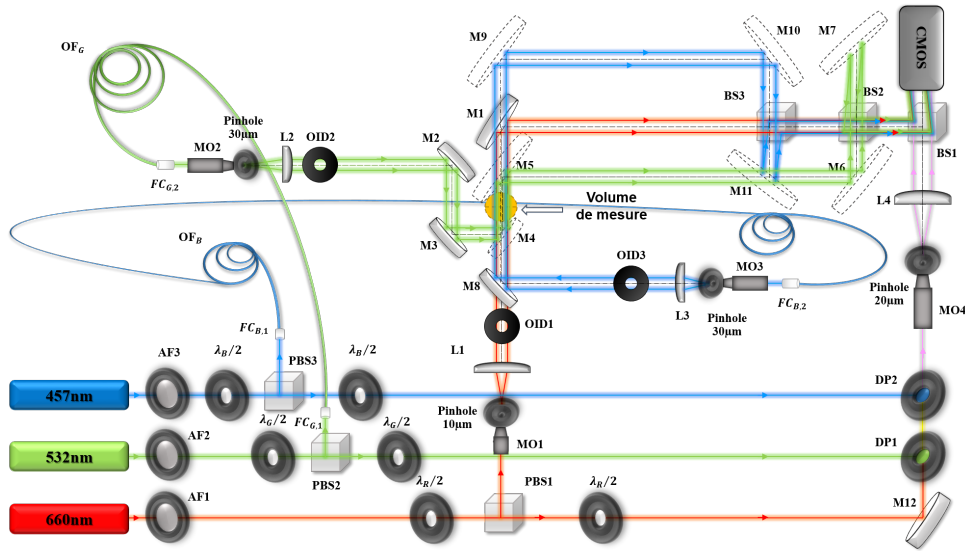


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental de l’enregistrement holographique hors-axe à trois vues simultanées et un unique capteur monochrome (MO : objectif de microscope, PBS : cube à séparation de polarisation, AF : atténuateurs, M : miroirs, BS : cube 50-50, DP : lame dichroïque, OID : diaphragme, OF : fibre optique PANDA, FC : collimateur pour fibre optique, $\lambda_R/2$: lame demi-onde pour le laser rouge, $\lambda_G/2$: lame demi-onde pour le laser vert, $\lambda_B/2$: lame demi-onde pour le laser bleu).

1200 Hz. Le pas de pixels est $p_x = 14,65 \mu\text{m}$. La zone objet est illuminée simultanément le long des différents axes de propagation par les faisceaux rouge (vue directe à 0°), vert (vue orthogonale à 90°) et bleu (vue inclinée à $21,31^\circ$). Les faisceaux bleu et vert sont fibrés, puis collimatés. Le faisceau rouge est filtré par un trou de diamètre $10 \mu\text{m}$ et un objectif de microscope ($\times 40$), il est collimaté avec une lentille de focale 150 mm et de diamètre 50,8 mm. Le faisceau bleu est filtré par un trou de diamètre $30 \mu\text{m}$ et un objectif de microscope ($\times 60$), il est collimaté avec une lentille de focale 200 mm et de diamètre 25,4 mm. Le faisceau vert est filtré par un trou de diamètre $30 \mu\text{m}$ et un objectif de microscope ($\times 10$), il est élargi avec une lentille de focale 200 mm et de diamètre 25,4 mm.

En amont des systèmes de filtrage, des fibres monomodes à maintien de polarisation (fibres PANDA) sont montées avec un collimateur afin d'obtenir le maximum d'intensité à la sortie de chaque fibre.

Tous les faisceaux objet et référence ont un diamètre de 50 mm et une bonne uniformité spatiale. Une "shear plate" est utilisée pour rendre les fronts d'ondes aussi plans que possible.

Les trois faisceaux de mesure sont recombinaés avant le capteur par deux cubes séparateurs 50-50 avant de traverser le troisième cube qui transmet les faisceaux de référence. Ensuite, les 2×3 faisceaux se superposent sur le plan du capteur. Les distances de propagation le long de chaque canal dépendent des longueurs d'ondes. Dans le système, on a $d_R \simeq 1212$ mm pour la vue rouge, $d_G \simeq 1522$ mm pour la vue verte et $d_B \simeq 1366$ mm pour la vue bleue.

L'enregistrement hors axe est ajusté avec les trois faisceaux objets afin de produire des fréquences porteuses différentes dans chaque direction d'observation. Ceci a pour conséquence que l'hologramme enregistré monochrome comprend trois hologrammes de couleur multiplexés spatialement à chaque longueur d'onde (cf Chap. 1).

La figure 2.2 montre une photographie du dispositif holographique à trois longueurs d'ondes.

2.3.2 Séparation angulaire

Il existe un faible angle entre les deux faisceaux de mesure et de référence des trois vues comme illustré sur la figure 2.3(a). Afin d'avoir une bonne séparation spectrale des ordres de diffraction au plan de Fourier, l'angle est ajusté en fonction des bandes passantes spatiales du capteur dont la fréquence de Nyquist est $f_{ex}/2$, avec $f_{ex} = 1/p_x$ la fréquence

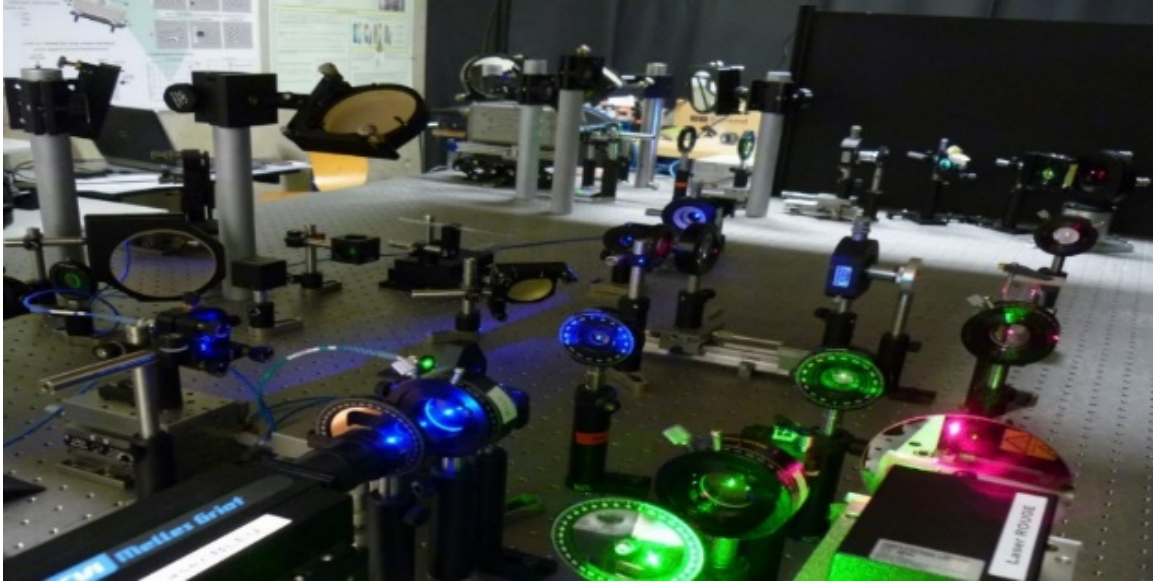


FIGURE 2.2 – Photographie du dispositif expérimental.

d'échantillonnage spatial. La relation entre les fréquences spatiales et les différents angles est donnée par l'approximation des angles faibles suivante :

$$\begin{cases} u_{R-G-B} = \frac{\sin \theta_{x-R-G-B}}{\lambda} \simeq \frac{\theta_{x-R-G-B}}{\lambda} \\ v_{R-G-B} = \frac{\sin \theta_{y-R-G-B}}{\lambda} \simeq \frac{\theta_{y-R-G-B}}{\lambda} \end{cases} \quad (2.1)$$

Il s'ensuit que les trois hologrammes de couleur peuvent être séparés dans le spectre de Fourier de l'hologramme monochromatique. La figure 2.3(b) illustre le spectre de Fourier de l'hologramme RGB dans lequel les différents ordres +1 des trois vues sont entièrement séparés et peuvent être filtrés. Le filtrage localisé avec une largeur de bande spatiale adaptée permet d'extraire l'amplitude et la phase le long de chaque vue.

A titre d'illustration, la figure 2.4 montre les hologrammes et les spectres des hologrammes des trois vues avant et après ajustement spatial. On observe bien la bonne séparation des ordres de diffraction dans la figure 2.4(d).

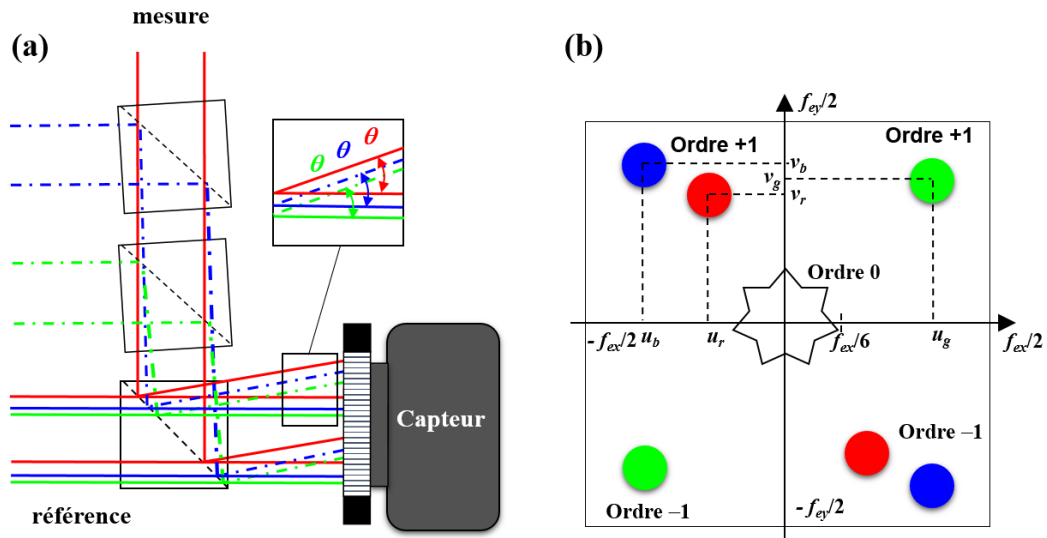


FIGURE 2.3 – Séparation angulaire et spectrale des deux faisceaux objet et référence des trois vues, (a) séparation angulaire en ajustant les cubes séparateurs des vues inclinée et orthogonale, (b) séparation spectrale au plan de Fourier.

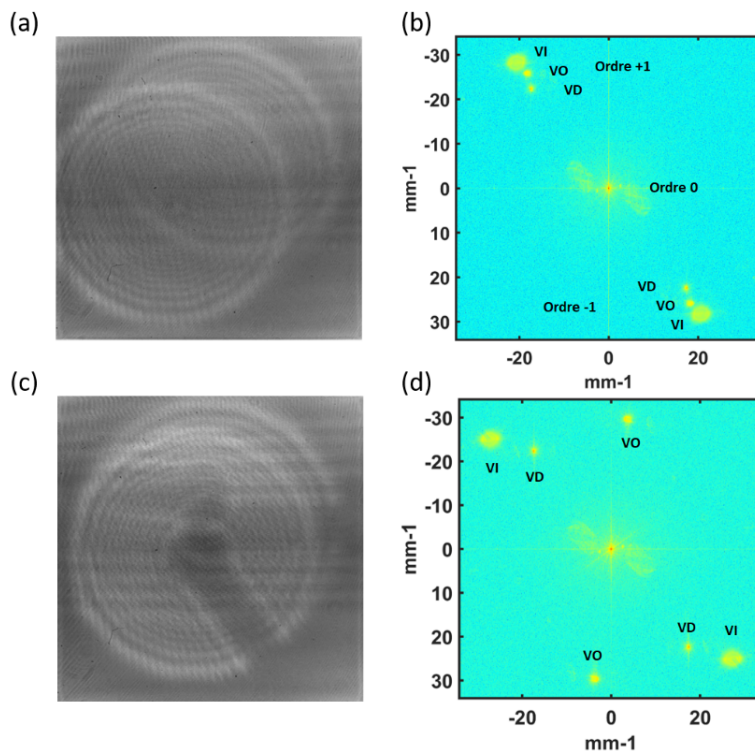


FIGURE 2.4 – Hologrammes et spectres des hologrammes des trois vues, (a) et (b) avant ajustage spatial sans objet, (c) et (d) après ajustage spatial avec objet de type "bille".

2.4 Reconstruction des hologrammes

2.4.1 Convolution avec spectre angulaire

Compte tenu que l'objet placé dans le volume de mesure trichromatique générera une ombre projetée sur le capteur, le système ne fonctionne pas en réflexion diffuse. Les ondes mises en jeu sont donc non perturbées par aucun speckle. La bande passante spatiale de la zone objet est donc peu étendue. La reconstruction par le spectre angulaire est donc possible et souhaitable car elle est achromatique contrairement à la transformée de Fresnel (cf Chap.1). L'image complexe de la zone objet selon chaque vue est obtenue sur le plan de reconstruction à la distance d_r qui peut être différente de d_R , d_G et d_B , par l'équation (2.2) qui utilise la fonction de transfert de spectre angulaire (cf Chap.1) :

$$A_r = \text{FT}^{-1} \left[\text{FT}[H_\lambda] \times G_\lambda \right]. \quad (2.2)$$

Dans la relation (2.2), H_λ est l'hologramme enregistré à chaque longueur d'onde résultant des interférences entre l'onde de référence R_λ et l'onde diffractée par l'objet O_λ dans le plan d'enregistrement et pour chaque longueur d'onde. Chaque hologramme est donc défini par :

$$H_\lambda = |R_\lambda|^2 + |O_\lambda|^2 + R_\lambda^* O_\lambda + R_\lambda O_\lambda^*, \quad (2.3)$$

où $R_\lambda(x, y) = a_R \exp[-2i\pi(u_\lambda x + v_\lambda y)]$ et $O_\lambda(x, y, d_0) = (A * h_\lambda)(x, y)$.

Les fréquences spatiales (u_λ, v_λ) dépendent de la longueur d'onde et l'angle d'incidence et d_0 est la distance de propagation propre à chaque longueur d'onde. Aussi, $A(x, y) = A_0(x, y) \exp[i\psi_0(x, y)]$ et h_λ sont le front d'onde objet et la réponse impulsionnelle de l'espace libre entre le plan objet et le capteur (cf Chap.1). La fonction de transfert du spectre angulaire G_λ est définie également au Chapitre 1.

2.4.2 Trois images d'une bille

Afin d'étalonner le système pour des applications en acoustique, nous avons considéré un objet test de forme sphérique qui est une bille en acier de diamètre 2,14 mm. Chaque vue est reconstituée séparément. Un filtrage spatial est appliqué sur l'ordre +1 de chaque vue ce qui permet d'extraire l'information complexe de l'objet. Les figures 2.5(a)(d)(g)

montrent le spectre de l'hologramme multiplexé et les carrés indiquent le filtre de fréquences spatiales. Les figures 2.5(b)(e)(h) montrent les spectres obtenus après filtrage, c'est à dire par multiplication par une fonction de filtrage tout-ou-rien (c'est à dire 0 ou 1).

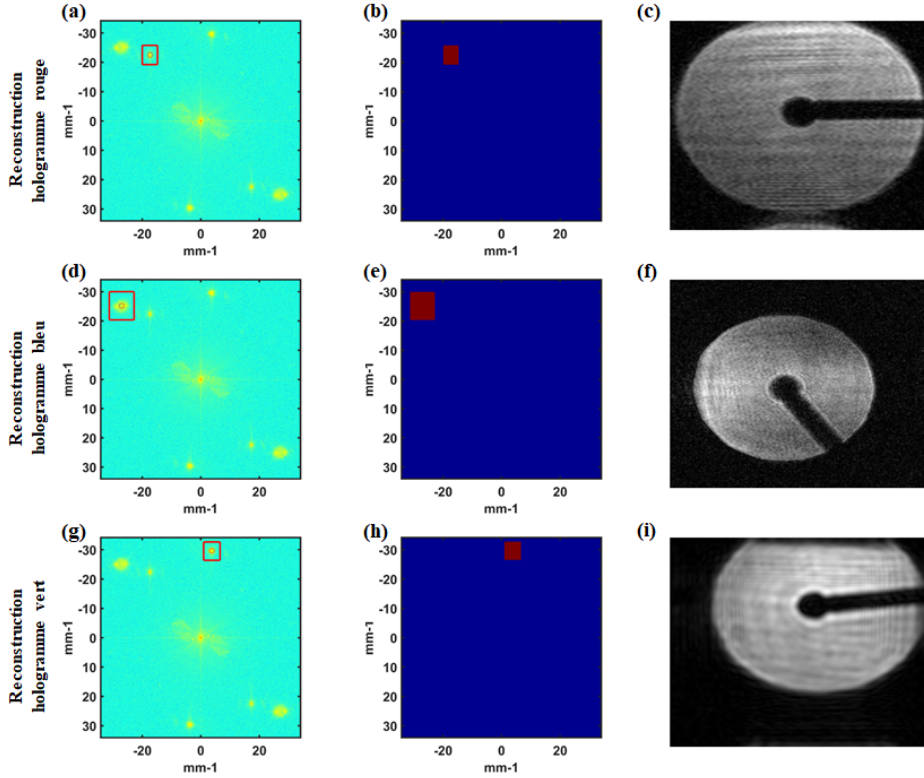


FIGURE 2.5 – Reconstruction des hologrammes de la bille, (a) (d) et (g) spectre de l'hologramme à trois vues, (b) (e) et (h) filtre spectral, (c) (f) et (i) images d'amplitude de la bille à $d_D = 1212\text{mm}$, $d_I = 1522\text{mm}$ et $d_O = 1366\text{mm}$.

Les fréquences centrales sont estimées à $\{u_R, v_R\} = \{-17, 29; -22, 49\} \text{ mm}^{-1}$ pour l'hologramme rouge, $\{u_G, v_G\} = \{3, 79; -29, 63\} \text{ mm}^{-1}$ pour l'hologramme vert, et $\{u_B, v_B\} = \{-27, 01; -25, 20\} \text{ mm}^{-1}$ pour l'hologramme bleu. Les bandes passantes utiles sont estimées à $\{\Delta u_R, \Delta v_R\} = \{5, 21; 6, 56\} \text{ mm}^{-1}$ pour le rouge, $\{\Delta u_G, \Delta v_G\} = \{5, 64; 6, 24\} \text{ mm}^{-1}$ pour le vert et $\{\Delta u_B, \Delta v_B\} = \{8, 45; 9, 67\} \text{ mm}^{-1}$ pour le bleu.

Les figures 2.5(c)(f)(i) montrent les images d'amplitude reconstituées à une distance $d_R = 1212 \text{ mm}$ pour la vue directe, $d_B = 1522 \text{ mm}$ pour la vue inclinée, et $d_G = 1366 \text{ mm}$ pour la vue orthogonale.

À titre d'illustration de la reconstruction numérique, les figures 2.6(a)(b)(c) montrent les parties réelles des fonctions de transfert du spectre angulaire pour les trois vues (resp.

R, B, G) et les figures 2.6(d)(e)(f) montrent les spectres de l'objet dans les trois vues.

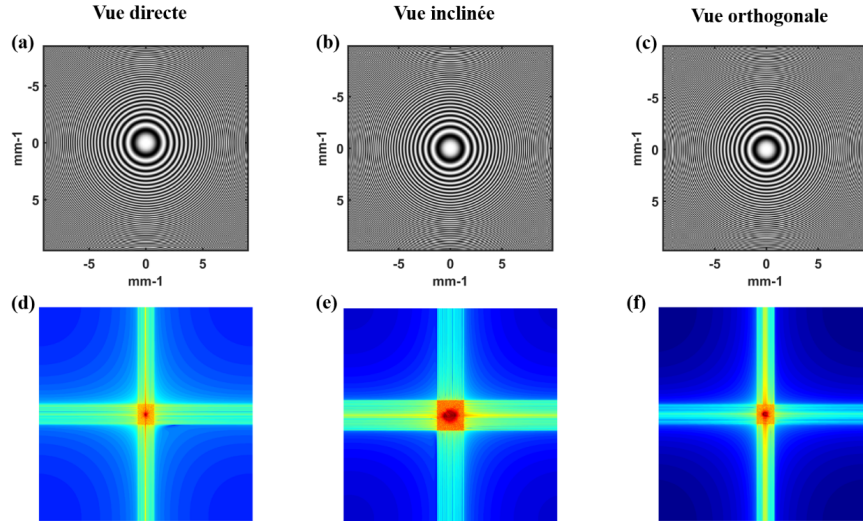


FIGURE 2.6 – (a),(b),(c) parties réelles des fonctions de transfert des spectres angulaires R-B-G, (d),(e),(f) spectres des ondes objets R-B-G.

2.4.3 Refocalisation numérique

Les images d'amplitude refocalisées présentent des nettetés de qualité moyenne avec les distances de reconstructions estimées sur le banc. Ces distances ne prennent pas complètement en compte la propagation de la lumière à travers les cubes et lentilles, qui ont tendance à augmenter le chemin optique parcouru par les ondes dans les trois couleurs. La détermination précise des distances est primordiale comme nous le comprendrons par la suite. Afin de déterminer au mieux ces distances, nous avons considéré plusieurs critères de re-focalisation pour estimer si les images d'amplitude reconstituées sont au meilleur plan focal en choisissant les extremas des fonctions des différents critères. En règle générale, le meilleur plan de focalisation est déterminé par la distance de reconstruction pour laquelle la fonction du critère présente un maximum ou un minimum [85]. Les métriques de netteté utilisables pour ce type d'objet sont décrites ci-après :

- *Critère d'Entropie (ENTR)* :

Ce critère pour la mesure de la distance de focalisation est proposé par Gillespie et al [86] qui se base sur la distribution de phase du champ reconstruit. L'entropie est définie

comme suit :

$$ENTR = -\sum_k p_k \log(p_k) \quad (2.4)$$

p_k est la fonction de densité de probabilité de ψ dans la zone d'intérêt.

$\psi(k, l)$ sont les données sur lesquelles les critères sont appliqués. Pour généraliser, on peut considérer l'amplitude et la phase.

- *Critère d'Amplitude intégrée (Md) :*

Dubois et al [87] ont proposé ce critère en microscopie holographique numérique pour déterminer la distance de re-focalisation des objets. La mesure est basée sur le maximum et le minimum de la courbe de balayage en distance pour l'image d'objets d'amplitude ainsi que l'image d'objets de phase respectivement, cette métrique est définie par l'équation suivante :

$$M_d = \sum_k \sum_l |\psi(k, l)| \quad (2.5)$$

- *Critère de Variance (Var) :*

Tachiki et al [88] ont appliqué la variance des niveaux de gris sur la distribution d'intensité de l'hologramme reconstruit à différents plans de profondeur, et Langehanenberg et al [89] ont discuté les exigences essentielles pour l'application en microscopie holographique.

$$VAR = \frac{1}{KL} \sum_k \sum_l (\psi(k, l) - m_\psi)^2 \quad (2.6)$$

m_ψ est la valeur moyenne de ψ sur les pixels $K \times L$.

- *Critère gradient (GRA) et Laplacien (LAP) :*

Langehanenberg et al [89] ont aussi examiné l'application de trois autres métriques de focalisation à des objets de phase et d'amplitude : le gradient (GRA) et le Laplacien (LAP). Ils sont donnés par :

$$GRA = \sum_k \sum_l \sqrt{(\psi(k, l) - \psi(k-1, l))^2 + (\psi(k, l) - \psi(k, l-1))^2} \quad (2.7)$$

$$LAP = \sum_k \sum_l (\psi(k+1, l) + \psi(k-1, l) + \psi(k, l+1) + \psi(k, l-1) - 4\psi(k, l))^2 \quad (2.8)$$

- *Critère du gradient radial (SPEC) :*

Langehanenberg et al [89] ont également discuté du critère SPEC qui s'interprète comme un gradient radial, et qui est défini par un filtrage dans le plan de Fourier des

données. SPEC est donné par :

$$SPEC = \sum_{uv} \log(1 + F(u, v)\tilde{\psi}(u, v)) \quad (2.9)$$

Ce critère correspond à la sommation logarithmique des spectres de puissance pondérés où $F(u, v)$ désigne un filtre passe-bande appliqué à la transformée de Fourier de ψ .

- *Coefficient de Tamura (TC) :*

Ce coefficient est basé sur l'estimation de la variance pour mesurer la re-focalisation d'image avec des contraintes de parcimonie [90], TC est défini comme suit :

$$TC = \frac{VAR}{m_\psi} \quad (2.10)$$

- *Critère du rapport complexe (RC) :*

Le rapport complexe est décrit par Grare et al [91] qui est la fraction entre la variance de la partie réelle sur celle de la partie imaginaire du champ complexe reconstruit.

$$RC = \frac{VAR[R_e(\psi)]}{VAR[I_m(\psi)]} \quad (2.11)$$

- *Critère de l'indice de Gini (GI) :*

Cet indice de Gini est utilisé par Memmolo et al [90] afin d'évaluer l'image refocalisée avec des contraintes de sparsité. Les auteurs assument des valeurs entre 0 et 1. GI est décrit par :

$$GI = 1 - \frac{2}{\|\psi\|_1} \sum_n \left(\frac{N - n + 0,5}{N} \right) \psi_{kl}(n) \quad (2.12)$$

$\|\dots\|_1$ est la valeur absolue de L_1 , n varie de 1 à $K \times L$ et $\psi_{kl}(n)$ sont les entrées triées de $\psi(k, l)$ dans l'ordre croissant.

- *Critères (GRAX, GRAY et LAPMAX) :*

Dans notre étude, nous avons comparé trois autres critères supplémentaires en se basant sur les critères développés par Kara-Mohammed et al [85]. Ce sont : les gradients horizontal et vertical moyens (GRAX), (GRAY) qui peuvent être obtenus par convolution avec des masques de gradient définis par les matrices de convolution.

$$GRAD = \psi * P_D \quad (2.13)$$

D'où D signifie X ou Y et $*$ Le produit de convolution.

$$P_X = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \quad P_Y = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix}$$

Le maximum du Laplacien (LAPMAX) dans la zone sélectionnée est défini par l'équation suivante,

$$LAPMAX = \max[\psi * P_{XY}], \quad (2.14)$$

et pour le masque Laplacien,

$$P_{XY} = \begin{bmatrix} -1 & -1 & -1 \\ -1 & 8 & -1 \\ -1 & -1 & -1 \end{bmatrix}$$

Cette évaluation qualitative des critères de re-focalisation pour l'imagerie en holographie numérique hors-axe permet d'estimer au mieux les meilleurs plans de focalisation des trois vues. L'ensemble des critères appliqués sur l'image de la bille sont donnés sur la figure 2.7.

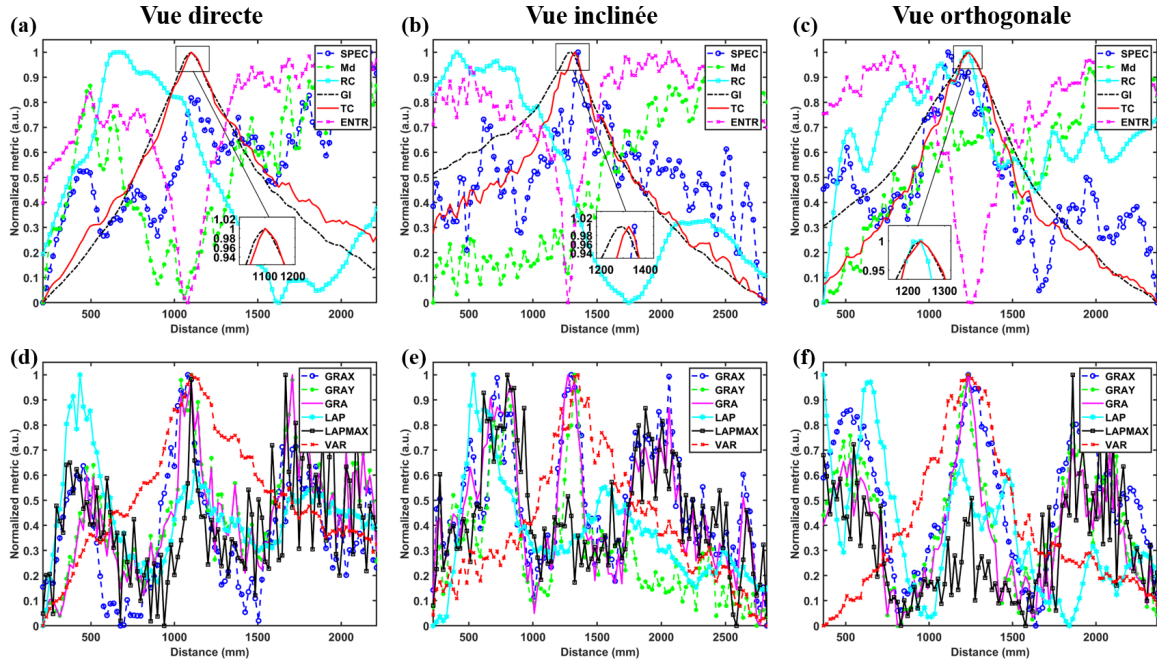


FIGURE 2.7 – Distance de reconstruction après re-focalisation, (a) et (d) $d_R = 1101\text{mm}$, (b) et (e) $d_B = 1299\text{mm}$, (c) et (f) $d_G = 1235\text{mm}$.

Nous pouvons remarquer que le meilleur plan de focalisation est trouvé à des distances de reconstruction $d_R = 1101$ mm, $d_B = 1299$ mm et $d_G = 1235$ mm qui sont données par les critères GI, TC et VAR. Leurs courbes se rapprochent le plus de la forme gaussienne avec un pic à ces distances. Cependant la courbe de variation ENTR produit un creux pour les trois plans de focalisation. Les autres critères GRAX, GRAY et GRA présentent des variations de courbes non symétriques et non régulières. C'est le cas pour LAPMAX mais présenté par une baisse d'amplitude pour les deux vues B et G. En revanche le maximum de ces quatre critères coïncide avec les autres maximas.

2.4.4 Vérification de la taille de la bille dans les trois vues

À l'aide des images refocalisées, et donc nettes, nous avons calculé le diamètre de la bille. Le calcul est basé sur la Transformée circulaire de Hough sur les images binaires d'amplitude. Cette transformée sert à la détection de contours circulaire tel qu'illustré sur la figure 2.8. Le rayon du disque contrasté formé par la bille est alors fourni. Les estimations des diamètres sont $\phi_R = 2,0644$ mm pour le rouge (Vue Directe), $\phi_B = 1,7493$ mm pour la vue bleue (Vue Inclinée) et $\phi_G = 1,9634$ mm pour la vue verte (Vue Orthogonale).

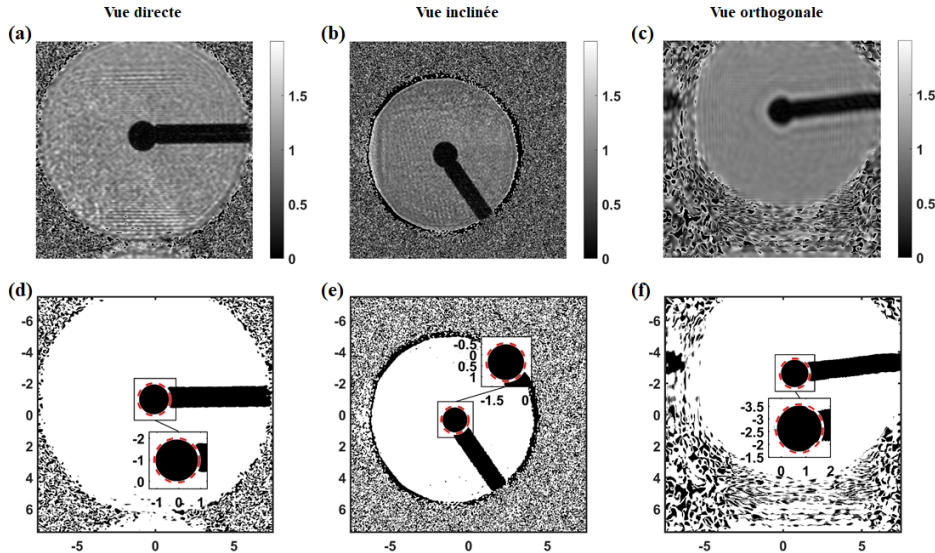


FIGURE 2.8 – (a),(b),(c) images d'amplitudes (VD), (VI) et (VO) après re-focalisation, (d),(e),(f) images binaires sur lesquelles sont indiqués les contours et les diamètres de la bille après re-focalisation.

On constate donc que les trois images de la même bille sphérique n'ont pas le même diamètre. Le diamètre de la bille a été mesuré par un pied à coulisse à $\phi = 2,14$ mm. il existe une aberration dans la méthode de reconstruction des images. Cette aberration est étudiée au paragraphe suivant.

2.4.5 Aberration des images et traitement

2.4.5.1 Formation des images avec des fronts d'ondes non plans

La différence des tailles de la bille est induite par la différence des distances de reconstruction des différentes images. On peut affirmer que c'est un problème de courbure des ondes. C'est à dire qu'une courbure résiduelle sur l'onde de référence va modifier la distance de mise au point numérique et fournir un grandissement sur l'image (cf Chap. 1). Ceci peut s'apprécier dans le plan de Fourier de l'hologramme où la largeur des ordres est étroitement liée aux courbures des ondes. À priori, le réglage initial des interféromètres est de fournir des ondes planes sur les trois chemins, objet et référence. Sur les figures 2.5(b)(e)(h) on observe parfaitement que les ordres sont de diamètres différents.

Supposons un front d'onde courbe donnant une phase de la forme :

$$\varphi_R = 2\pi \frac{a}{\lambda} (x^2 + y^2), \quad (2.15)$$

alors la bande passante spatiale dépend des fréquences spatiales locales et de l'étendue du domaine d'observation du capteur, soit

$$u_i = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi_R}{\partial x} = \frac{2ax}{\lambda}. \quad (2.16)$$

Comme l'étendue d'enregistrement couvre globalement un disque sur la surface du capteur, on peut considérer un rayon de la surface du capteur avec $R_x \simeq Np_x/2$ et les fréquences spatiales maximales sont donc :

$$\begin{cases} u_{\max} = +\frac{aNp_x}{\lambda} \\ u_{\min} = -\frac{aNp_x}{\lambda} \end{cases} \quad (2.17)$$

La bande passante totale due à la courbure est ainsi égale à $\Delta uv = u_{\max} - u_{\min} = 2aNp_x/\lambda$. La conséquence est que plus le coefficient a de la courbure augmente, et plus

le rayon de courbure $z_{ref} = 1/2a$ diminue (voir équation (1.12)), alors plus le pic spectral s'élargit.

Les figures 2.9(a),(b) et (c) qui présentent un zoom du spectre des figures 2.5(a),(d) et (e) confirment ce résultat car on peut observer que les pics spectraux ont des largeurs différentes en fonction de la longueur d'onde. Une estimation graphique des largeurs selon

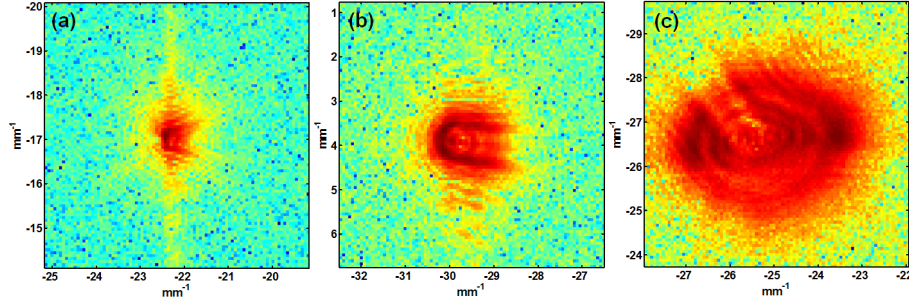


FIGURE 2.9 – (a) zoom sur le lobe spectral du canal rouge, (b) zoom sur le lobe spectral du canal vert, (c) zoom sur le lobe spectral du canal bleu.

les canaux R-G-B conduit à $\Delta uv_R \simeq 1,62 \text{ mm}^{-1}$, $\Delta uv_G \simeq 2,29 \text{ mm}^{-1}$ et $\Delta uv_B \simeq 5,15 \text{ mm}^{-1}$. Avec $N = 1024$ et $p_x = 14,8 \text{ }\mu\text{m}$, ceci donne une estimation des rayons de courbure R-G-B résiduels à $z_R \simeq 14174,33 \text{ mm}$, $z_G \simeq 12439,83 \text{ mm}$ et $z_B \simeq 6439,29 \text{ mm}$.

2.4.5.2 Origines de la courbure résiduelle

En vérifiant la planéité des fronts d'ondes avec un hologramme sans objet dans le volume de mesure, on peut vérifier qu'ils ne sont pas plans. Ceci est illustré sur les figures 2.11(a),(b),(c) où on observe sur les cartes de phase R-G-B des anneaux caractéristiques de la courbure de fronts d'ondes. Ces courbures sont dues au chromatisme de l'objectif de microscope et de la lentille achromatique placée devant le capteur pour former le faisceau de référence. La lentille achromatique utilisée a été fabriquée pour trois longueurs d'onde 486,1 nm, 587,6 nm et 656,3 nm et elle n'est donc pas complètement achromatique pour les longueurs d'onde R-G-B à 660 nm, 532 nm et 547 nm des lasers. La figure 2.10 illustre le chromatisme résiduel qui génère une courbure sur les trois ondes de référence après traversée de l'objectif de microscope et de la lentille de collimation.

Ce chromatisme résiduel a pour conséquence que le champ de vision repropagé numériquement souffre de distorsions, ce qui s'est traduit par des différences de tailles de la bille dans les trois vues.

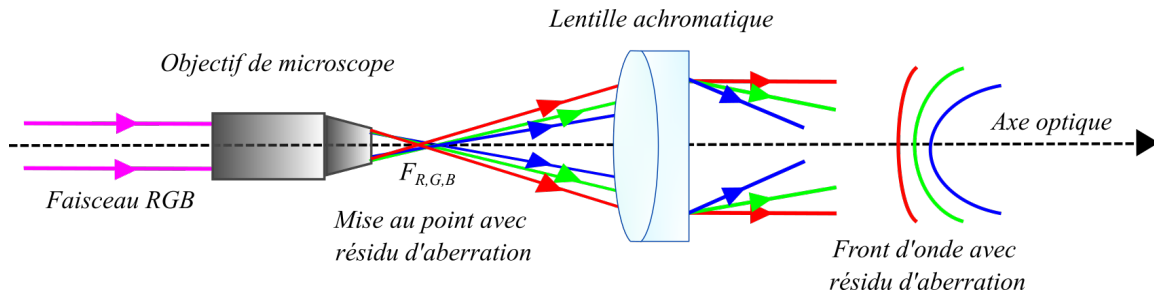


FIGURE 2.10 – Illustration du problème d'aberration chromatique résiduelle sur le trajet des ondes de référence.

2.4.5.3 Principes de compensation

Afin de compenser les distorsions dues aux courbures, nous avons testé trois options :

Option 1 : compensation de l'onde de référence

- cette première option consiste à soustraire à la phase de mesure la phase obtenue lorsque aucun objet n'est présent dans le faisceau (mesure dite "à vide"). L'inconvénient est que l'on supprime tous les termes de phase qui peuvent être utiles pour la re-propagation numérique du faisceau.

Option 2 : compensation de la courbure

- La seconde méthode consiste à supprimer la courbure dans l'image à vide après l'avoir calculé en recherchant la meilleure courbure au sens des moindres carrés. Dans ce cas on ne supprime pas les termes d'ordre supérieurs qui contribuent à refocaliser l'image.

Option 3 : compensation de la taille de l'objet

- la troisième méthode consiste à recalculer l'image avec l'algorithme du grandissement variable qui va avoir pour action de compenser les fronts ondes courbes par modification de la distance de reconstruction, en cherchant à ajuster les tailles d'images de sorte à ce qu'elles soient identiques sur les trois vues.

Ces options sont commentées dans les paragraphes suivants.

- *Compensation avec référence sans courbure - option 1*

Les figures 2.11(d),(e),(f) montrent les cartes de phase déroulées [92, 93] selon les trois canaux. Les figures 2.11(g),(h),(i) montrent les cartes de phase après suppression de la courbure moyenne par moindres carrés. Nous faisons la reconstruction avec la phase dont la courbure moyenne a été supprimée. Les images d'amplitudes obtenues sont montrées sur les figures 2.12(a),(b),(c). Nous pouvons constater que cette méthode de suppression de la courbure ne permet pas d'avoir une meilleure reconstruction des hologrammes rouge, bleu

et vert. Au contraire, on observe bien qu'il y a une perte d'information du front d'onde due à la suppression de la courbure.

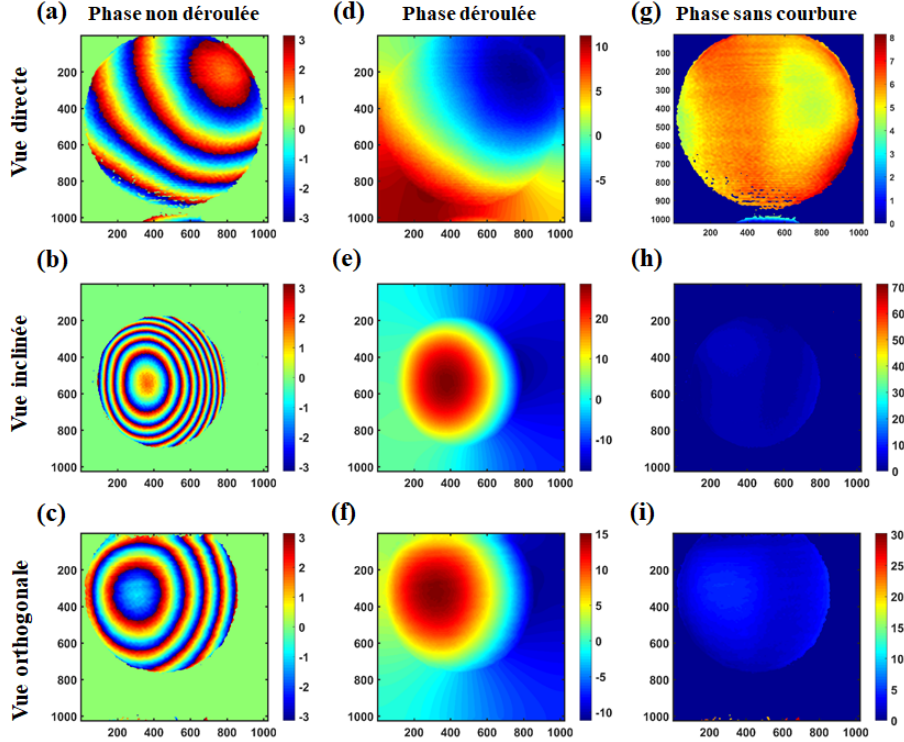


FIGURE 2.11 – (a),(b),(c) cartes de phase sans objet, (d),(e),(f) cartes de phase déroulées, (g),(h),(i) cartes de phase apres suppression de a courbure moyenne par moindre carrés.

- *Compensation sans référence - option 2*

Maintenant on calcule la reconstruction en soustrayant directement la carte de phase des images des figures 2.11(a),(b),(c). Les images d'amplitudes obtenues sont montrées sur les figures 2.12(d),(e),(f). Nous pouvons à nouveau constater que cette méthode de suppression de la contribution de courbure ne permet pas d'avoir une meilleure reconstruction des hologrammes.

- *Compensation par grandissement variable - option 3*

la convolution à grandissement variable s'appuie sur le grandissement transversal détaillé Chapitre 1 et basé sur le spectre angulaire associé à une onde sphérique numérique. Le calcul de la taille de la bille et la vraie distance de reconstruction physique pour chaque vue est mené par la reconstruction à grandissement variable des trois vues utilisant une onde lumineuse virtuelle sphérique numérique qui a un rayon de courbure R_c donnée par la

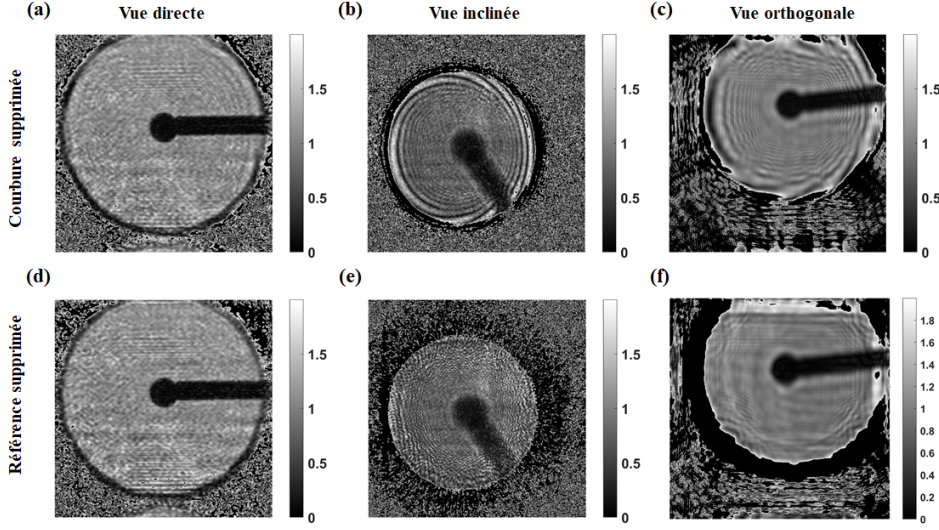


FIGURE 2.12 – (a),(b),(c) images obtenues en compensant les courbures par moindres carrés, (d),(e),(f) images obtenues en soustrayant les cartes de phase de référence.

relation 1.37 du Chapitre 1. La distance de reconstruction est donnée par la relation 1.35. Il est évident que modifier la distance de reconstruction implique que la taille de la bille (son diamètre) va changer et on aura un effet de grandissement transversal γ décrit par l'expression 1.36. Soit, $\gamma_R = 1,0366$ pour le rouge (VD), $\gamma_R = 1,2233$ pour le vert (VI) et $\gamma_B = 1,0899$ pour le bleu (VO) et des rayons de courbure des ondes sphériques de reconstruction $R_{cR} = -31165,87$ mm, $R_{cB} = -7115,07$ mm et $R_{cB} = -14965,45$ mm pour les vues R-B-G, (VD), (VI) et (VO) respectivement. Les figures 2.13(a),(b),(c) présentent les images d'amplitude rouge, bleue et verte reconstruites à des distances $d_R = 1141,32$ mm, $d_B = 1589,12$ mm et $d_G = 1346,08$ mm. Les figures 2.13(d),(e),(f) montrent les images binaires exhibant le contour circulaire d'un rayon donné du disque contrasté formé par la bille en appliquant la Transformée de Hough. Les diamètres sont estimés à $\phi_R = 2,134$ mm, $\phi_B = 2,138$ mm et $\phi_G = 2,1432$ mm pour les vues (VD), (VI) et (VO). Le tableau 2.1 résume les distances de reconstruction et les diamètres estimés de la bille dans les trois vues. Nous pouvons remarquer que le diamètre des trois vues est le plus proche de la valeur théorique de 2,14 mm. Ainsi, la meilleure compensation des courbures résiduelles dues à l'aberration chromatique des optiques et l'utilisation du grandissement variable parce que toute l'information sur le front d'onde est gardée, ce qui n'est pas le cas avec les deux autres approches.

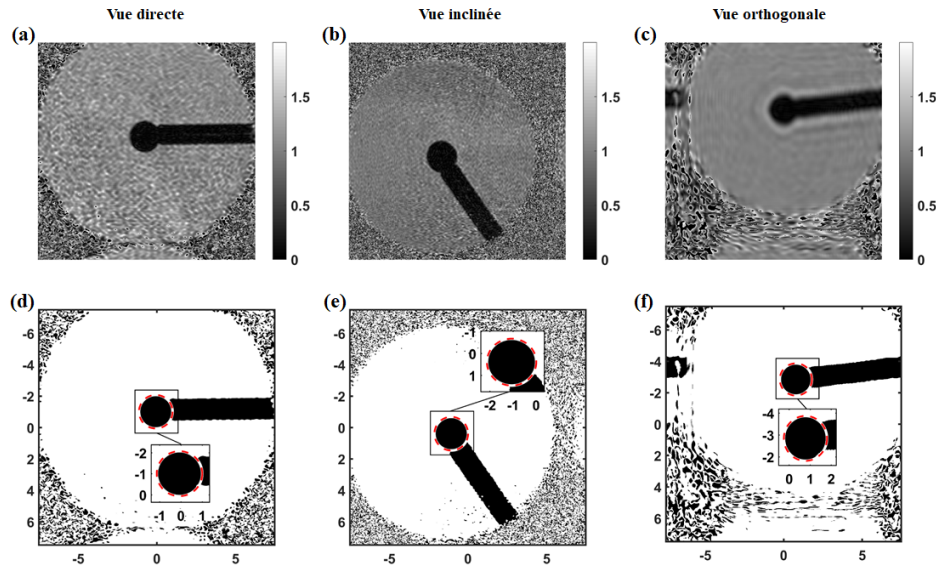


FIGURE 2.13 – (a),(b),(c) images d’amplitudes obtenues pour les vues (VD), (VI) et (VO), (d),(e),(f) images binaires montrant le contour et le diamètre de la bille.

2.5 Calibration des trois vues

L’étape de calibration des trois vues consiste à faire en sorte que le centre de la scene coincide avec le même centre du repère commun de coordonnées XYZ des trois vues. On observe bien sur les images de les figures 2.13(a),(b),(c) que les trois billes ne sont pas superposées au centre du repère. Ce décalage est dû à la propagation de la lumière sur différentes distances et à des légers décalages d’ajustement des faisceaux sur le banc expérimental. Dans le but de compenser numériquement ce désaxage, le théorème de modulation donné par l’équation 2.18 peut être appliqué sur les trois images d’amplitude

TABLE 2.1 – Distances de reconstruction et diamètres estimés pour les différentes vues R-G-B

Vues	Distance avec critères de re-focalsation (mm)	Diamètre initial objet (mm)	Distance avec grandissement variable (mm)	Diamètre final objet (mm)
Directe (R)	1101	2,064	1203,71	2,134
Inclinée (B)	1299	1,749	1614,51	2,138
Orthogonale (G)	1235	1,963	1481,03	2,141

de la bille pour obtenir des images recalées ayant un ensemble d'axes de référence commun XYZ. Après calcul de la Transformée circulaire de Hough sur le cercle de la bille sur chaque vue, on obtient les coordonnées du centre de la bille pour chaque vue. Ces valeurs donnent les décalages des centres de gravité δX et δY pour corriger les deux images des vues inclinée (VI) et orthogonale (VO) $A_{B,G}$ par rapport à la vue directe rouge (VD), qui est prise comme référence.

$$A'_{B,G} = FT^{-1}[FT[A_{B,G}] \times \exp(-2i\pi(\delta Xu + \delta Yv))]. \quad (2.18)$$

Dans l'équation (2.18), (u, v) sont les fréquences spatiales du plan de Fourier de l'image.

Les figures 2.14(a),(b),(c) des images bi-couleurs (vue inclinée et directe) et (vue orthogonale et directe). À partir de l'application de l'équation (2.18), nous pouvons superposer les vues inclinée et orthogonale sur la vue directe comme le montre les figures 2.14(d),(e),(f). Nous observons que les images ont été décalées l'une de l'autre systématiquement et numériquement sur le point central, qui est le centre du repère $(X,Y,Z)=(0,0,0)$.

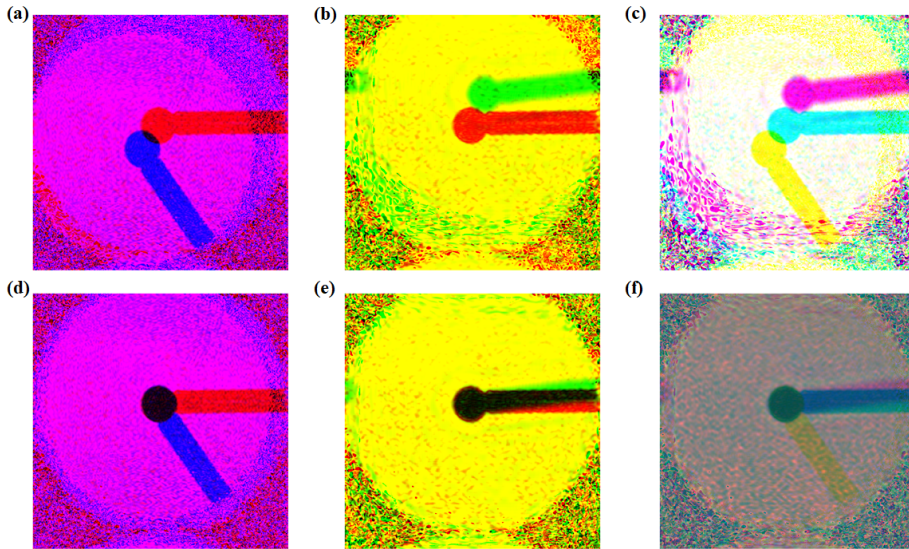


FIGURE 2.14 – (a),(b) Superposition des deux vues (VD) (VI) avec (VD) (VO) sans calibration, (c) superposition des trois vues sans calibration, (d),(e) Superposition des deux vues (VD) (VI) avec (VD) et (VO) calibrée, (f) Superposition des trois vues après calibration des trois vues.

La figure 2.15 montre les trois images de la bille recalées dans l'ensemble d'axes de référence commun XYZ. La bille est centrée aux coordonnées $(X, Y, Z) = (0, 0, 0)$.

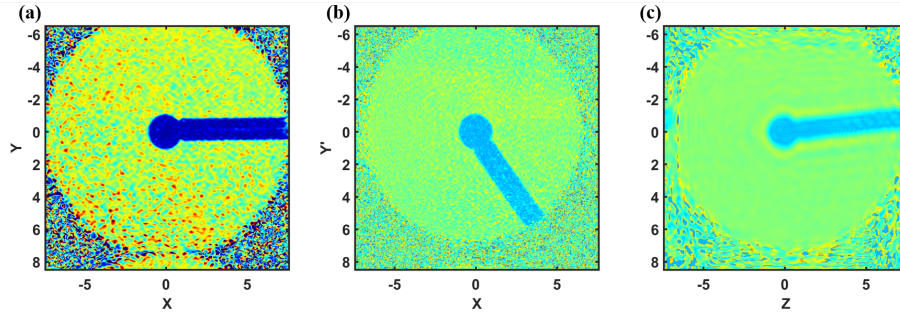


FIGURE 2.15 – (a),(b),(c) trois vues (VD) (VI) et (VO) dans le repère XYZ commun.

2.6 Reconstruction 3D

2.6.1 Reconstruction par rétroprojection

Comme la fonction "iradon" qui signifie "transformée de Radon inverse" est fournie dans Matlab, nous l'avons appliquée sur les projections afin de reconstruire une image 3D de la bille. Cette fonction permet de reconstruire des images à partir des données de projection. Elle est basée sur le théorème de "Fourier-slice" qui stipule que la transformée d'une projection est une tranche de la transformée de Fourier 2D de la région à partir de laquelle la projection a été obtenue [94, ?]. La méthode suppose que le centre de rotation est le point central des projections et que la variable θ décrit les angles (en degrés) auxquels les projections ont été acquises. Il peut s'agir soit d'un vecteur contenant les angles ou un scalaire spécifiant l'angle incrémental entre les projections. La fonction iradon reconstruit une image à partir de projections de faisceaux parallèles, ce qui correspond à la situation expérimentale du banc holographique. Dans ce type de géométrie, chaque projection est formée en combinant un ensemble d'intégrales de lignes à travers une image à un angle spécifique, la figure 2.16 illustre un exemple sur l'application de cette géométrie en tomographie d'absorption de rayons X.

Notons qu'il y a un nombre égal de n émetteurs et de n capteurs. Chaque capteur mesure le rayonnement émis par l'émetteur correspondant, et l'atténuation du rayonnement donne une mesure de la densité intégrée, ou masse, de l'objet. Cela correspond à l'intégrale de ligne qui est calculée dans la transformée de Radon. Avec $f(x, y)$ désigne la luminosité de l'image et $R_\theta(x')$ est la projection à l'angle θ . Dans notre cas, nous avons utilisé trois sources et un seul capteur.

La fonction iradon utilise l'algorithme de rétroprojection filtrée (FBP) pour effectuer la transformée de Radon inverse. Le filtre est conçu directement dans le domaine des

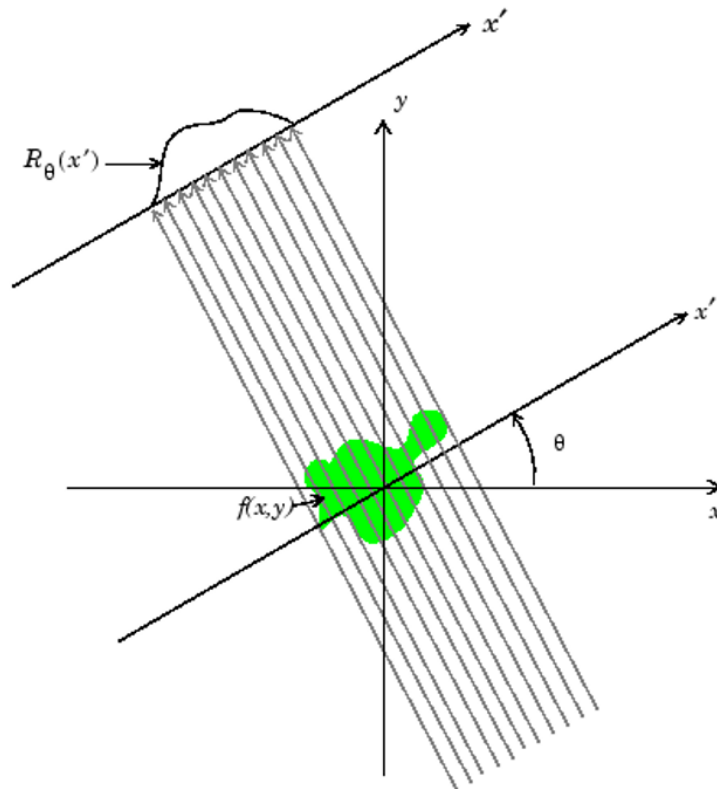


FIGURE 2.16 – Projections de faisceaux parallèles à travers un objet (source : <https://fr.mathworks.com/help/images/the-inverse-radon-transformation.html>).

fréquences spatiales puis appliqué à la FFT des projections qui vont être utilisées par la suite pour la reconstruction de l'image. Les projections sont initialisées à zéro à un nombre de points en puissance de 2 avant le filtrage afin d'éviter l'aliasing dans le domaine spatial et d'accélérer la FFT. Une interpolation est souhaitable dans la rétroprojection. Différents types d'interpolations sont proposés dans Matlab, qui sont listés ci dessous par ordre de complexité de calcul.

- *nearest* : Interpolation par le plus proche voisin.
- *linear* : Interpolation linéaire.
- *spline* : Interpolation par spline.
- *pchip* : Interpolation cubique par morceaux avec préservation de forme.

Comme du bruit peut être présent dans les projections, afin de l'atténuer ou de le supprimer, de nombreux filtres sont proposés dans Matlab. On trouve :

- *Ram-Lak* : Ce filtre est sensible au bruit dans les projections, donc il est préférable d'utiliser l'un des filtres énumérés ci-dessous. Ces filtres multiplient le filtre Ram-Lak par

une fenêtre qui atténue les hautes fréquences.

- *Shepp-Logan* : Multiplie le filtre de Ram-Lak par une fonction sinc.
- *Cosine* : Ce filtre multiplie le filtre Ram-Lak par une fonction cosinus.
- *Hamming* : Multiplie le filtre Ram-Lak par une fenêtre de Hamming.
- *Hann* : Multiplie le filtre Ram-Lak par une fenêtre de Hann.
- *None* : Aucun filtrage effectué.

Pour nos mesures, le filtre ne conduit à aucune amélioration de l'image reconstruite et cela est peut être dû au fait que ces filtres sont conçus pour réduire l'effet d'interface aux bords des objets imagés et comme notre objet ne présente aucune discontinuité marquée (bille parfaitement sphérique), il n'est pas très surprenant que le filtre ne conduise à aucune amélioration de l'image reconstruite.

Notons également que pour un résultat plus précis et pour discerner clairement les petits détails, aussi pour réduire certains artefacts provenant des objets non désirés pour la reconstruction, il est recommandé d'utiliser plus de projections dans la reconstruction ce qui permet d'augmenter la résolution angulaire et d'avoir une image qui se rapproche le plus de l'image originale. Bien entendu, la méthode holographique ne fournit que 3 vues et on fera la reconstruction 3D avec ces données.

2.6.2 Mise en oeuvre

On utilise les trois vues obtenues après traitement numérique et calibration pour effectuer une reconstruction tomographique selon le principe décrit ci dessus. On se base donc sur l'utilisation de la rétroprojection filtrée avec "iradon".

Les étapes de l'algorithme de reconstruction tomographique sont décrites ci dessous :

1. Former la matrice de projection des trois vues ligne par ligne à partir des hologrammes reconstruits selon la méthode de grandissement variable des trois projections.
2. Calculer iradon avec chaque tranche constituée à l'étape précédente. .
3. Appliquer quelques techniques de traitement d'images morphologiques sur la matrice 3D pour obtenir la forme 3D. L'une des fonctions proposé sur Matlab est "isosurface" qui permet à avoir une représentation surfacique en 3D de points ayant des valeurs égales dans une distribution de données en 3D. La fonction isosurface calcule et dessine une surface en reliant des points de valeur constante dans un volume d'espace.

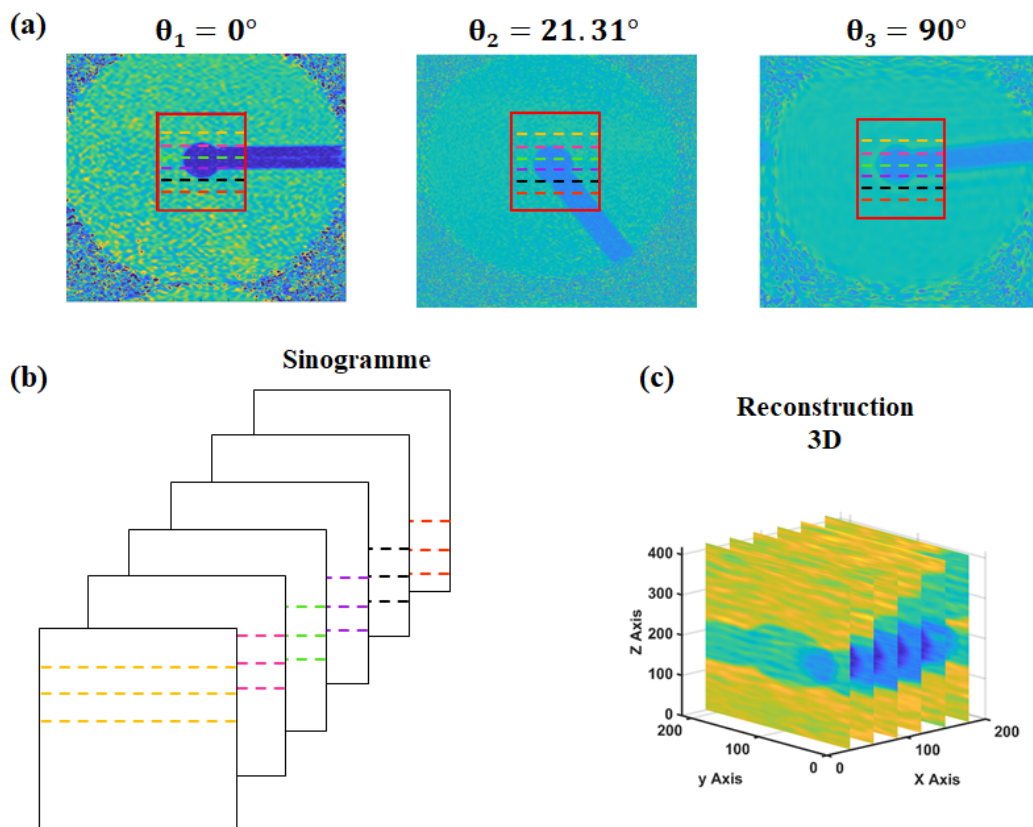


FIGURE 2.17 – Processus de la reconstruction tomographique des trois projections avec utilisation de la transformée inverse de Radon. (a) sélection d'une zone de l'image et sélection des lignes correspondantes le long de chacune des trois vues, (b) construction du sinogramme à partir des lignes sélectionnées, (c) calcul de la transformée de Radon inverse à partir du sinogramme.

La figure 2.17 schématise le processus de la reconstruction tomographique pour les trois projections issues des trois vues R-G-B. Les images issues de la reconstruction holographique sont utilisées pour fabriquer le sinogramme de l'objet. Ensuite, la transformée inverse de Radon est appliquée tranche par tranche pour reconstruire le cube numérique correspondant au volume des données sur les différentes vues.

2.6.3 Simulation de projections d'un objet parfait

Nous avons effectué une simulation numérique de la reconstruction avec la transformée de Radon inverse de plusieurs projections sous différents angles θ de 0° à 170° . La figure 2.18 montre le résultat de cette reconstruction simulée. Notons que les traitements appliqués à la simulation sont ceux appliqués aux images holographiques.

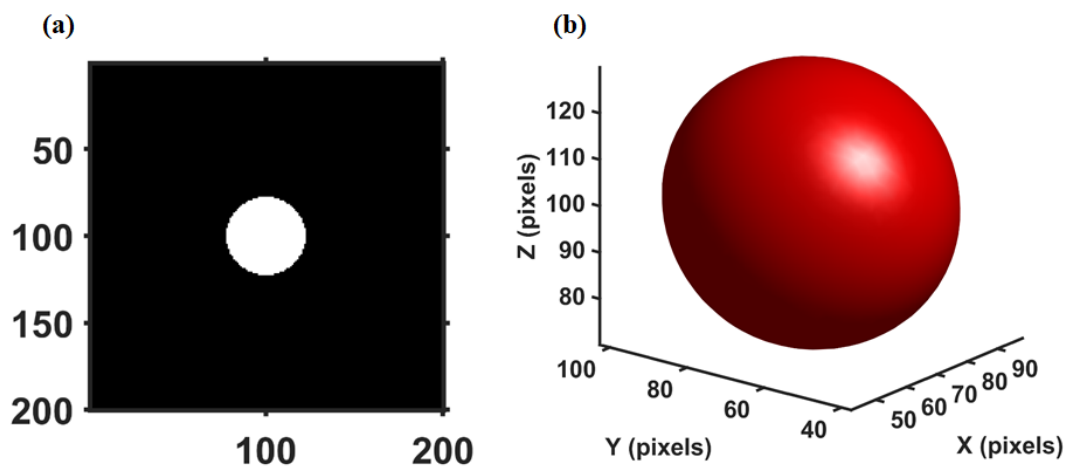


FIGURE 2.18 – (a) Simulation de projections avec un objet de type bille absolument parfait, (b) Représentation 3D des dix projections simulées à partir du traitement complet.

La simulation permet de vérifier que les traitements appliqués sur les images réelles sont corrects et permettent bien de retrouver la forme de l'objet initial.

2.6.4 Reconstruction 3D de la bille

La figure 2.19 montre la reconstruction 3D de la bille obtenue avec les trois images R-G-B issues du procédé holographique. La zone utile considérée est un petit carré entourant

le centre de l'image comme indiqué sur la figure 2.19(a). La figure 2.19(b) montre la bille en 3D obtenue après application des traitements de rendu de volume tels que testés lors de la simulation de la bille sphérique parfaite.

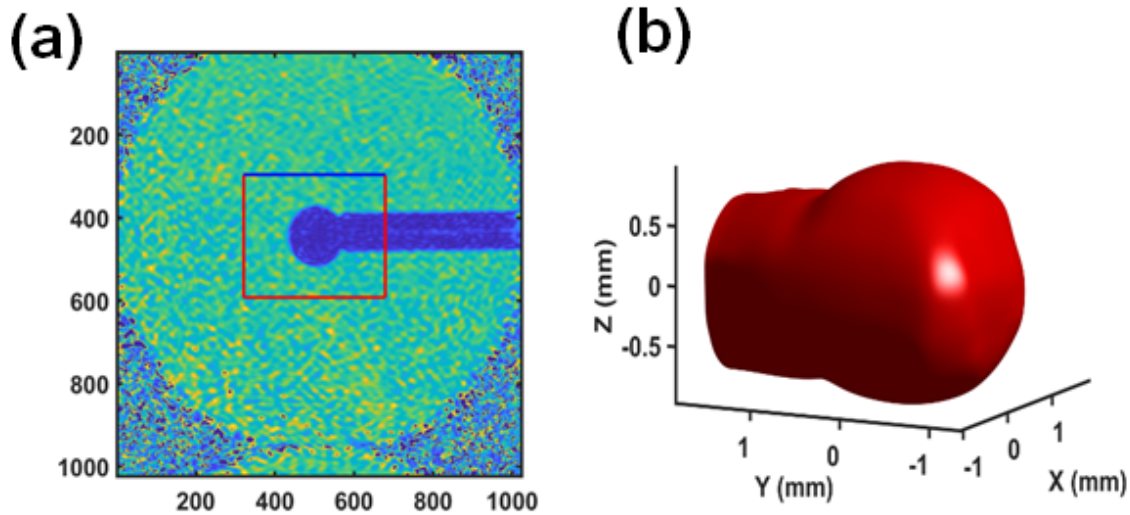


FIGURE 2.19 – Reconstruction tomographique de la bille, (a) zone utile considérée dans le champ de mesure, (b) image 3D obtenue après rendu de volume.

2.7 Conclusion

Cette partie du manuscrit de thèse a présenté une preuve de concept d'un enregistrement simultané de vues multiples pour l'imagerie tomographique par holographie numérique. La technique permet d'enregistrer les informations 3D d'un objet avec trois vues et trois longueurs d'onde sur un seul capteur monochromatique. Le principe retenu est le multiplexage spatio-chromatique des hologrammes numériques selon trois canaux, rouge, vert et bleu. La reconstruction numérique des trois vues est une étape cruciale qui nécessite de prendre en compte les résidus d'aberration chromatique dus aux composants optiques (objectifs de microscope essentiellement). Nous avons proposé une méthode de reconstruction basée sur l'algorithme de convolution à grandissement variable. Pour ajuster les paramètres expérimentaux de l'algorithme, il est nécessaire d'avoir un objet modèle dans le volume de mesure. L'objet modèle choisi est une bille parfaitement sphérique de

diamètre connu. La méthode numérique permet d'obtenir trois vues de dimensions identiques. Ces trois vues sont ensuite calibrées pour que le centre de l'objet corresponde dans chaque vue. Ensuite, la reconstruction tomographique est appliquée avec la transformée inverse de Radon et permet d'obtenir une image 3D relativement fidèle à l'objet réel. Les résultats obtenus sont donc encourageants même si l'objet considéré est plutôt de forme simple. Nous envisageons donc d'appliquer cette approche pour caractériser des champs acoustiques 3D pour lesquels des enregistrements à haute cadence sont nécessaires. Cette application est discutée dans le Chapitre 3.

VISUALISATION MULTI-VUES DE CHAMPS ACOUSTIQUES

3.1 Introduction

Comme nous l'avons déjà mentionné au cours de l'introduction générale de la thèse, en général, l'imagerie des champs acoustiques est réalisée à l'aide de réseaux de microphones [1, 2, 3]. Cependant, ces méthodes ont intrinsèquement quelques limitations. Les réseaux de microphones ont une faible résolution spatiale car le pas des microphones du réseau est souvent de plusieurs millimètres. Notons également que la présence de microphones peut affecter le champ acoustique à étudier en créant des interférences avec des ondes diffractées ou réfléchies par les capteurs et leurs éléments mécaniques de maintien.

Des techniques optiques de mesure du champ acoustique ont été rapportées dans la littérature. Par exemple, l'imagerie par schlieren [4], la vélocimétrie Doppler laser (LDV) [5, 6], la tomographie acousto-optique (AOT) [7], ou l'interférométrie à rétroaction laser (LFI) [8, 9, 95]. La méthode de schlieren fournit simultanément une collection de points de données mais sa sensibilité à la fluctuation de masse volumique de l'air est réduite. En effet, le schlieren est sensible à la dérivée de l'indice et requiert des "effets de bras de levier" pour augmenter la sensibilité. Les méthodes optiques LDV, AOT et LFI sont intrinsèquement sensibles à l'indice de réfraction du milieu dans lequel les ondes acoustiques se propagent. Toutefois, elles sont "ponctuelles", c'est à dire qu'elles ne peuvent fournir des données qu'en un unique point de mesure. Un maillage du champ nécessite un balayage point par point. La conséquence est que le champ acoustique requiert une extrême stationnarité compte tenu du temps nécessaire à réaliser le balayage. Dans la littérature, les travaux de P. Urgiles et al [95] sont probablement les plus avancés parmi ceux utilisant des balayages. Les résultats obtenus par Urgiles concernent également de grands volumes, typiquement plusieurs dizaines de centimètres cubes.

Des travaux récents ont rapporté l'utilisation de l'holographie numérique pour étudier

les ondes acoustiques [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]. Leur méthode expérimentale est basée sur l'holographie numérique à décalage de phase proposée par Yamaguchi [33, 12]. La caméra rapide qu'ils ont utilisée est structurée par blocs de 4 pixels ce qui permet de réaliser, à l'aide de la polarisation, des décalages de phase de 0 , $\pi/2$, π et $3\pi/2$. Ainsi, l'ordre $+1$ de l'hologramme est directement extrait pour un point de mesure constitué par 4 points du capteurs. La résolution spatiale est donc affectée par leur méthode de décalage de phase spatial. Les auteurs présentent des résultats avec des transducteurs variés. Toutefois, leurs articles ne fournissent pas de mesure quantitative des champs acoustiques, c'est à dire les valeurs mesurées sont données en radians de phase optique et non en Pa ou en masse volumique.

Au LAUM, L. Gong a étudié quantitativement le champ acoustique dans les guides d'ondes acoustiques et en particulier dans un moteur thermoacoustique [20, 21, 96]. Dans leurs guides d'onde les ondes acoustiques étaient planes et la section du guide fournissait directement la longueur d'interaction entre le faisceau laser et l'onde acoustique. Ainsi, la relation entre phase optique en radians et pression acoustique en Pa était assez directe.

Dans le cas où le champ acoustique n'est pas structuré en ondes planes, une distorsion et des biais existent dans les données holographiques. En particulier, la distorsion est due au temps d'exposition et le biais est lié à la propagation du faisceau laser dans le champ acoustique. Notons que les biais et bruits dans les données holographiques (amplitude ou phase) ont déjà fait l'objet de nombreux travaux. Par exemple, en 2005, Mills et Yamaguchi ont évalué la qualité des images reconstruites [97]. En 2011, Pandey et Hennelly ont étudié l'influence de l'erreur de quantification sur la fidélité de l'intensité et de la phase de l'image reconstruite [98]. D'autres auteurs ont étudié l'influence des sources de bruit en holographie hétérodyne [99, 100, 101, 102, 103]. Au LAUM, Poittevin et al. ont étudié la combinaison de différents bruits dans le bruit de décorrélation induit en métrologie holographique numérique à haute cadence [104]. Récemment, Piniard [105] et Meteyer [106] ont fourni des modèles comportementaux du bruit de décorrélation en holographie numérique.

Ce chapitre traite de l'application de l'holographie numérique multi-vues à trois longueurs d'onde à haute cadence pour la visualisation multi-vues de champs acoustiques. On présentera la méthode de mesure synchrone de l'amplitude et du champ acoustique selon chaque vue en absence de toute source de bruit. Afin de procéder à des mesures acoustiques par imagerie holographique numérique avec une précision élevée, on s'intéressera aux distorsions et biais de la méthode qui sont spécifiques à l'étude des champs

acoustiques. Un premier point très important est la relation intime qui existe entre le champ acoustique et la phase optique mesurée par la méthode holographique. Ce point est discuté ci après.

De l'acoustique à l'optique

Le faisceau laser traversant le champ acoustique généré par un émetteur quelconque est perturbé par la pression acoustique en tout point du milieu de propagation. La phase φ_r est liée à l'indice de réfraction $n_O(s, t)$ selon la relation intégrale Eq. (3.1)

$$\varphi_r = \frac{2\pi}{\lambda} \int_L (n_O(s, t) - n_{ref}) ds, \quad (3.1)$$

avec n_{ref} l'indice de réfraction le long du chemin optique de référence indiqué par l'abscisse curviligne s . Ainsi, la mesure holographique fournit une valeur moyenne de l'indice de réfraction le long de la distance d'interaction L . Grâce à la relation de Gladstone-Dale, la phase est liée à la densité du fluide [107]. La densité du fluide aux coordonnées (x, y) du plan capteur est donnée par l'équation (3.2) selon :

$$\langle \rho \rangle(x, y, t) = \frac{2}{3\hat{r}} (\langle n_O \rangle(x, y, t) - n_{ref}). \quad (3.2)$$

Dans l'équation (3.2), $\hat{r} = 0,1505 \times 10^{-3} \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^3$ est la réfractivité spécifique de l'air mesurée à la température de 288K et à la longueur d'onde de 660 nm [107], qui ne présente pas de variation significative sur le domaine visible des longueurs d'onde. Lorsque l'air est soumis au champ acoustique, la pression de l'air fluctue de telle sorte que l'holographie mesure, à travers la phase φ_r , la densité moyenne ρ et la composante fluctuante due à la propagation de l'onde sonore, ρ' , incluse dans la partie fluctuante de la phase, φ'_r . Avec l'hypothèse d'un processus adiabatique, la partie fluctuante de la densité est liée à la fluctuation de la pression, p' , selon (c_0 est la vitesse du son) [108] :

$$p' = \langle \rho' \rangle c_0^2 = \frac{2}{3\hat{r}} \frac{\lambda c_0^2}{2\pi L} \varphi'_r. \quad (3.3)$$

Notons que dans les équations (3.1)(3.2)(3.3), L est la longueur de la ligne de visée. Donc, la valeur de L doit être connue afin de convertir les données de phase holographique en pression acoustique. De plus, dans le cas où le champ acoustique n'est pas structuré en ondes planes, l'effet de la longueur d'interaction avec le faisceau laser n'est pas simple et direct à évaluer et nécessite une connaissance minimale du champ acoustique.

Le Chapitre 3 est organisé comme suit : la première partie traite du dispositif ex-

périmental et de la caractérisation d'un champ acoustique émis par un transducteur, la seconde partie est consacrée à l'estimation de l'amplitude et de la phase acoustique par le procédé holographique, la troisième partie traite des distortions et biais de la mesure, la quatrième partie fournit des résultats expérimentaux obtenus avec le système d'imagerie holographique à trois couleurs.

3.2 Dispositif expérimental

3.2.1 Système holographique

Le système a déjà été décrit exhaustivement au cours du chapitre 2. Toutefois, à des fins pédagogiques, on rappelle ici brièvement le système et nous invitons le lecteur à se référer à la figure 3.1. Trois lasers continus à $\lambda_R = 660$ nm de puissance 300 mW, $\lambda_B = 457$ nm de 150 mW et $\lambda_G = 532$ nm de 300 mW sont divisés en trois faisceaux de référence et trois faisceaux d'illumination. Les trois faisceaux de référence sont ensuite combinés en un seul faisceau R-G-B à l'aide de lames dichroïques. Le volume de l'objet est éclairé simultanément le long des différentes directions de propagation par le faisceau rouge selon la direction directe, "vue directe", le long de la direction orthogonale par le faisceau vert, "vue orthogonale", et dans une direction inclinée de près de 21° pour le faisceau bleu, "vue inclinée". On obtient ainsi trois angles d'éclairage simultanés ($0^\circ, 21^\circ, 31^\circ, 90^\circ$). Le volume de mesure correspond à la zone de l'espace dans laquelle les trois sondes laser couleur sont mélangées. Le volume est presque une sphère de 20mm de diamètre localisée à environ 1310 mm de la zone du capteur. Chaque faisceau de mesure et de référence est spatialement filtré et étendu pour produire des ondes planes et lisses. À l'aide de cubes séparateurs de faisceaux, les six faisceaux sont recombinaés sur une caméra à haute cadence. Dans ce chapitre la caméra est une (Photron SA-X2 12 bit) avec une résolution spatiale de 1024×1024 pixels à cadence 12500 Hz. Les pas des pixels du capteur sont de $p_x = p_y = 20\mu m$ et le temps d'exposition est fixé à $\Delta T = 1\mu s$. L'enregistrement hors-axe est ajusté en inclinant des cubes afin de produire les trois différentes fréquences porteuses dans chaque direction de vision. Comme au chapitre 2, ceci a pour conséquence que l'hologramme enregistré monochrome comprend trois hologrammes de couleur multiplexés spatialement à chaque longueur d'onde. Il s'ensuit que les trois hologrammes de couleur peuvent être séparés dans le spectre de Fourier de l'hologramme numérique.

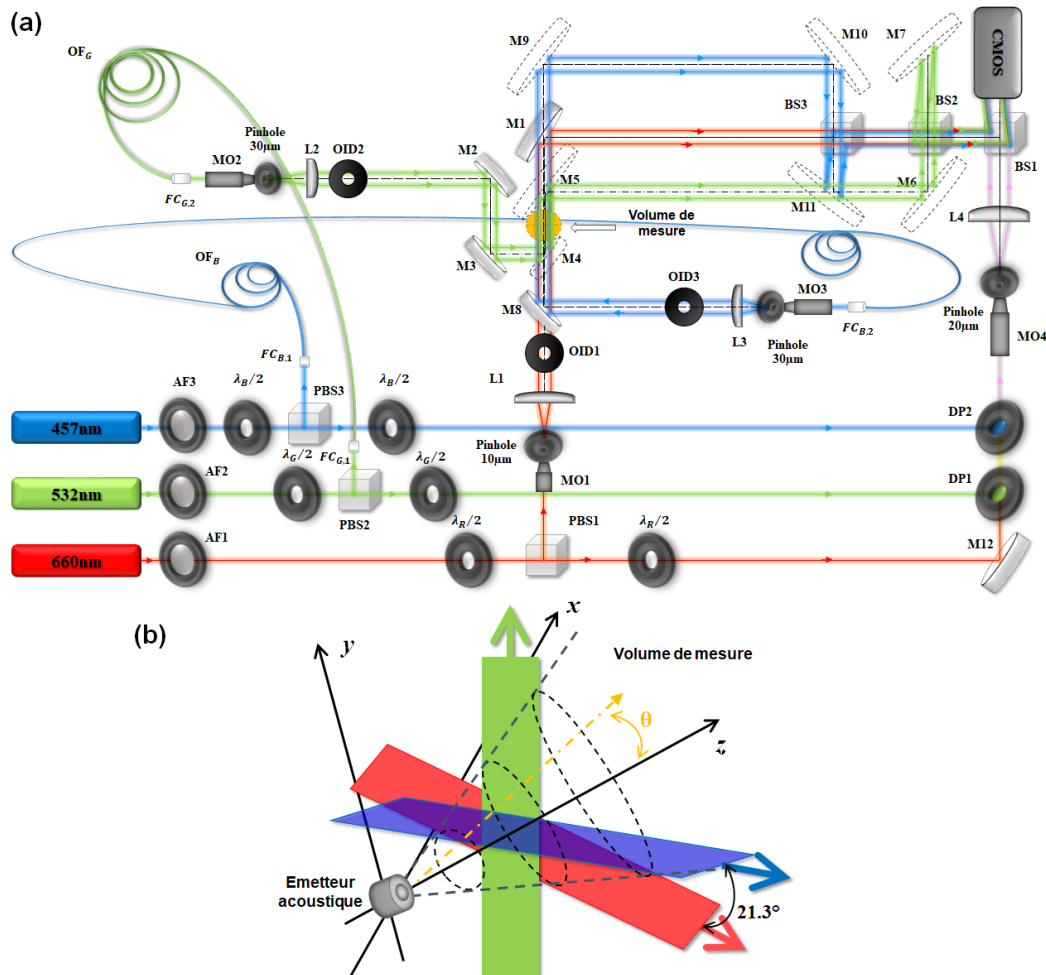


FIGURE 3.1 – (a) Dispositif expérimental de l'enregistrement holographique hors-axe à trois vues simultanées et un unique capteur monochrome (MO : objectif de microscope, PBS : cube à séparation de polarisation, AF : atténuateurs, M : miroirs, BS : cube 50-50, DP : lame dichroïque, OID : diaphragme, OF : fibre optique PANDA, FC : collimateur pour fibre optique), (b) schéma du volume de mesure, le transducteur émet des ondes acoustiques et les trois faisceaux laser traversent le champ acoustique à une certaine distance de l'émetteur.

TABLE 3.1 – Caractéristiques de l'émetteur à ultrasons MA40S4S utilisé lors de l'expérience, mesures à 30 cm pour une tension de 10 V rms

Fréquence nominale (kHz)	Pression acoustique (dBspl)	Directivité (deg)	Max. Tension d'entrée (Signal carré)
40	120 ± 3	80	$20 V_{p-p}$

3.2.2 Caractérisation de la source acoustique

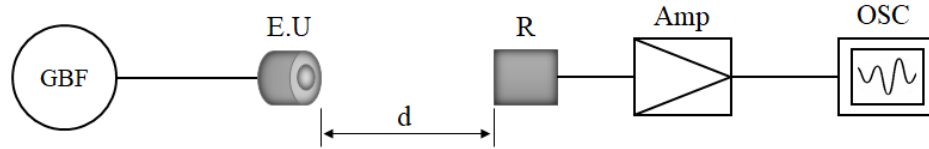
3.2.2.1 Transducteur ultrasonique

L'un des objectifs de ce Chapitre est l'étude de la propagation d'une onde acoustique dans l'air libre. Pour ce faire, nous avons choisi d'utiliser un transducteur acoustique. Ce transducteur piézoélectrique ultrasonique de référence MA40S4S et de diamètre 9,9 mm est localisé à quelques centimètres du volume de mesure et émet des ondes acoustiques à la fréquence $f_{ac} = 40$ kHz. Il est alimenté par un générateur de fréquence avec une tension sinusoïdale de 10 V crête-à-crête, soit 3,5 V rms. Selon la fiche technique du fabricant, pour 10 V rms, la pression acoustique devrait atteindre 120 dBspl donc près de 20 Pa. La caractérisation de l'émetteur acoustique est réalisée à l'aide d'un microphone (GRAS 40BP 1/4" Ext. Polarized Pressure Microphone) possédant une sensibilité de 1,6 mV/Pa sur une gamme de fréquences de 4 Hz à 70 kHz. Le microphone est positionné en face du centre de l'émetteur ultrasonore. Ce dernier est relié à un amplificateur de conditionnement NEXUS de type 2692-C relié à un oscilloscope pour assurer la mesure de l'amplitude des oscillations de la pression acoustique comme le montre la figure (Fig. 3.2).

Avant de voir l'évolution d'amplitude et de phase des variations du champ acoustique, nous avons vérifié d'abord l'aptitude du transducteur à émettre des ondes sonores suivant une ou plusieurs directions. Beaucoup de transducteurs possédant une symétrie axiale, on s'intéressera donc à la directivité dans un plan contenant l'axe de symétrie, qui est choisi comme référence angulaire ($\theta = 0$). Le tableau 3.1 synthétise les caractéristiques du transducteur acoustique, fournies par le fabricant.

Le diagramme de directivité de cet émetteur présenté dans la fiche technique du constructeur est donné dans (Fig. 3.3). Ce diagramme est mesuré à une distance de 300 mm entre l'émetteur et le détecteur avec un microphone de type (Brüel & Kjær 4135).

Afin de mesurer la pression acoustique délivrée par le capteur à ultrasons en fonction de l'angle α d'émission, le transducteur est monté sur un support tournant en assurant



GBF : Générateur de fréquences
 E.U : Emetteur à ultrasons « MA40S4S »
 R : Recepteur « GRAS »
 Amp : Amplificateur
 OSC : Oscilloscope

FIGURE 3.2 – Dispositif de caractérisation de l'émetteur acoustique.

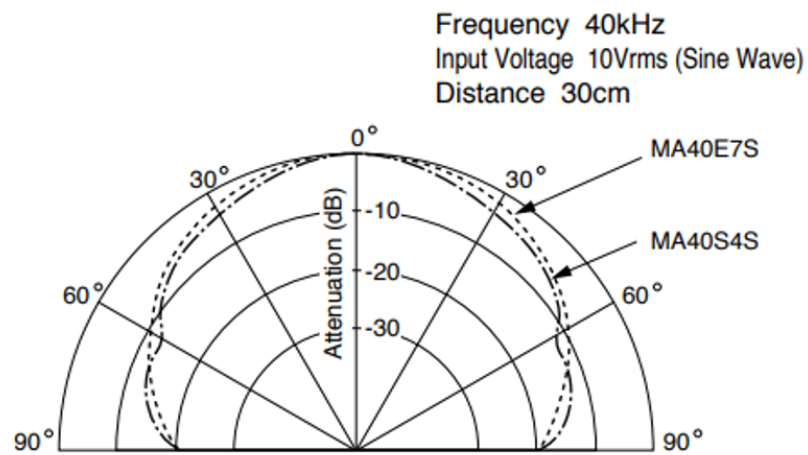


FIGURE 3.3 – Figure de directivité du rayonnement acoustique de l'émetteur à ultrasons (MA40S4S) ; d'après [109].

que la zone source de l'émetteur est située sur l'axe de rotation de la platine tournante. Le microphone est lui aussi monté sur un support fixe et placé en face du centre de la face émettrice du transducteur. Le 0 angulaire de la platine tournante est réglé de sorte que l'angle $\alpha = 0^\circ$ coïncide avec la direction principale d'émission du transducteur orienté vers le microphone (signal maximal).

Le gain de la chaîne de mesure avec le récepteur GRAS a été mesuré à 100 mV/Pa. À partir de ces mesures, on a vérifié que la pression acoustique atteint au moins les 120 dBspl comme indiqué dans les informations techniques (Tab. 3.1).

Le tableau (Tab. 3.2) présente les valeurs de la pression acoustique délivrée par le transducteur à ultrasons MA40S4S qui sont calculées à différentes distances dans deux plans orthogonaux (sagittal et parallèle). La conversion entre dBspl et tension mesurée V_{mes} est obtenue en calculant,

$$dBspl = 20 \log_{10} \left(\frac{V_{mes}(V)}{100 \times 10^{-3} \times 2 \times 10^{-5}} \right) \quad (3.4)$$

où V_{mes} est la tension du transducteur mesurée en volts (V) à chaque angle d'émission et 2×10^{-5} est la pression la plus faible perçue par l'oreille humaine en Pascal (Pa).

TABLE 3.2 – Pression acoustique délivrée par le transducteur à ultrasons MA40S4S à différentes distances

Distance (mm)	4	90	100	300
Sagittal (Pa)	1050	136	126	43,2
Parallèle (Pa)	1050	136	128	55,9

Les valeurs de la pression acoustique émises présentées dans le tableau ci-dessus atteignent 126,7 dBspl en sagittal et 128,9 dBspl en parallèle à 300 mm. On constate qu'il existe un écart de 6 à 9 dBspl entre nos mesures et la documentation du fournisseur. Ceci peut probablement s'expliquer par la qualité réduite du transducteur (bas coût) qui peut engendrer une grande dispersion dans les mesures.

3.2.2.2 Mesure du diagramme de directivité

Les diagrammes de rayonnement expérimentaux de l'onde acoustique du transducteur (MA40S4S) sont représentées sur les figures 3.4(a)-(b). Les deux diagrammes sont calculés à une fréquence acoustique de 40 kHz. Les mesures des tensions à différentes distances de l'émetteur et pour les deux plans sagittal et vertical à différents angles montrent que les ondes acoustiques sont assez directives avec une forte directivité dans l'axe central pour les deux distances $d = 90$ mm et $d = 100$ mm.

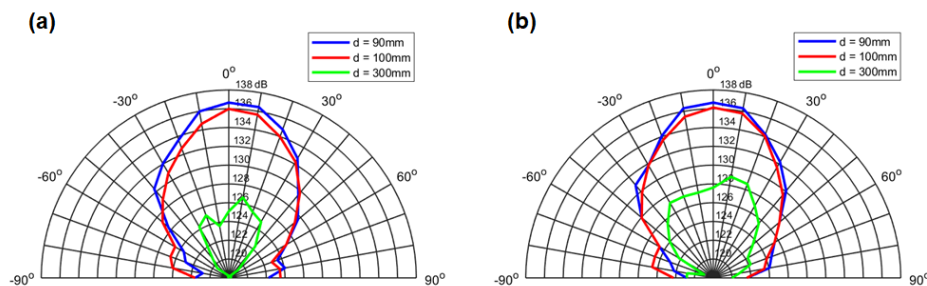


FIGURE 3.4 – Mesure de la directivité du rayonnement acoustique de l'émetteur à ultrasons (MA40S4S), (a) dans le plan sagittal, (b) dans le plan vertical.

Par comparaison des mesures présentées dans la figure 3.3 réalisées dans une chambre anéchoïque et celles présentées dans la figure 3.4 à 300 mm. La différence est remarquable dans le plan sagittal, cela est peut être dû au bruit ambiant émis par toutes les autres

sources proches et éloignées. On peut aussi considérer qu'il peut y avoir des défauts d'isolation.

3.3 De l'enregistrement holographique à la mesure acoustique

Lorsqu'on étudie la propagation d'une onde sonore à l'aide d'une méthode d'imagerie cohérente comme la méthode d'holographie numérique, il est essentiel de savoir à quel régime les hologrammes sont enregistrés. L'un des paramètres caractéristiques de l'enregistrement est le rapport de temps moyenné, défini par $\alpha = \Delta T/T_{ac}$, qui est le rapport entre le temps d'exposition ΔT et la période de l'onde acoustique T_{ac} . Afin d'éviter la moyenne temporelle sur le signal enregistré, autrement dit l'apparition stroboscopique de distorsions sur les mesures réalisées, il faut choisir une valeur de α la plus faible $\alpha \ll 1$. Ce point sera traité plus loin dans ce chapitre. Le second paramètre caractéristique est le rapport cyclique $\beta = T_s/T_{ac}$, ou $T_s = 1/f_s$ est la période d'échantillonnage.

La méthode d'extraction proposée dans ce chapitre est basée sur la reconstruction de l'amplitude et de la phase acoustique à une fréquence sans requérir l'utilisation d'une transformée de Fourier à partir d'une séquence d'hologrammes. La modulation de phase optique spatio-temporelle extraite de la phase optique de l'objet reconstruit, à tout instant t , est donnée par,

$$\psi(t) = \varphi_r + \varphi_r'(t) = \varphi_r + \varphi_{ac} \sin(\omega_{ac}t + \phi_{ac}), \quad (3.5)$$

où φ_{ac} est la phase due à la fluctuation acoustique, et selon l'équation (3.3), est égale à :

$$\varphi_{ac} = \frac{3\hat{r}}{2} \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{p_{ac}}{c_0^2}, \quad (3.6)$$

où p_{ac} est la pression acoustique maximale à la pulsation ω_{ac} (la période est $T_{ac} = 1/f_{ac}$, f_{ac} fréquence acoustique) et ϕ_{ac} est la phase acoustique. En considérant une séquence temporelle à la fréquence d'échantillonnage $f_s = 1/T_s$, comprenant n_h hologrammes numériques, la différence de phase entre deux instants consécutifs $t_{n+1} = (n+1)T_s$ et $t_n = nT_s$ est

donc,

$$\begin{aligned}\Delta\psi_n &= \psi(t_{n+1}) - \psi(t_n) \\ &= 2\varphi_{ac} \sin(\beta\pi) \cos(\phi_{ac}) \cos((2n+1)\beta\pi) - 2\varphi_{ac} \sin(\beta\pi) \sin(\phi_{ac}) \sin((2n+1)\beta\pi).\end{aligned}\quad (3.7)$$

À partir de l'équation 3.7, $(\varphi_{ac}, \phi_{ac})$ peuvent être déterminés par minimisation de la norme L_2 . La méthode des moindres carrés permet de déterminer l'amplitude φ_{ac} et la phase ϕ_{ac} . On pose :

$$\begin{aligned}a_1 &= 2\varphi_{ac} \sin(\beta\pi) \cos(\phi_{ac}) \\ a_2 &= 2\varphi_{ac} \sin(\beta\pi) \sin(\phi_{ac})\end{aligned}\quad (3.8)$$

Le critère des moindres carrés conduit à la minimisation de l'erreur entre les données de phase holographique ($\Delta\psi_n = y_n$) et le modèle analytique d'oscillation acoustique, n_h étant le nombre total de différences de phase extraites de la séquence temporelle d'hologrammes :

$$\varepsilon(a_1, a_2) = \min \left[\sum_{n=1}^{n_h} [y_n - a_1 \cos((2n+1)\beta\pi) + a_2 \sin((2n+1)\beta\pi)]^2 \right]. \quad (3.9)$$

La quantité sera minimale si les dérivées partielles selon les deux paramètres a_1, a_2 sont égales à zéro, ce qui se traduit par,

$$\frac{\partial \varepsilon(a_1, a_2)}{\partial a_1} = \frac{\partial \varepsilon(a_1, a_2)}{\partial a_2} = 0.$$

Cela conduit au système linéaire avec deux équations et deux inconnues :

$$\sum_{n=1}^{n_h} [a_1 \cos^2(2n\beta\pi) - a_2 \sin(2n\beta\pi) \cos(2n\beta\pi)] = \sum_{n=1}^{n_h} [y_n \cos(2n\beta\pi)] \quad (3.10)$$

$$\sum_{n=1}^{n_h} [a_1 \sin(2n\beta\pi) \cos(2n\beta\pi) - a_2 \sin^2(2n\beta\pi)] = \sum_{n=1}^{n_h} [y_n \sin(2n\beta\pi)] \quad (3.11)$$

Ce système peut être écrit avec une relation matricielle où la matrice A comprend les coefficients théoriques connus et le vecteur X inclus les inconnues à déterminer, selon $A(n\beta)X = Y(y, n\beta)$, où on a,

$$A(n\beta) = \begin{bmatrix} \sum_{n=1}^{n_h} \cos^2(2n\beta\pi) & - \sum_{n=1}^{n_h} \sin(2n\beta\pi) \cos(2n\beta\pi) \\ \sum_{n=1}^{n_h} \sin(2n\beta\pi) \cos(2n\beta\pi) & - \sum_{n=1}^{n_h} \sin^2(2n\beta\pi) \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

$$X = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

$$Y(y, n\beta) = \begin{bmatrix} \sum_{n=1}^{n_h} y_n \cos(2n\beta\pi) \\ \sum_{n=1}^{n_h} y_n \sin(2n\beta\pi) \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

Après inversion, on détermine a_1 et a_2 ce qui permet le calcul de l'amplitude et de la phase de l'onde acoustique. On a alors :

$$\begin{aligned} \varphi_{ac} &= \frac{1}{2 \sin(\beta\pi)} \sqrt{a_1^2 + a_2^2} \\ \phi_{ac} &= \arctan\left(\frac{a_2}{a_1}\right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Ainsi, à partir de la phase optique extraite de la séquence holographique, il est possible de retrouver à la fois l'amplitude acoustique en phase optique (φ_{ac}) due à la fluctuation acoustique et sa phase oscillante (ϕ_{ac}). Dans les paragraphes suivants, cet algorithme est nommé *SonRetrieval*.

3.4 Bruits, distorsion et biais

3.4.1 Bruit

Rappelons la méthode de démodulation de l'hologramme à partir de la transformée de Fourier de l'hologramme. L'obtention de l'amplitude complexe de l'image de l'objet est obtenue en filtrant l'ordre +1 dans le spectre de Fourier de l'hologramme. Le filtrage peut donc s'écrire comme suit (TF est la transformée de Fourier) pour donner l'image complexe :

$$A_r = a_r \exp(i\varphi_r) = R^* O \simeq TF^{-1} [TF [H] \times G]. \quad (3.16)$$

L'équation (3.16) est une formule de convolution (cf Chap. 1), et la fonction de transfert G est donnée par la fonction de transfert du spectre angulaire à bande passante limitée dans l'approximation de Fresnel (on ne considère pas de compensation du chromatisme

pour simplifier) :

$$G(u, v) = \begin{cases} \exp(-i\pi d_r \lambda ((u - u_\lambda)^2 + (v - v_\lambda)^2)) \\ \quad \text{si } |u - u_\lambda| \leq \Delta u_\lambda / 2 \text{ et } |v - v_\lambda| \leq \Delta v_\lambda / 2 \\ 0 \text{ si non.} \end{cases} \quad (3.17)$$

Dans l'équation (3.17), $(\Delta u_\lambda, \Delta v_\lambda)$ sont les fréquences spatiales de coupure pour la longueur d'onde λ , et d_r est la distance de refocalisation entre le capteur et la zone d'intérêt. La largeur de bande spatiale du filtrage doit être adaptée à l'extension de l'ordre +1 à filtrer, et pas trop grande afin d'éviter une sur-sensibilité au bruit. Dans [110], il a été démontré que l'écart-type de bruit sur la phase φ_r dépend des largeurs de bande spatiale selon l'équation (3.18) (avec l'hypothèse d'un bruit blanc),

$$\sigma_\varphi = \frac{2\sqrt{p_x p_y \Delta u_\lambda \Delta v_\lambda}}{m \alpha_s N_{sat}} \sqrt{\alpha_s N_{sat} + \sigma_{ro}^2 + \frac{N_{sat}^2}{12(2^{nb} - 1)^2}}, \quad (3.18)$$

où (p_x, p_y) sont les pas des pixels du capteur, m la modulation de l'hologramme, α_s le taux de saturation de l'hologramme, N_{sat} est le nombre maximum de photo-électrons dans les pixels, σ_{ro} est le bruit de lecture et nb est le nombre de bits du capteur. Ainsi, pour minimiser le bruit dans les données de phase, il faut augmenter m , α_s et minimiser $(\Delta u_\lambda, \Delta v_\lambda)$. Il s'ensuit que le couple $(\Delta u_\lambda, \Delta v_\lambda)$ doit être choisi avec soin. La figure 3.5 illustre le codage d'un hologramme numérique sur la dynamique du capteur qui contient N_{sat} électrons à saturation.

3.4.2 Distorsion

Comme évoqué plus haut, le temps d'exposition a un rôle prépondérant dans la mesure du signal acoustique. Il a en effet une contribution dans la précision de mesure de l'amplitude et de la phase du champ acoustique. En effet, l'hologramme instantané est intégré dans le temps par le capteur d'image. Considérons l'hologramme effectivement enregistré donné par :

$$H_{eff} = |R|^2 + \int_{t_1}^{t_1 + \Delta T} (|O(t)|^2 + R^* O(t) + R O^*(t)) dt. \quad (3.19)$$

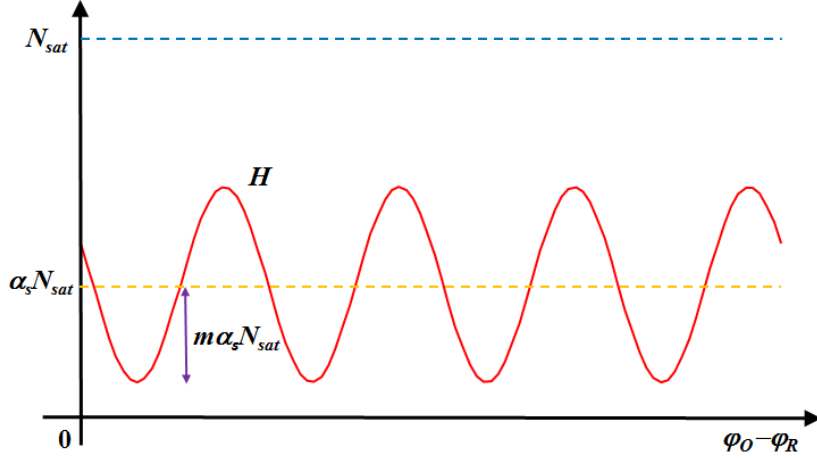


FIGURE 3.5 – Codage d’hologramme dans la dynamique du capteur en fonction du nombre de photo-électrons générés par pixel ; d’après [96].

L’intégration temporelle dans l’équation (3.19) peut être dérivée en considérant la fluctuation acoustique dans l’équation (3.5), de sorte que nous avons :

$$\int_{t_1}^{t_1+\Delta T} \exp(i\varphi_{ac} \sin(\omega_{ac}t + \phi_{ac})) dt = \Delta T \sum_k J_k(\varphi_{ac}) \operatorname{sinc}\left(k\omega_{ac} \frac{\Delta T}{2}\right) \exp\left(ik\left(\omega_{ac}t_1 + \phi_{ac} + \frac{\omega_{ac}\Delta T}{2}\right)\right). \quad (3.20)$$

Puisque la fonction sinc peut être développée comme :

$$\operatorname{sinc}\left(k\pi \frac{\Delta T}{T_{ac}}\right) = 1 + P\left(k\pi \frac{\Delta T}{T_{ac}}\right) \text{ avec } P(x) = \sum_{n=1}^{n=\infty} (-1)^n \frac{x^{2n}}{(2n+1)!}, \quad (3.21)$$

la moyenne temporelle de l’amplitude acoustique peut être réécrite,

$$\int_{t_1}^{t_1+\Delta T} \exp(i\varphi_{ac} \sin(\omega_{ac}t + \phi_{ac})) dt = \Delta T \exp\left(i\varphi_{ac} \sin\left(\omega_{ac}t_1 + \phi_{ac} + \frac{\omega_{ac}\Delta T}{2}\right)\right) + \Delta T q \exp(i\gamma), \quad (3.22)$$

où q et γ dépendent tous deux du développement de la fonction sinc selon :

$$\gamma = \arg \sum_k J_k(\varphi_{ac}) P\left(k\pi \frac{\Delta T}{T_{ac}}\right) \exp\left(ik\left(\omega_{ac}t_1 + \phi_{ac} + \frac{\omega_{ac}\Delta T}{2}\right)\right) \quad (3.23)$$

et

$$q = \left| \sum_k J_k(\varphi_{ac}) P \left(k\pi \frac{\Delta T}{T_{ac}} \right) \exp \left(ik \left(\omega_{ac} t_1 + \phi_{ac} + \frac{\omega_{ac} \Delta T}{2} \right) \right) \right|. \quad (3.24)$$

D'après les équations (3.16)(3.24), la phase extraite de l'hologramme et due à la moyenne temporelle de la pression acoustique provenant de l'intégration temporelle du capteur est donc donnée par :

$$\psi = \arg(A_r) = \varphi_r + \psi_{ac} - \tan^{-1} \left(\frac{q \sin(\psi_{ac} - \gamma)}{1 + q \cos(\psi_{ac} - \gamma)} \right), \quad (3.25)$$

avec

$$\psi_{ac} = \varphi_{ac} \sin \left(\omega_{ac} t + \phi_{ac} + \frac{\omega_{ac} \Delta T}{2} \right). \quad (3.26)$$

Ainsi, l'équation (3.26) montre que la phase de l'hologramme comprend la fluctuation de phase attendue de l'acoustique et une erreur de phase qui dépend à la fois de la fluctuation de phase acoustique et du rapport entre ΔT et T_{ac} . L'erreur de phase est alors donnée par :

$$\psi_{err} = \tan^{-1} \left(\frac{q \sin(\psi_{ac} - \gamma)}{1 + q \cos(\psi_{ac} - \gamma)} \right). \quad (3.27)$$

L'erreur de phase peut être élevée et peut fortement distordre la fluctuation de phase mesurée. Afin d'illustrer l'erreur générée par l'interaction due au temps d'exposition, on considère les paramètres physiques suivants : $f_{ac} = 40$ kHz, $p_{ac} = 20$ Pa, $\phi_{ac} = \pi/4$, $\Delta T = 10$ μ s, $\lambda = 660$ nm, $L = 50$ mm, et $c_0 = 340$ m/s. Il s'en suit que l'amplitude de la fluctuation de phase optique due à l'acoustique est de $\varphi_{ac} = 0,0185$ rad $\simeq 2\pi/340$. L'erreur est calculée à l'aide de l'équation (3.27) et le rapport de distorsion de l'amplitude φ_{ac} est estimé à $\tau_{err} = 100 \times \psi_{err}/\varphi_{ac} = 24.3$ %.

La figure 3.6(a) montre l'oscillation acoustique temporelle avec comparaison avec le temps d'exposition et la période acoustique pour les paramètres choisis. La figure 3.6(b) présente les comparaisons entre les oscillations acoustiques dans le cas idéal (courbe rouge, aucune distorsion), le cas idéal avec un déphasage $\omega_{ac}\Delta T/2$ (courbe noire, aucune distor-

sion), et l'oscillation acoustique déformée par la moyenne temporelle du temps d'exposition (courbe bleue).

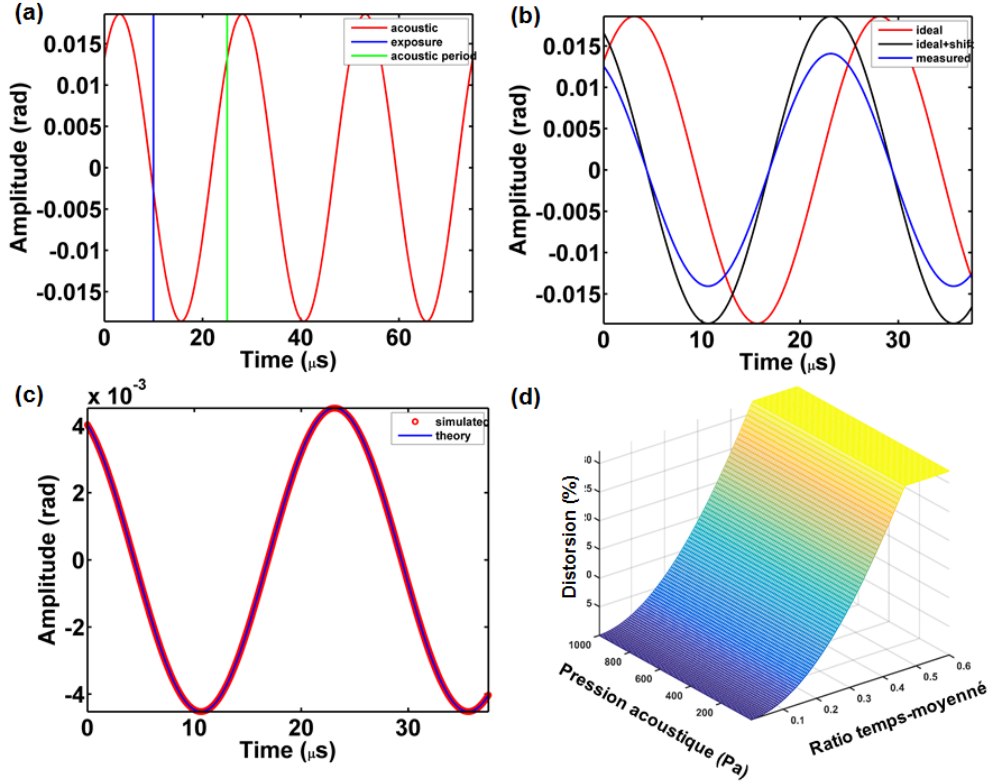


FIGURE 3.6 – (a) Oscillation acoustique avec comparaison avec le temps d'exposition et la période acoustique pour $f_{ac} = 40\text{kHz}$, $\phi_{ac} = \pi/4$, et $\Delta T = 10\mu s$, (b) comparaisons des oscillations acoustiques, rouge : idéal comme en (a), noir : idéal avec un déphasage $\omega_{ac}\Delta T/2$, bleu : distordu par la moyenne temporelle du temps d'exposition, (c) comparaison entre l'erreur de phase simulée et l'expression théorique de l'équation (3.27), (d) évolution du taux de distorsion (%) en fonction de la pression acoustique de 5 Pa à 1000 Pa et du rapport de temps moyenné $\Delta T/T_{ac}$ pour un temps d'exposition variant de 1 μs à 10 μs .

La comparaison entre l'erreur de phase simulée considérant l'intégration numérique du signal idéal dans la figure 3.6(a) et l'expression théorique (Eq. (3.27)) est fournie dans la figure 3.6(c). On peut observer que l'expression théorique correspond très bien à l'estimation numérique, validant ainsi l'approche théorique proposée. Lorsque l'on considère la variation de la pression acoustique de 5 Pa à 1000 Pa et le temps d'exposition variant de 1 μs à 10 μs , le taux de distorsion tracé en fonction du rapport moyen dans le temps $\alpha = \Delta T/T_{ac}$ est donné sur la figure 3.6(d). On constate que le taux de distorsion dépend principalement de l'amplitude acoustique et qu'il peut être supérieur à 30 % pour un

rapport $\Delta T/T_{ac} \simeq 0,6$ et quelque soit la valeur de P_{ac} . Notons également que l'oscillation acoustique mesurée comprend un déphasage $\omega_{ac}\Delta T/2 = \alpha\pi$ par rapport au signal émis. Ce déphasage est sans importance si α tend vers 0, c'est-à-dire $\Delta T \ll T_{ac}$.

3.4.3 Biais

Nous avons évoqué que le champ acoustique mesuré selon les bases théoriques décrites précédemment est intégré le long de la ligne de vue du faisceau laser. Afin d'apprécier qualitativement l'effet de l'intégration le long du chemin optique et d'évaluer la pertinence de résultats expérimentaux, des simulations ont été réalisées. L'objectif est d'étudier l'amplitude et la phase du champ acoustique en considérant des simulations réalistes aussi proches que possible des expériences de ce chapitre. Le cas qui nous intéresse est celui d'une onde acoustique non plane. Dans le cas d'ondes planes dans un guide d'ondes acoustiques, la correspondance entre la phase réelle et la phase mesurée est simple [20, 21, 96, 110]. La simulation du champ acoustique a été réalisée pour le transducteur acoustique considéré comme un piston rigide dans un baffle de rayon $a = 4.95$ mm, et exécutant des oscillations harmoniques à la fréquence $f_{ac} = 40$ kHz. La relation théorique décrivant le champ acoustique est donnée par l'équation (3.28) [108],

$$p_{ac} \propto \frac{\exp(ik_{ac}r)}{r} \frac{J_1(k_{ac}a \sin(\theta))}{k_{ac}a \sin(\theta)}, \quad (3.28)$$

avec $k_{ac} = 2\pi/\lambda_{ac}$ le vecteur d'onde acoustique, $r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$, (x_0, y_0, z_0) les coordonnées du centre de l'émetteur acoustique et θ l'angle de la direction de propagation (voir la figure 3.7(a)-(b)). Ici, la direction principale de propagation de l'onde acoustique est orientée le long de z . La simulation considère la longueur d'intégration à $L = 61,4$ mm et le volume de mesure localisé à $z_0 = 90$ mm de l'émetteur. La largeur du faisceau laser est de 12,7 mm. La figure 3.7 résume le principe et les résultats de la simulation. Sur la figure 3.7(a), le schéma de l'émetteur acoustique et de l'amplitude du champ acoustique est représenté. Le faisceau laser, représenté par une ligne rouge traversant le champ acoustique, est également représenté. La longueur du chemin optique est considérée comme étant la longueur de l'image, soit près de 61,4 mm. Dans la figure 3.7(b) est représenté le même schéma avec la phase acoustique tracée. Des sauts de phase peuvent être observés et la distance séparant les sauts de phase correspond à la longueur d'onde acoustique ($\lambda_{ac} = 8,5$ mm). La figure 3.7(c) montre le profil de l'amplitude

le long de la direction z et la figure 3.7(d) celui de la phase. La figure 3.7(e) montre le profil de l'amplitude du champ acoustique intégré le long du faisceau laser, tandis que la figure 3.7(f) montre le profil de la phase mesurée avec intégration. Une comparaison avec les profils de phase est fournie (idéal : ligne rouge, intégré : ligne bleue).

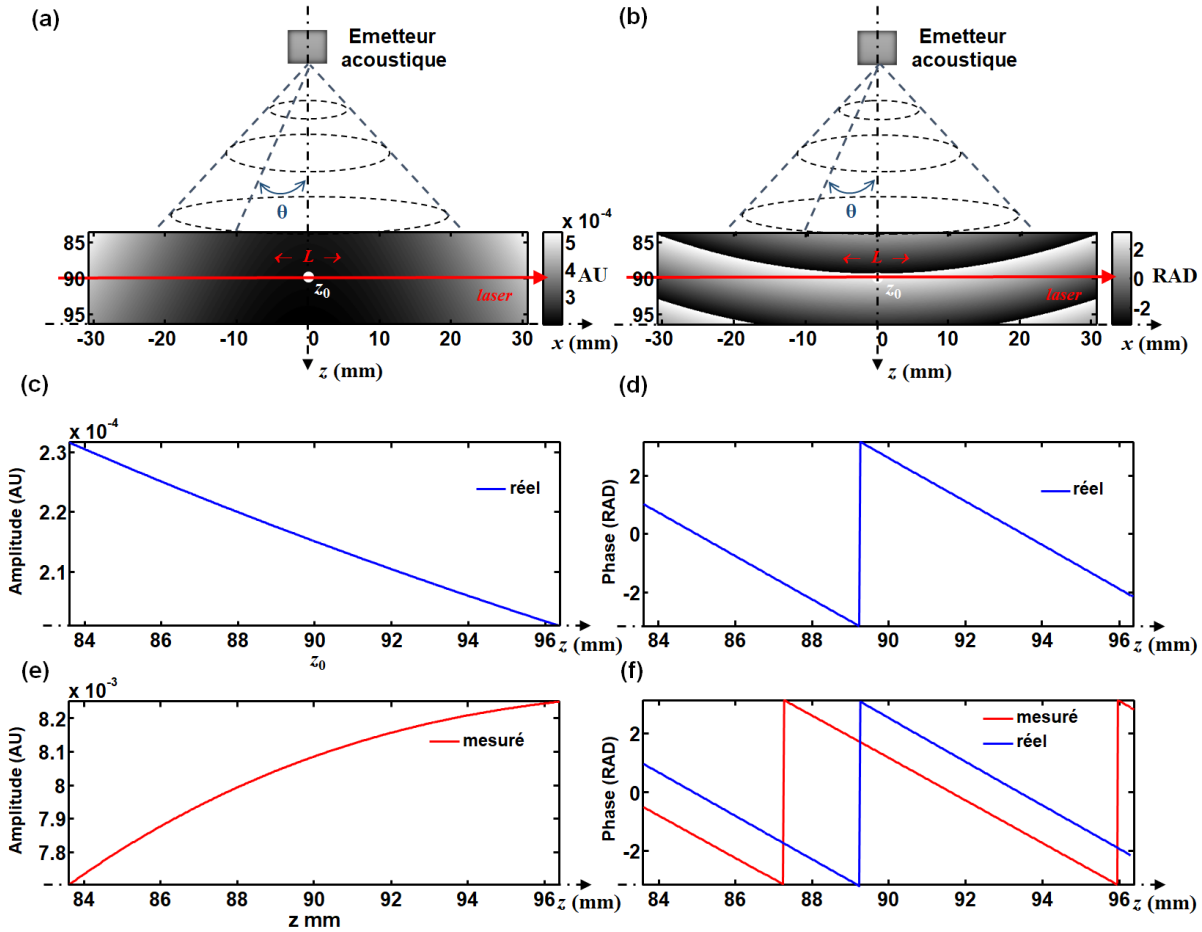


FIGURE 3.7 – Schémas de l'émetteur acoustique, (a) schéma de l'amplitude du champ acoustique, (b) schéma de la phase du champ acoustique, (c) profil d'amplitude selon la direction z , (d) profil de phase selon la direction z , (e) profil d'amplitude du champ acoustique intégré le long du faisceau laser, (f) profil de phase du champ acoustique intégré le long du faisceau laser (ligne rouge), comparaison avec le profil de phase réel (ligne bleue).

Cette simulation montre donc que la mesure de l'amplitude acoustique compte tenu de l'intégration le long du chemin optique présente un biais. Ce biais dépend de la structure du champ acoustique. Ainsi, la correction de ce biais pour extraire, à partir de la phase

optique, des mesures de pression acoustique requiert des connaissances à priori sur le champ acoustique.

Le biais sur la phase est un simple décalage de phase spatial qui ne modifie globalement pas la structure spatiale de la phase acoustique.

3.5 Résultats expérimentaux

3.5.1 Mesure du bruit de phase

3.5.1.1 Sources de bruit externe

Différentes sources de bruits externes peuvent potentiellement perturber les mesures expérimentales du champ acoustique. On peut citer :

1. Equipements présents dans la pièce tels que : ventilateurs des lasers, ventilateur de la caméra, réfrigérateur, climatiseur,... ; la solution pour les supprimer consiste à couper les ventilateurs pendant la durée de l'acquisition de la séquence d'hologrammes ;
2. Sources d'excitations acoustiques d'autres phénomènes pouvant coupler des oscillations à la table et aux composants optiques ; par exemple : pot vibrant, haut-parleur acoustiques ; dans ce cas des oscillations supplémentaires non désirées sont incluses dans les données de phase et leur traitement est délicat [110] ; la meilleure façon de traiter de telles perturbations est d'essayer au maximum de les amortir et, si cela n'est pas possible, on peut les mesurer afin de les prendre en compte dans le processus d'obtention des données acoustiques requises.

3.5.1.2 Limites expérimentales du bruit

Le bruit de phase peut être caractérisé par l'enregistrement d'une séquence temporelle d'hologrammes numériques R-G-B sans aucune onde acoustique dans le volume de mesure. On privilégie des acquisitions temporelles courtes. Les mesures sont effectuées lorsque tous les équipements électriques sont éteints (sauf les lasers et la caméra) mais leurs ventilateurs sont coupés. Afin de caractériser le niveau de bruit pour chaque longueur d'onde séparément, une séquence d'hologrammes monochromatiques d'une durée de 160 ms a été enregistrée à une fréquence de la caméra (Photron SA-X2) de 12500 Hz (temps d'exposition de 1 μs), soit près de 2000 hologrammes numériques. Ensuite, pour

chaque séquence R-G-B, les différences de phase sont calculées et les écarts types du bruit sont estimés. Une région de 15×15 pixels au centre des champs de vision a été sélectionnée pour produire $15 \times 15 = 225$ signaux temporels. La fonction de densité de probabilité de ces 225 signaux par canal R-G-B est estimée. La densité spectrale de puissance ($S_\lambda(\nu)$) de chaque signal est calculée en utilisant des transformées de Fourier rapides [111], puis elles sont moyennées pour donner ($\hat{S}_\lambda(\nu)$). L'écart type du bruit sur une largeur de bande spectrale a été calculé selon la formule suivante :

$$\sigma_n = \int_{f_1}^{f_2} \hat{S}_\lambda(\nu) d\nu. \quad (3.29)$$

La figure 3.8 résume les résultats obtenus pour les trois faisceaux. Les figures 3.8(a),(b) et (c) donnent les tracés de 225 signaux temporels selon les longueurs d'ondes R, G et B respectivement. Les graphiques montrent clairement que la fluctuation de phase est la plus faible sur le canal R, tandis qu'elle est plus importante pour le canal G, et supérieure à π rad pour le canal B. Les signaux R et B montrent que les fluctuations du bruit comprennent des parties déterministes tandis que le faisceau G semble être distribué de manière plus aléatoire. Ceci est confirmé lorsque l'on considère les figures 3.8(d),(e) et (f) qui montrent les fonctions de densité de probabilité estimées à partir des 225 signaux pour les faisceaux R-G-B respectivement. La fonction de densité de probabilité de G présente une forme gaussienne, alors que ce n'est pas le cas d'aucune des deux autres. La forte oscillation parasite observée dans le canal B est inexplicable à la date de rédaction du manuscrit. La figure 3.8(g),(h) et (i) montre les densités spectrales moyennes de puissance de l'ensemble des signaux, respectivement pour les canaux R-G-B. Comme le laissent supposer les signaux temporels, le spectre G est plus proche du bruit blanc que les deux autres. D'après ces observations, la quantité de bruit pur peut être estimée à partir de l'équation 3.18 et des densités spectrales moyennes de puissance. Pour les valeurs estimées de (m, α_s) et $(\Delta u_\lambda, \Delta v_\lambda)$ pour les hologrammes R-G-B, avec $N_{sat} = 16000$ électrons, $\sigma_{ro} = 27$ électrons, $nb = 12$ bits, l'écart type théorique du bruit a été calculé comme suit $\sigma_{\varphi,R} = 0,0027$ rad, $\sigma_{\varphi,G} = 0,088$ rad et $\sigma_{\varphi,B} = 0,011$ rad.

L'écart-type expérimental du bruit a été estimé avec l'équation 3.29 pour la largeur de bande correspondant quasiment à un bruit blanc, soit entre $f_1 = 4500$ Hz et $f_2 = 6000$ Hz. Ceci conduit à $\sigma_{\varphi,R-exp} = 0,0024$ rad, $\sigma_{\varphi,G-exp} = 0,094$ rad et $\sigma_{\varphi,B-exp} = 0,24$ rad.

Il s'ensuit que pour les faisceaux R et G, les estimations théoriques sont assez proches des valeurs expérimentales dans l'hypothèse du bruit blanc. Cependant, pour le faisceau B, la différence est élevée car l'hypothèse est rompue puisque la largeur de bande dans la

gamme [4500, 6000] Hz n'est pas aussi "plate" qu'espéré.

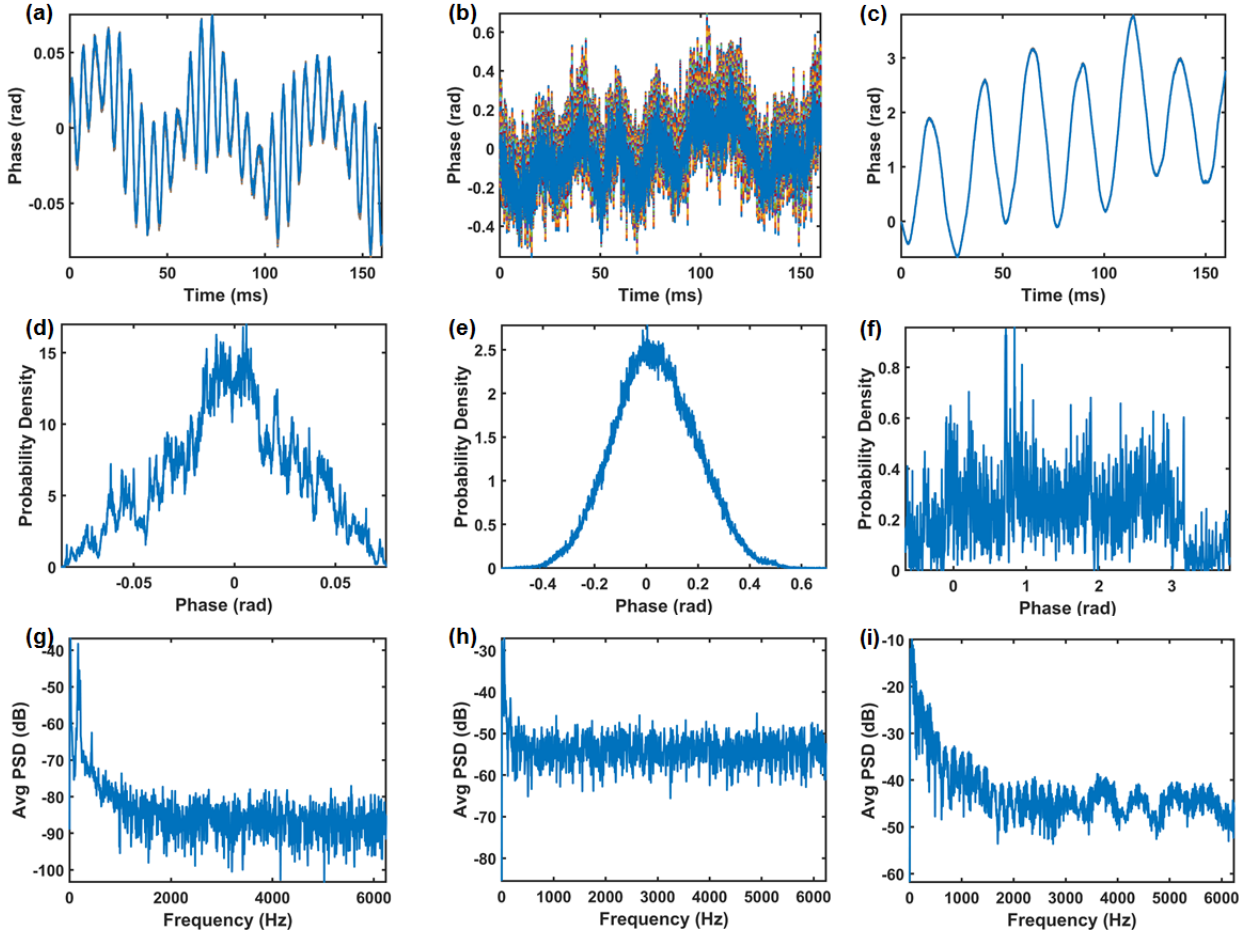


FIGURE 3.8 – (a)-(c) Tracés d'un ensemble de 225 signaux temporels respectivement pour les canaux rouge, vert et bleu, (d)-(f) fonction de densité de probabilité estimée à partir de l'ensemble des signaux pour R-G-B respectivement, (g)-(i) densité spectrale de puissance moyenne de l'ensemble des signaux pour les canaux R-G-B respectivement.

3.5.2 Visualisation multi-vues du champ acoustique

Le transducteur acoustique a été excité à 40 kHz et placé à différentes distances du volume de mesure, soit 0 mm, 90 mm, 100 mm et 200 mm. Pour la distance 0 mm, c'est-à-dire que le transducteur est au bord du volume de mesure, la pression acoustique a été mesurée avec le microphone à $\simeq 1050$ Pa. Des séquences temporelles d'hologrammes numériques R-G-B ont été enregistrées avec une fréquence caméra de 12,5 kHz et un temps d'exposition de $1 \mu\text{s}$. A cette fréquence caméra, des matrices de 1024×1024 pixels

sont enregistrées et $\alpha_s = 0,04$. Avec $f_{ac} = 40$ kHz, les conditions de Shannon pour l'échantillonnage temporel ne sont pas remplies, car la condition de base conduirait à une fréquence d'échantillonnage supérieure à 80 kHz. Cependant, à 80 kHz, la résolution spatiale serait considérablement réduite. Afin de conserver une bonne résolution spatiale avec 1024×1024 pixels, la fréquence de la caméra a été volontairement choisie inférieure à la fréquence acoustique. Cela nécessite d'ajuster les paramètres de l'algorithme *SonRetrieval*. En particulier, comme il y a aliasing avec une cadence de 12,5 kHz, la fréquence acoustique est observée à $f'_{ac} = 2500$ Hz dans la densité spectrale de puissance. En considérant la figure 3.8, la largeur de bande du bruit devient presque plate dans cette bande de fréquence, ce qui permet de mesurer la fréquence acoustique. En pratique pour *SonRetrieval*, il faut considérer une période d'échantillonnage virtuelle qui dépend du rapport entre la fréquence acoustique et la fréquence d'échantillonnage réelle, selon $T'_s = T_s - k_s \times T_{ac}$, avec $k_s = \text{floor}(f_{ac}/f_s)$ (*floor(...)* signifiant arrondi inférieur). On obtient ainsi la nouvelle fréquence d'échantillonnage virtuelle $f'_s = 1/T'_s$ qui est nécessaire pour l'algorithme *SonRetrieval*. Avec les paramètres expérimentaux, nous avons $k_s = 3$, $T'_s = 5 \times 10^{-6}$ s, $f'_s = 200$ kHz à utiliser dans la méthode de mesure de l'amplitude et de la phase acoustique.

Il découle de la section 3.4.2 que le taux de distorsion est estimé à 0,26 % pour $\alpha_s = 0,04$ et une amplitude de la phase variant de 0,01 rad à 0,04 rad. Il semble donc que pour cette gamme de valeurs de α_s et d'amplitude de phase mesurée, il n'y ait pas de nécessiter spécifique à compenser la distorsion due à l'effet d'intégration du temps d'exposition de la caméra.

Les figures 3.10(a),(c),(e), figures 3.11(a),(c),(e), figures 3.12(a),(c),(e) et figures 3.13(a),(c),(e) montrent l'amplitude acoustique mesurée respectivement pour les canaux rouge, vert et bleu pour l'excitation à $f_{ac} = 40$ kHz, le transducteur fournissant 1050 Pa au ras du volume de mesure. L'amplitude acoustique est exprimée en radians et non en unités de pression.

Si on considère l'équation (3.6), alors on peut estimer la longueur d'interaction du faisceau laser dans le champ acoustique, soit,

$$L = \frac{2\lambda}{3\hat{r}} \frac{c_0^2}{p_{ac}} \frac{\varphi_{ac}}{2\pi}. \quad (3.30)$$

Avec le canal R, on peut considérer pour la valeur mesurée au ras du transducteur $\varphi_{ac} \simeq 0,010$ rad (voir figure 3.10(a)). Avec les paramètres physiques, la valeur estimée de la

longueur d'interaction est $L \simeq 4,27$ mm. D'après la figure 3.10(a), on peut estimer que le champ acoustique semble s'étendre sur une largeur bien plus grande que L , à près de $\simeq 4-5$ mm. Ainsi, ce résultat obtenu par la méthode holographique semble ne pas être en accord avec la mesure par microphone dans le champ acoustique. Avec la figure 3.12(a), on peut estimer que $\varphi_{ac} \simeq 0,0040$ rad. Avec le microphone au centre du champ à la distance 100 mm, on mesure $P_{ac} = 126$ Pa, et on peut alors estimer $L \simeq 1,07$ mm. Nous constatons que la distance d'interaction estimée augmente, ce qui est attendu puisque le transducteur produit une onde divergente. Cependant, compte tenu de la forte divergence du faisceau acoustique, cette valeur n'est probablement pas correcte, comme pour la distance 0 mm. Ce résultat pour la distance 100 mm semble donc la conséquence de l'intégration de l'onde divergente sur le chemin optique.

En effet, les équations (3.6),(3.30) découlent d'une analyse en "onde plane" du champ acoustique. Or, le transducteur n'émet pas une onde plane car il est fortement divergent. De plus, la simulation de la section 3.4.2 a montré que plus on s'éloigne de la source plus l'amplitude intégrée s'écarte de l'amplitude vraie. Ainsi, la question de la conversion de la mesure de phase en pression acoustique reste ouverte dans le cas d'un champ acoustique non plan. Le problème de la mesure quantitative du champ acoustique par holographie reste donc à étudier.

Dans les figures 3.10-3.11-3.12-3.13, on observe clairement des franges sombres et claires qui démontrent l'existence de l'onde acoustique dans le champ libre. L'onde acoustique est sphérique lorsque le transducteur est proche du volume de mesure (Fig. 3.10). Ensuite, elle tend vers une onde plane loin de l'émetteur comme on peut le voir sur la figure 3.11, la figure 3.12 et la figure 3.13, où les franges numériques apparaissent de moins en moins courbes. Notons que la qualité de l'image le long des canaux G et B est inférieure à celle du canal R, ce qui est en étroite corrélation avec la figure 3.8 qui montre les niveaux de bruit. La raison de ces différences n'est pas établie. Toutefois, une des raisons peut être due à la sensibilité de la caméra qui est différente selon les trois longueurs d'ondes, comme donné sur la figure 3.9. On observe que la sensibilité dans le rouge est $2\times$ supérieure à celle du bleu et $1,2\times$ celle du vert. On comprend alors que la puissance du faisceau laser rouge est suffisante compte tenu des résultats obtenus à cette longueur d'onde, mais que pour les deux autres lasers, il semble qu'il faudrait augmenter la puissance pour espérer obtenir des résultats de la même qualité que le rouge.

Les valeurs maximales des amplitudes acoustiques mesurées pour les canaux R, G et B aux différentes distances du volume de mesure (0 mm, 90 mm, 100 mm et 200 mm)

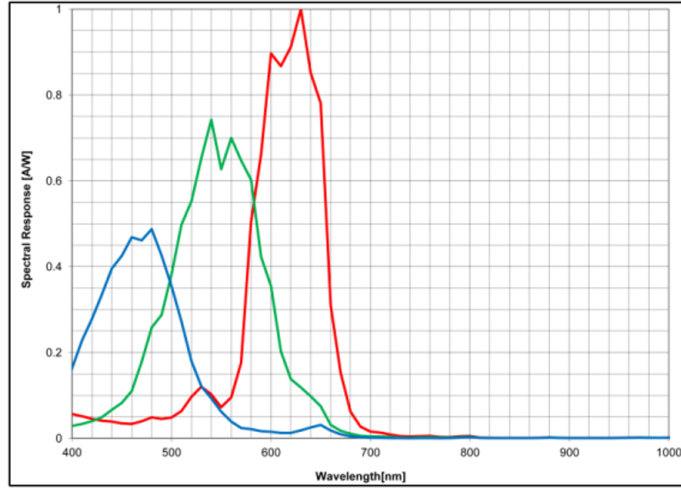


FIGURE 3.9 – Réponses spectrales relatives de la caméra Photron SA-X2.

TABLE 3.3 – Valeurs maximales des amplitudes mesurées pour les canaux R, G et B

Distance (mm)	0	90	100	200
R	0,01 rad	0,003 rad	0,0034 rad	0,0031 rad
G	0,0156 rad	0,011 rad	0,0106 rad	0,0094 rad
B	0,019 rad	0,0127 rad	0,0116 rad	0,0334 rad

sont présentées dans le tableau 3.3. Ce tableau amène à quelques commentaires. Les amplitudes mesurées sur les canaux suivent une tendance globalement similaire. En effet, les amplitudes mesurées décroissent avec la distance ce qui est attendu pour une onde sphérique, sauf pour le canal B à distance 200 mm, il est probable que la mesure soit fortement influencée par le bruit car elle devrait être inférieure aux mesures aux autres distances, ce qui n'est pas le cas. Les mesures sur le canal G suivent une tendance cohérente bien que les cartes des figures 3.10-3.11-3.12-3.13 apparaissent les plus bruitées de toutes les mesures.

Afin d'étudier la contribution du bruit à la fréquence acoustique $f_{ac} = 40$ kHz, l'algorithme *SonRetrieval* a été appliqué à la séquence de bruit de la section 3.5.1. La figure 3.14 montre l'amplitude et la phase de la contribution du bruit à 40 kHz pour les trois canaux R-G-B. Les écarts types le long de chaque carte d'amplitude du bruit ont été estimés à $\sigma_R = 8,23 \times 10^{-6}$ rad, $\sigma_G = 4,63 \times 10^{-4}$ rad, et $\sigma_B = 4,7 \times 10^{-5}$ rad. Comme mentionné précédemment, le canal rouge fournit la plus faible contribution de bruit à la mesure acoustique.

Sur les figures 3.10-3.13, des sauts de phase sont observés dans la carte de phase du champ acoustique. Ils indiquent que chaque saut de phase correspond à un changement de signe de l'oscillation acoustique, en étroite relation avec la longueur d'onde acoustique, comme le montre la figure 3.15(a). La figure 3.15(b) représente le profil de la phase acoustique le long de la direction horizontale dans la mesure du canal R. A partir de la figure, la longueur d'onde acoustique est estimée à $\lambda_{ac-exp} \simeq 8,86$ mm et elle est proche de la valeur théorique $\lambda_{ac} = 8,5$ mm. Les deux longueurs d'onde sont donc en bon accord, ce qui confirme que le champ acoustique est bien mesuré par le système d'imagerie holographique multi-vues.

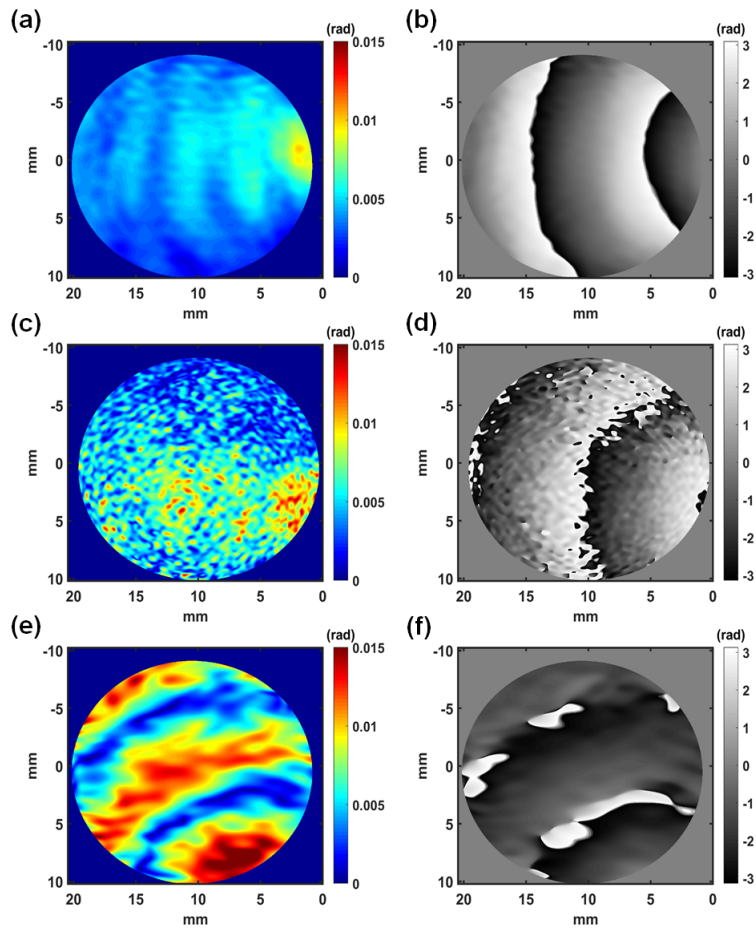


FIGURE 3.10 – Amplitude et phase du champ acoustique à 0 mm, (a)-(b) selon la vue R, (c)-(d) selon la vue G, (e)-(f) selon la vue B.

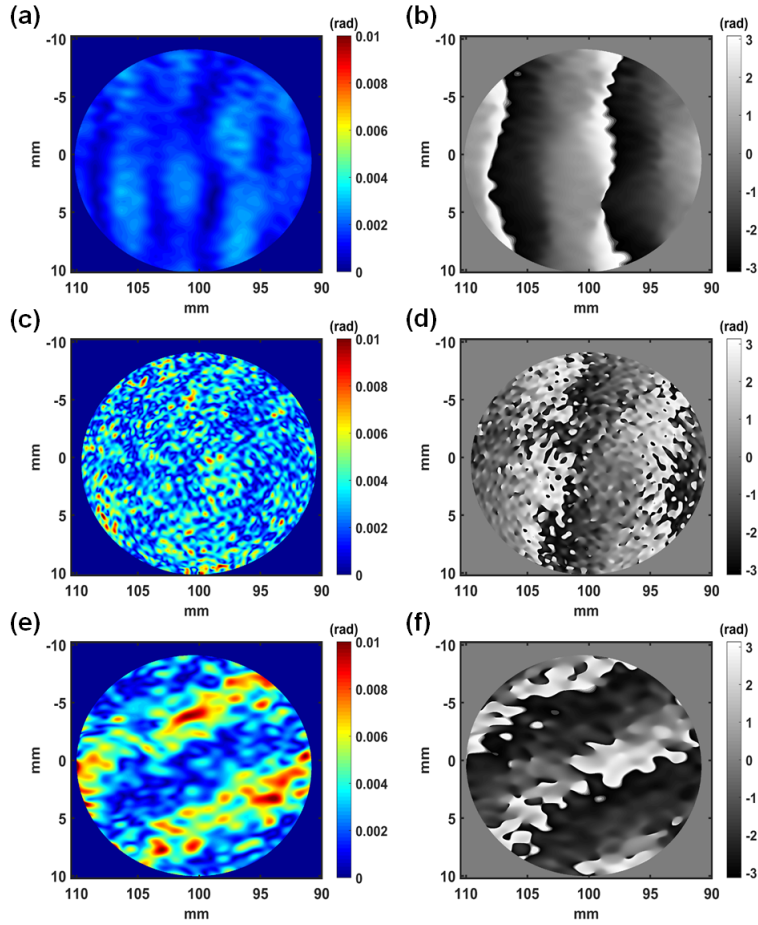


FIGURE 3.11 – Amplitude et phase du champ acoustique à 90 mm, (a)-(b) selon la vue R, (c)-(d) selon la vue G, (e)-(f) selon la vue B.

3.6 Reconstruction tomographique du champ acoustique

3.6.1 Méthode

Avec la méthode décrite au Chapitre 2, nous avons vu qu'il est possible de reconstruire une image fidèle de l'objet observé dans les trois vues. On peut remarquer que la qualité des images de la bille dans les trois vues R-G-B est tout à fait satisfaisante. En effet, les conditions d'enregistrement sont simples : objet statique "tout-ou-rien" et un hologramme par vue. Pour les mesures R-G-B des trois vues du champ acoustique la qualité des résultats dans les canaux B et G n'est pas suffisante pour espérer obtenir une reconstruction tomographique du champ acoustique à partir des 3 vues. Dans

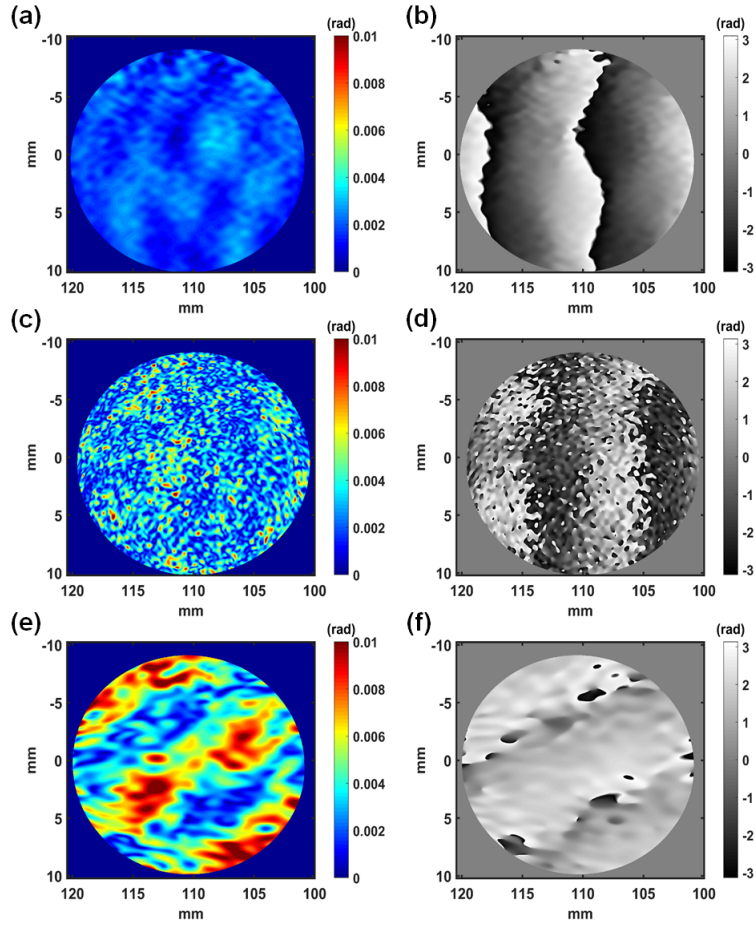


FIGURE 3.12 – Amplitude et phase du champ acoustique à 100 mm, (a)-(b) selon la vue R, (c)-(d) selon la vue G, (e)-(f) selon la vue B.

le but de fournir une reconstruction tomographique du champ acoustique, nous avons choisi d'opérer un enregistrement séquentiel de plusieurs vues en effectuant une rotation du transducteur autour de son axe d'émission. On effectue 37 rotations de 0 à 180 degrés, soit des pas équiangulaires de 5 degrés. Seul le canal R est considéré puisque c'est celui qui peut potentiellement donner un résultat significatif. Le transducteur est excité à $f_{ac} = 40$ kHz dans les mêmes conditions que précédemment. Pour chaque angle, une séquence de 1000 hologrammes est enregistrée. La caméra est déclenchée sur un passage par 0 du signal d'excitation du transducteur. Ainsi, les séquences d'hologrammes sont toutesphasées identiquement par rapport au signal acoustique.

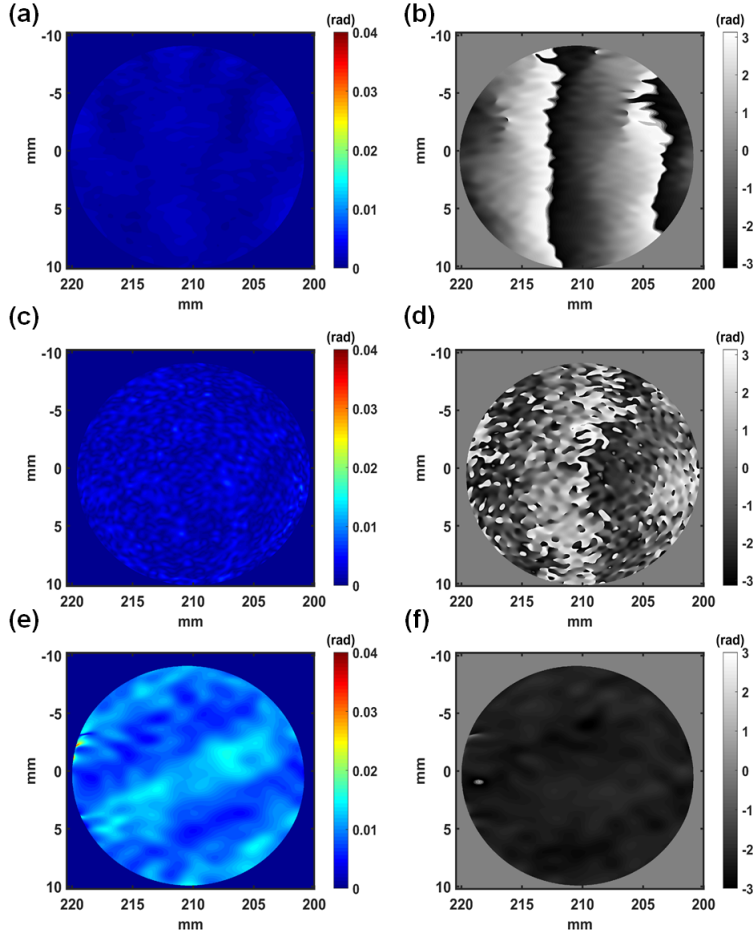


FIGURE 3.13 – Amplitude et phase du champ acoustique à 200 mm, (a)-(b) selon la vue R, (c)-(d) selon la vue G, (e)-(f) selon la vue B.

3.6.2 Filtrage des données

Afin d'éviter de générer de artéfacts dans les images 3D obtenues apres transformée inverse de Radon, les données sont préalablement filtrées en appliquant l'algorithme de filtrage de 2D Windowed Fourier Transform Filter (WFT2F) [112, 113]. Cet algorithme est basé sur la transformée de Fourier fenêtrée fonctionnant par application d'un seuil dans le domaine de Fourier. Il s'avère efficace sur des mesures holographiques [114, 115]. Cet algorithme réduit le bruit de mesure dans le domaine fréquentiel en imposant un palier permettant le filtrage. Il utilise une transformée de Fourier fenêtrée (WFT) d'un signal en deux dimensions $w(x, y)$:

$$W_w(x_i, y_i, u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} w(x, y) f_g(x - x_i, y - y_i) \exp(-j2\pi(ux + vy)) dx dy \quad (3.31)$$

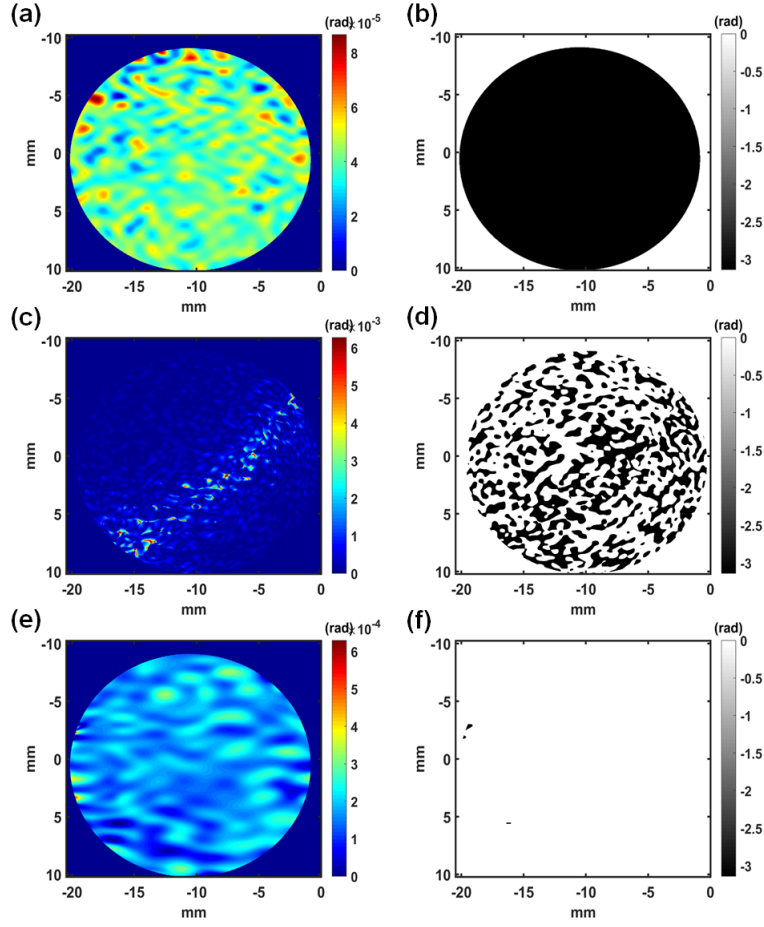


FIGURE 3.14 – Amplitude et phase du bruit à $f_{ac} = 40$ kHz, (a)-(b) selon la vue R, (c)-(d) selon la vue G, (e)-(f) selon la vue B.

La fonction de pondération spatiale est définie par :

$$f_g(x, y) = g(x - x_i, y - y_i) \exp(j2\pi(ux + uy)), \quad (3.32)$$

avec $g(x, y)$ la fenêtre gaussienne normalisée définie par :

$$g(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi\sigma_x\sigma_y}} \exp\left(-\left(\frac{x^2}{2\sigma_x} + \frac{y^2}{2\sigma_y}\right)\right), \quad (3.33)$$

et σ_x, σ_y les dimensions de la fenêtre glissante. Ensuite, un seuillage T est imposé sur les composantes spectrales,

$$\tilde{W} = \begin{cases} W_w & \text{si } |W_w| \geq T \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.34)$$

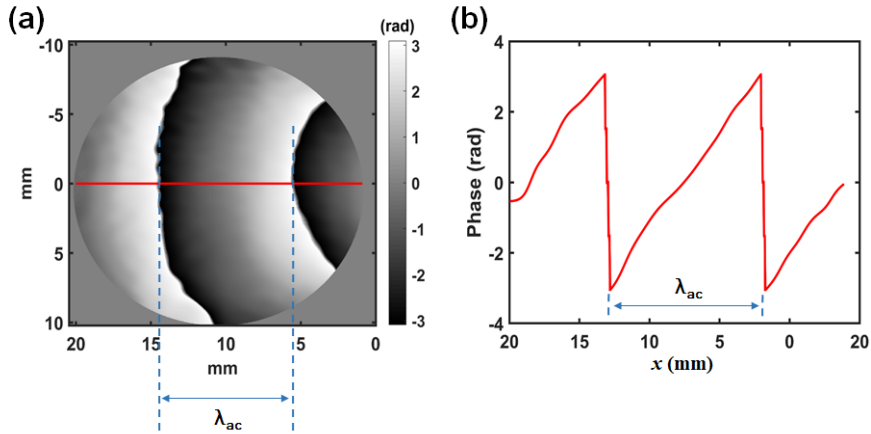


FIGURE 3.15 – Longueur d’onde acoustique mesurée le long de la vue R, (a) Schéma de la phase du champ acoustique à la distance 0 mm, (b) Profil de phase du champ acoustique le long de la direction x pour la fréquence d’excitation $f_{ac} = 40$ kHz.

Le seuillage permet de conserver les informations harmoniques tout en éliminant le bruit résiduel. La transformée de Fourier inverse est réalisée et fournit une image complexe de laquelle on extrait la phase et l’amplitude.

Un exemple de résultat sur le filtrage de la phase acoustique est présenté dans la figure 3.16. Les six figures montrent la phase avant et après filtrage par l’algorithme WFT2F respectivement pour la première projection à 0 degré et à 0 mm selon les trois vues R, G et B. Tenant compte de la qualité du canal R qui est meilleure que celle des canaux G et B, le faible bruit qui était présent dans cette carte a été filtré. La partie avec le zoom montre bien ce débruitage fin ce qui confirme que l’algorithme est efficace sur des mesures holographique comme décrit dans [114, 115].

3.6.3 Résultats expérimentaux

Les cartes d’amplitude et de phase du champ sont montrées sur les figures 3.17, 3.18 et 3.19 avec traitement par l’algorithme *SonRetrieval*. Pour la reconstruction 3D, de façon similaire au Chapitre 2, on calcule la transformée de Radon inverse sur les partie réelle et imaginaire du champ acoustique. C’est à dire, d’une part avec l’amplitude acoustique et le cosinus de la phase, et d’autre part avec l’amplitude acoustique et le sinus de la phase. On obtient ainsi deux images 3D de la partie réelle et imaginaire du champ.

Pour la représentation des images 3D, nous montrons dans un premier temps de re-

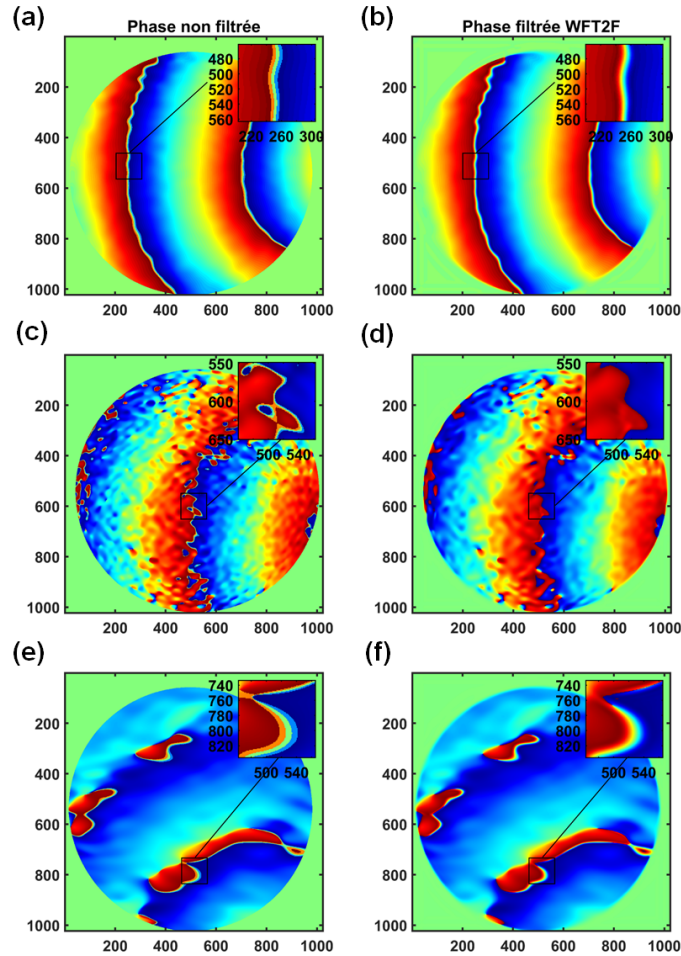


FIGURE 3.16 – Phase du champ acoustique non filtrée et filtrée par l’algorithme WFT2F à 0 mm pour l’angle 0° , (a)-(b) selon la vue R, (c)-(d) selon la vue G, (e)-(f) selon la vue B.

présenter l’image sous la forme de deux sections verticales orthogonales. La figure 3.20 fournit la représentation 3D du champ acoustique reconstruit selon la vue R pour deux sections verticales orthogonales, en (a) la partie réelle, et en (b) la partie imaginaire.

Dans un second temps, la représentation par rendu de volume (Volume Rendering-VR) permet de fournir une autre vue 3D des parties réelles et imaginaires. Les méthodes VR de MATLAB sont un ensemble de techniques disponibles pour afficher sur une projection 2D un ensemble de données 3D. Le VR permet d’extraire des isosurfaces (zones de valeurs égales) dans le volume et de les représenter sous forme de polygones dans un graphique à 3 axes. La figure 3.21 montre une visualisation explicite de la propagation acoustique

dans le champ libre à une distance 0 mm du transducteur en affichant sa partie réelle (a) et sa partie imaginaire (b).

3.7 Conclusion

Le Chapitre 3 a présenté la preuve de concept d'un enregistrement simultané de plusieurs vues pour l'imagerie de champs acoustiques dans le champ libre, c'est à dire non confinés à un guide d'onde. Le principe est basé sur l'holographie hors axe et le multiplexage spatial d'hologrammes à plusieurs longueurs d'onde. Les trois longueurs d'onde provenant des trois lasers sont utilisées pour éclairer, à des angles d'incidence différents, le volume dans lequel est excité un champ acoustique. Les faisceaux de référence des lasers sont combinés en un seul faisceau de trois couleurs et les fréquences spatiales des ondes de référence sont ajustées afin de permettre le multiplexage spatial des hologrammes numériques avec le capteur monochromatique. Après démultiplexage et le traitement de la séquence temporelle d'hologrammes numériques tri-couleur, l'amplitude et la phase du champ acoustique selon les trois vues sont obtenues. La distorsion de l'amplitude acoustique par l'effet de temps d'intégration du capteur qui ne peut pas être infiniment petit est étudiée à l'aide d'une modélisation théorique. Les simulations permettent de valider la modélisation et le taux de distorsion peut être estimé en fonction des résultats expérimentaux. Il s'ensuit que la distorsion peut être compensée en cas de temps d'exposition "long", à posteriori des mesures. Dans le cas de nos résultats expérimentaux, même avec une pression acoustique au ras du transducteur de 1050 Pa, la distorsion est négligeable car le temps d'exposition est de 1 μ s.

Les premiers résultats expérimentaux sont présentés pour le cas du champ acoustique émis par un transducteur à ultrasons émettant à une fréquence de 40 kHz. La tomographie par les trois couleurs n'ayant pas été réalisable, nous présentons des résultats avec plusieurs vues acquises séquentiellement par rotation du transducteur autour de son axe d'émission et avec synchronisation de la caméra. Les reconstructions avec 37 vues sont présentées avec la partie réelle et la partie imaginaire du champ acoustique. Puisque le transducteur émet une onde sphérique, l'amplitude intégrée le long du faisceau laser dévie de l'amplitude réelle. Ainsi, la question de la conversion des données holographiques en pression acoustique reste ouverte pour les ondes acoustiques en champ libre. Ceci indique une voie à des travaux futurs qui ouvriraient sur la tomographie holographique quantitative des champs acoustiques hors guide d'onde.

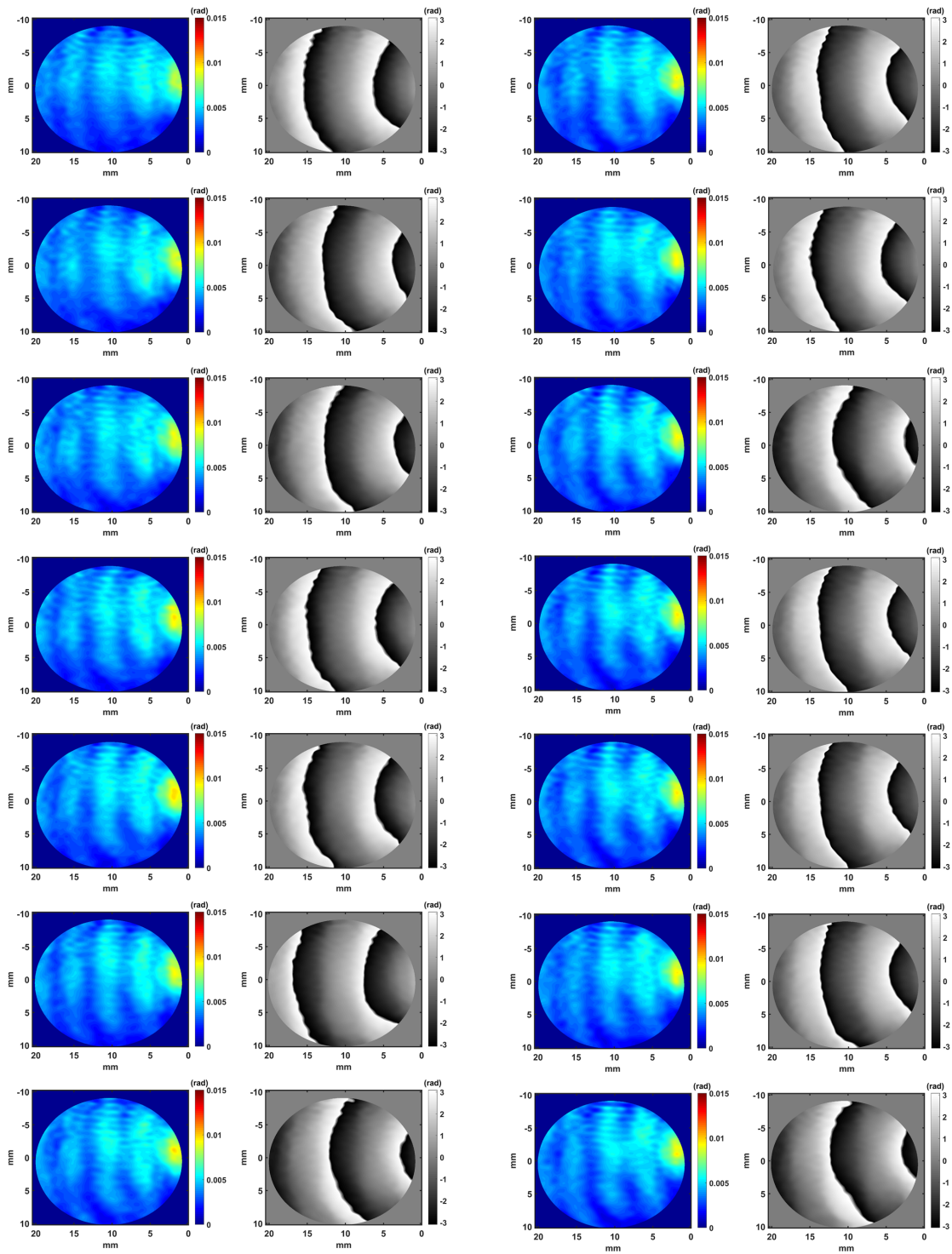


FIGURE 3.17 – Amplitude et phase du champ acoustique à 0 mm selon la vue R, 14 projections de 0° à 65° avec un incrément de 5° .

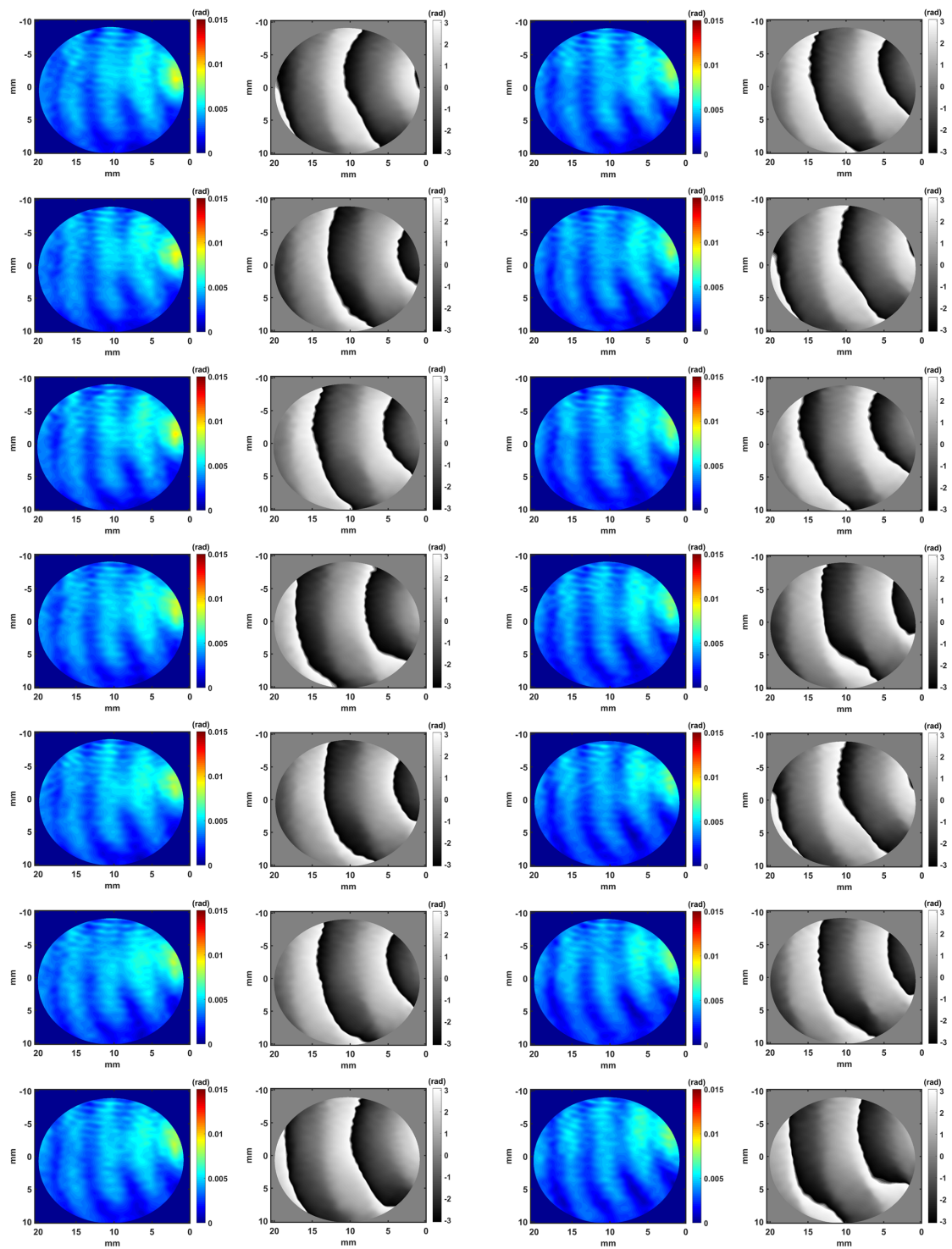


FIGURE 3.18 – Amplitude et phase du champ acoustique à 0 mm selon la vue R, 14 projections de 70° à 135° avec un incrément de 5°.

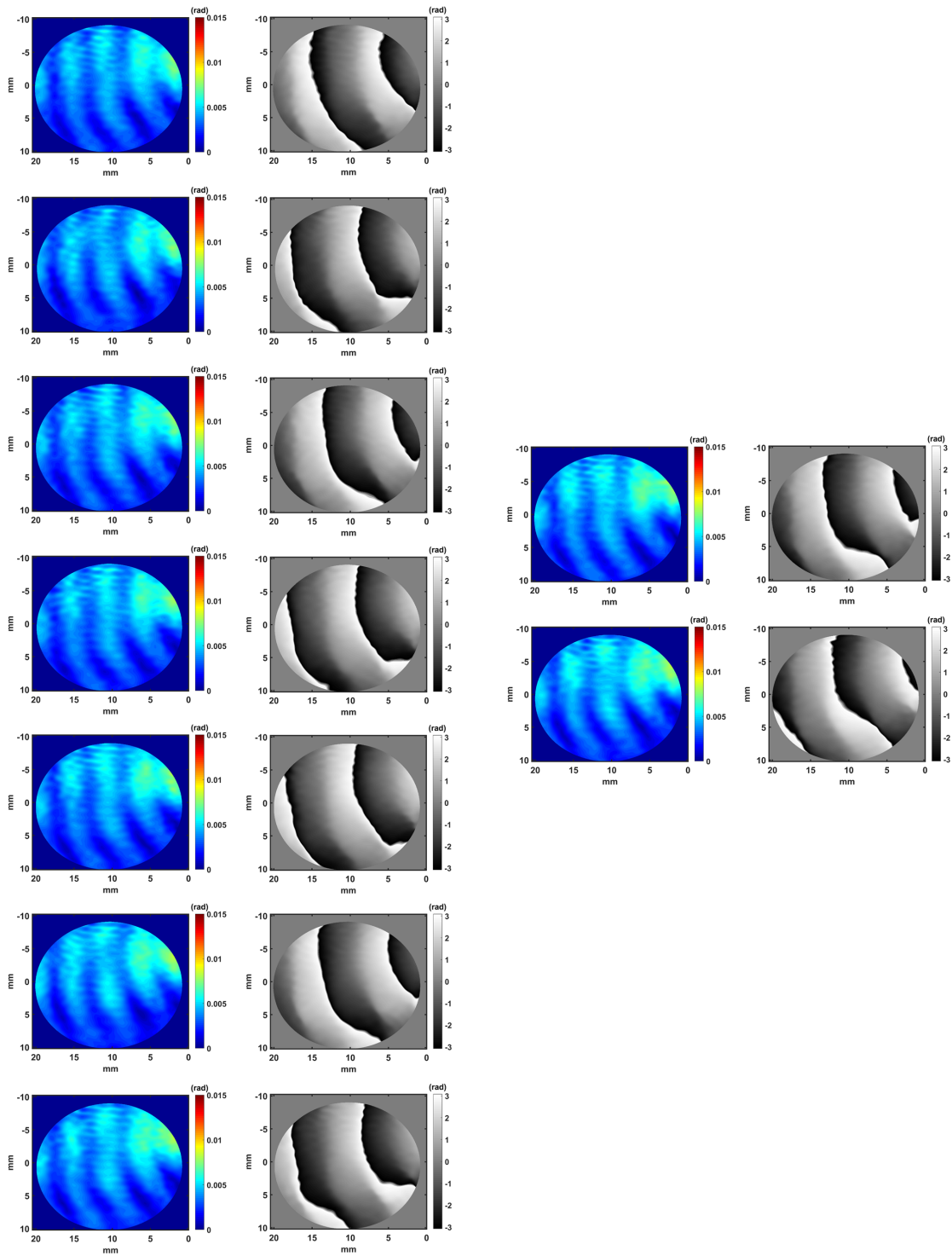


FIGURE 3.19 – Amplitude et phase du champ acoustique à 0 mm selon la vue R, 9 projections de 140° à 180° avec un incrément de 5° .

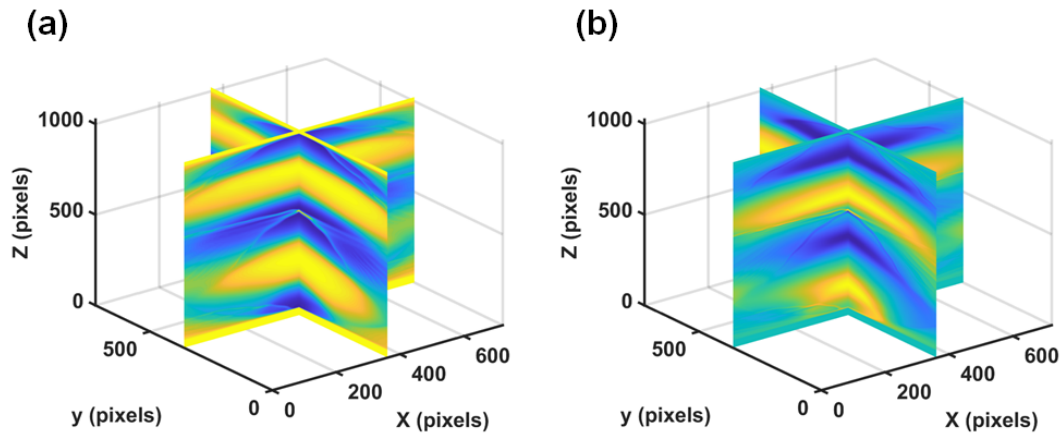


FIGURE 3.20 – Représentation 3D du champ acoustique reconstruit selon la vue R pour deux sections verticales orthogonales, (a) partie réelle, (b) partie imaginaire.

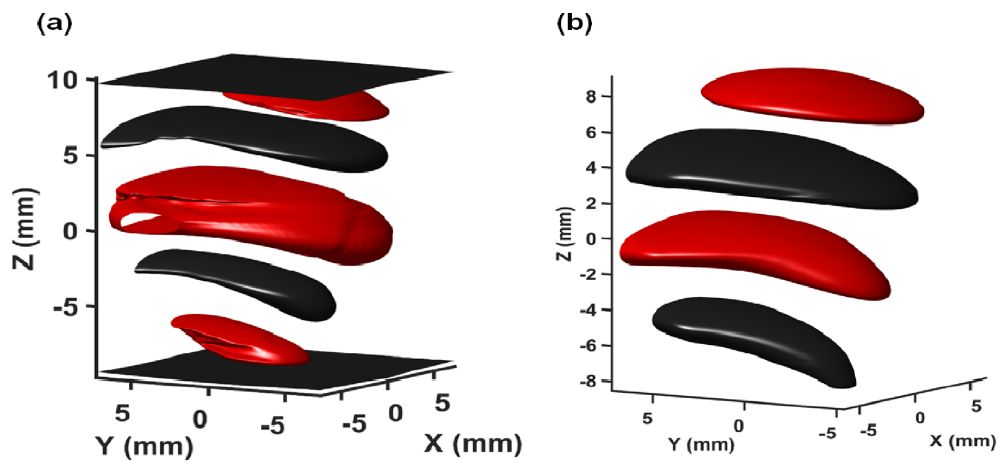


FIGURE 3.21 – Visualisation 3D du champ acoustique reconstruit selon la vue R, (a) partie réelle, (b) partie imaginaire.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Conclusion

La caractérisation fine de champs acoustiques nécessite de développer de nouvelles approches pour fournir un aperçu qualitatif et quantitatif des champs acoustiques d'intérêt. Ce manuscrit de thèse a présenté les travaux sur les potentialités de l'holographie numérique couleur pour fournir des études qualitatives de champs acoustiques.

Au cours du Chapitre 1, nous avons introduit les méthodes d'holographie numérique et présenté les différentes architectures d'enregistrement d'hologrammes. Le codage d'un hologramme couleur a été brièvement discuté.

Dans le Chapitre 2, nous avons décrit un système de tomographie holographique numérique multi-vues développé pour mesurer en plein-champ et simultanément un objet placé dans le volume de mesure composé de l'intersection de trois faisceaux lasers rouge, vert et bleu. La méthode développée nous a permis d'enregistrer les informations 3D avec trois vues et trois longueurs d'onde sur un seul capteur monochromatique. Le principe retenu est le multiplexage spatio-chromatique des hologrammes numériques. Lors de la reconstruction numérique des trois vues, il est nécessaire de prendre en compte les résidus d'aberration chromatique dus aux composants optiques (objectifs de microscope essentiellement). Nous avons proposé une méthode de reconstruction basée sur l'algorithme de convolution à grandissement variable. Pour ajuster les paramètres expérimentaux de l'algorithme, les premières mesures ont été appliquées sur un objet modèle constitué par une bille parfaitement sphérique de diamètre connu. Le traitement numérique nous a permis d'obtenir trois vues de dimensions identiques. Une calibration des trois vues est ensuite appliquée pour obtenir le même centre objet pour chaque vue. Ensuite, la reconstruction tomographique est appliquée avec la transformée inverse de Radon et a permis d'obtenir une image 3D relativement fidèle à l'objet réel.

Au cours du Chapitre 3, nous avons présenté une application de l'approche retenue pour l'imagerie 3D à la visualisation de champs acoustiques en champ libre, donc non

confinés à un guide d'onde. Le traitement de la séquence temporelle d'hologrammes numériques tri-couleur permet de reconstruire l'amplitude et la phase du champ acoustique selon les trois vues. La distorsion due au temps d'exposition et le biais dû à la propagation du faisceau laser dans le champ acoustique ont été étudiés. Nous avons présenté une modélisation théorique sur la distorsion de l'amplitude acoustique par l'effet de temps d'intégration du capteur. Des simulations ont permis de valider la modélisation. Le taux de distorsion pour nos résultats expérimentaux a été estimé à 0,26%. Dans les cas où ce taux serait très supérieur, il pourrait être envisagé une compensation à posteriori.

Les premiers résultats expérimentaux sont présentés pour le cas du champ acoustique émis par un transducteur à ultrasons émettant à une fréquence de 40 kHz. Puisque le transducteur émet une onde sphérique, l'amplitude intégrée le long du faisceau laser dévie de l'amplitude réelle et dans le cadre de nos expériences, il n'a pas été possible d'obtenir des données quantitatives sur le champ acoustique. Ainsi, la question de la conversion des données holographiques en pression acoustique reste ouverte pour les ondes acoustiques en champ libre.

Perspectives

L'objectif initial de la thèse était de fournir une image tomographique quantitative d'un champ acoustique. Les perspectives à ce travail sont d'aboutir à cet objectif. Pour cela, nous pensons que certains points doivent être approfondis ou mieux contrôlés.

Le premier point concerne l'interaction acousto-optique sur le chemin d'intégration du laser. La simulation du Chapitre 3 a montré que la structure du champ acoustique est cruciale pour espérer convertir la phase optique en valeur de pression acoustique. Ainsi, il serait préférable de tenter la reconstruction tomographique avec une source acoustique parfaitement contrôlée dont la directivité serait ajustable afin de connaître à priori la longueur d'interaction. Par exemple, l'ingénierie de la source acoustique pourrait être basée sur l'utilisation d'un pavillon exponentiel. Sous certaines conditions liées à la dimension du pavillon (voir figure 3.22), nous pourrions obtenir une onde acoustique plus ou moins divergente avec un certain confinement. Une simulation réaliste de la source permettrait de calculer l'intégration sur le chemin laser lorsqu'on s'éloigne de la source. La mise en oeuvre expérimentale au plus près du design de la source permettrait probablement de corréler les mesures optiques aux valeurs de la pression acoustique.

Le second point concerne le dispositif holographique. Pour que l'imagerie tomogra-

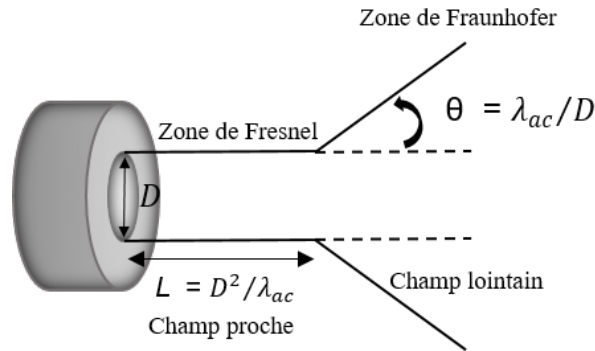


FIGURE 3.22 – Contrôle de la divergence de l'onde acoustique.

phique R-G-B soit opérationnelle, nous avons vu que la qualité des données extraites des hologrammes doit être revue. En particulier, les mesures G et B ne sont pas directement exploitables. Un travail sur le système holographique doit donc être engagé afin de tendre vers des mesures R-G-B de qualité similaire et adaptées à la tomographie. Une piste serait de revoir les trajets optiques G et B qui sont probablement trop sensibles aux perturbations d'environnement.

Toutefois, notons que selon la complexité du champ acoustique, une imagerie tomographique basée sur 3 vues pourrait s'avérer insuffisante. Une piste consisterait alors à développer une architecture de réseaux de neurones ("deep learning") qui permettrait de déterminer l'image tomographique à partir de trois vues uniquement. L'apprentissage du réseau pourrait être basée sur des simulations réalistes incluant la physique des ondes acoustiques et les sources de bruit du système holographique. La validation expérimentale pourrait être menée de manière similaire aux résultats de tomographie du Chapitre 3, en enregistrant des séquences d'hologrammes selon plusieurs vues avec rotation de la source acoustique. Un des aspects de l'imagerie tomographique est la méthode de reconstruction du volume à partir de projections. Dans ce manuscrit nous avons choisi de suivre une approche par la transformée de Radon inverse. Il semble que les résultats du Chapitre 3 soient encourageants. Toutefois, il existe une autre approche de reconstruction en suivant une méthode d'optimisation avec régularisation de Tikhonov [46, 116] qui a été développée pour l'imagerie 3D BOS (Back Oriented Schlieren) en mécanique des fluides et appliquée avec succès en holographie. Cette méthode pourrait être adaptée et appliquée aux mesures en amplitude et phase extraites des séquences d'hologrammes numériques et comparée à la méthode de transformée inverse de Radon. Notons que les temps de reconstruction pour

les séquences d'hologrammes et images 3D sont plutôt longs (quelques heures) et qu'il est souhaitable d'étudier des approches de calcul rapide avec GPU.

Le troisième et dernier point concerne le volet applicatif qui découlerait du succès de la méthode de tomographie holographique. L'algorithme *SonRetrieval* a été dimensionné pour extraire l'amplitude et la phase à une seule fréquence dans la séquence temporelle de variation de phase optique. Pour le cas des sources multi-fréquences, il serait d'un grand intérêt de généraliser la méthode. D'autre part, on pourrait appliquer la méthode à l'étude de la propagation acoustique dans les deux zones de Fresnel (champ proche) et de Fraunhofer (champ lointain) (voir figure 3.22). Il serait possible de visualiser les champs acoustiques produits par plusieurs sources acoustiques multi-fréquences. Le cas des bulles sonores créées par des antennes paramétriques de haut-parleurs serait un excellent candidat pour appliquer la méthode de tomographie à la caractérisation du son 3D.

PRODUCTION SCIENTIFIQUE

Cette annexe répertorie la production scientifique de la thèse.

3.8 Publication dans des revues internationales à comité de lecture

- S. Hassad, K. Ferria, L. Bouamama, and P. Picart, Multi-View Acoustic Field Imaging With Digital Color Holography, *Frontiers Photonics* Vol. 3, 929031 (2022).

3.9 Conférences internationales avec actes

- S. Hassad, K. Ferria, L. Bouamama, P. Picart, "Tomography imaging based on three-color digital holography," *Proc. SPIE 11782, Optical Measurement Systems for Industrial Inspection XII*, 1178203 (20 June 2021).
- S. Hassad, K. Ferria, L. Bouamama, and P. Picart, "Color-multi-view holographic tomography with a single monochromatic sensor," in *OSA Imaging and Applied Optics Congress 2021, OSA Technical Digest (Optica Publishing Group, 2021)*, paper DM6E.3.
- S. Hassad, K. Ferria, L. Bouamama, and P. Picart, "Multi-view imaging of acoustic fields based on digital holography," in *Digital Holography and 3-D Imaging 2022*, D. Chu, J. Park, C. Cheng, and P. Ferraro, eds., *Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2022)*, paper M2A.7.
- S. Hassad, K. Ferria, L. Bouamama, and P. Picart, "Investigation of distortion and bias in holographic imaging of acoustic fields," in *Digital Holography and 3-D Imaging 2022*, D. Chu, J. Park, C. Cheng, and P. Ferraro, eds., *Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2022)*, paper W1A.6.

3.10 Conférences nationales

- S. Hassad, K. Ferria, L. Bouamama, P. Picart, "Tomographie holographique couleur multi-vues," OPTIQUE DIJON 2021, Congrès de la Société Française d'Optique, 05-09 Juillet 2021, Dijon, France.
- S. Hassad, P. Picart, K. Ferria, L. Bouamama, "Imagerie holographique numérique multi-vues de champs acoustiques," OPTIQUE NICE 2022, Congrès de la Société Française d'Optique, 04-08 Juillet 2022, Nice, France.

**FILTRAGE DE PHASE ACOUSTIQUE PAR
L'ALGORITHME WFT2F POUR LA VUE R
À DIFFÉRENTS ANGLES DE ROTATION**

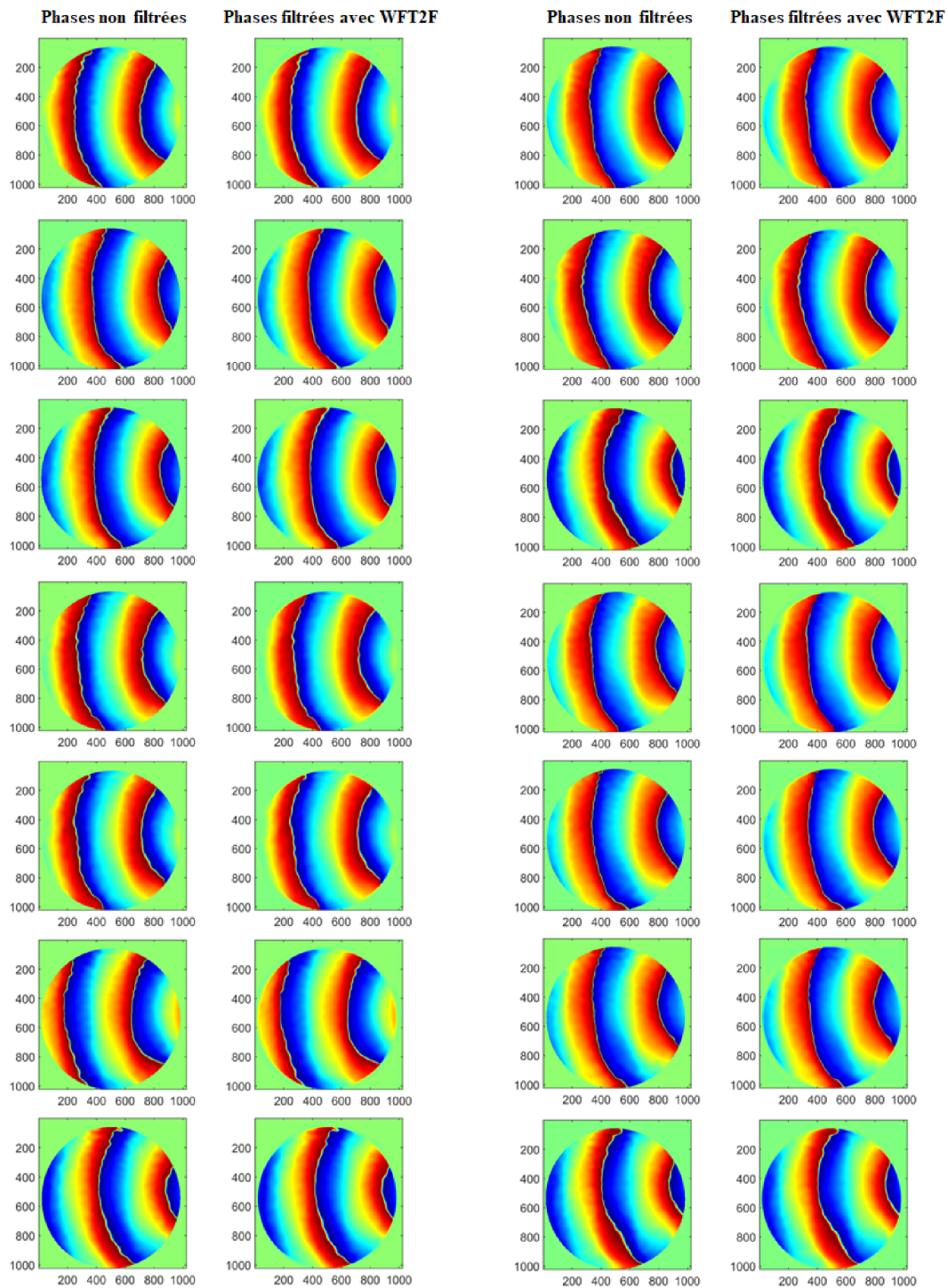


FIGURE 3.23 – Phase du champ acoustique à 0 mm selon la vue R, 14 projections de 0° à 65° avec un incrément de 5° , à gauche phases non filtrées, à droite phases filtrées par l’algorithme WFT2F.

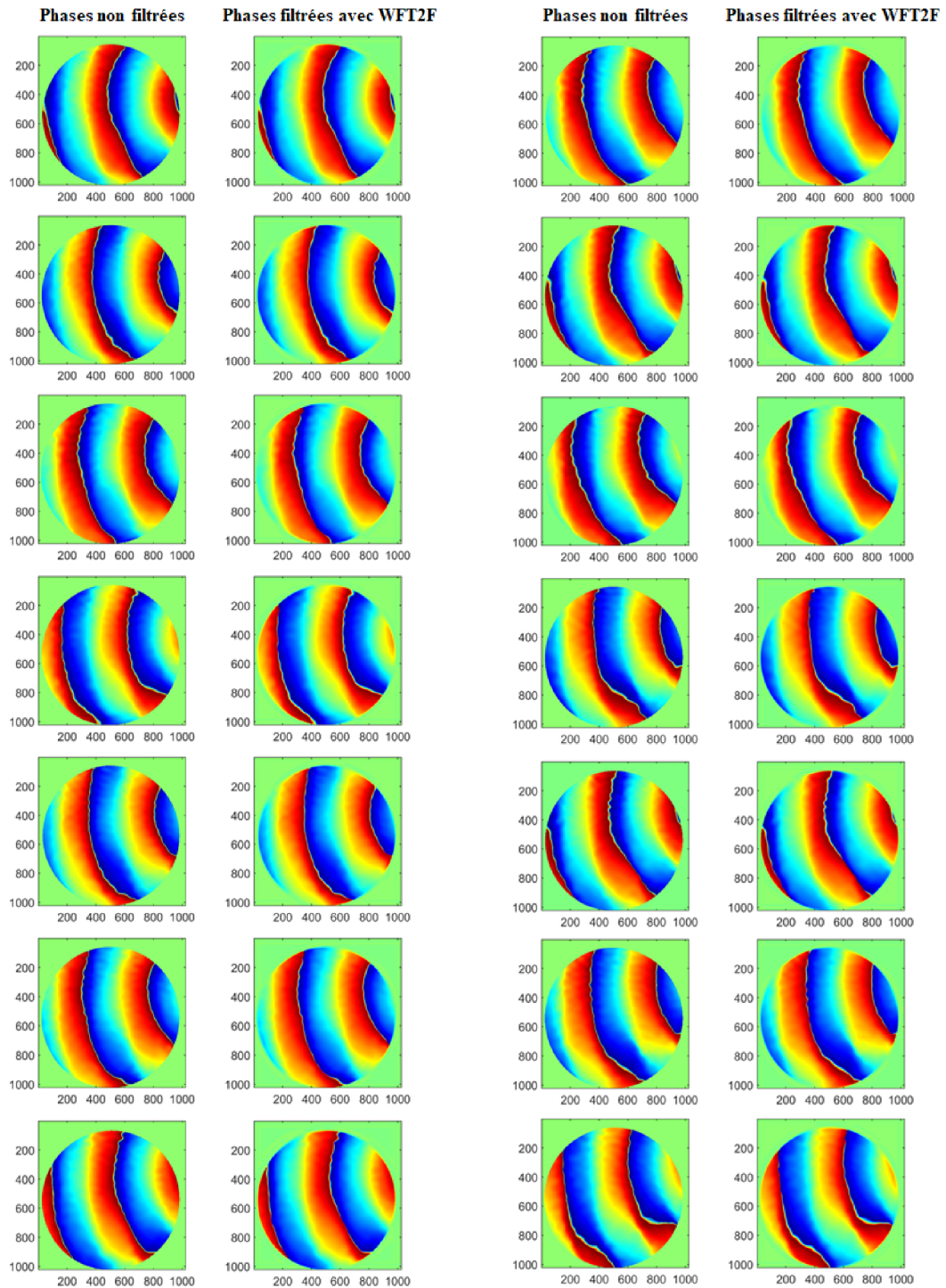


FIGURE 3.24 – Phase du champ acoustique à 0 mm selon la vue R, 14 projections de 70° à 135° avec un incrément de 5° , à gauche phases non filtrées, à droite phases filtrées par l’algorithme WFT2F.

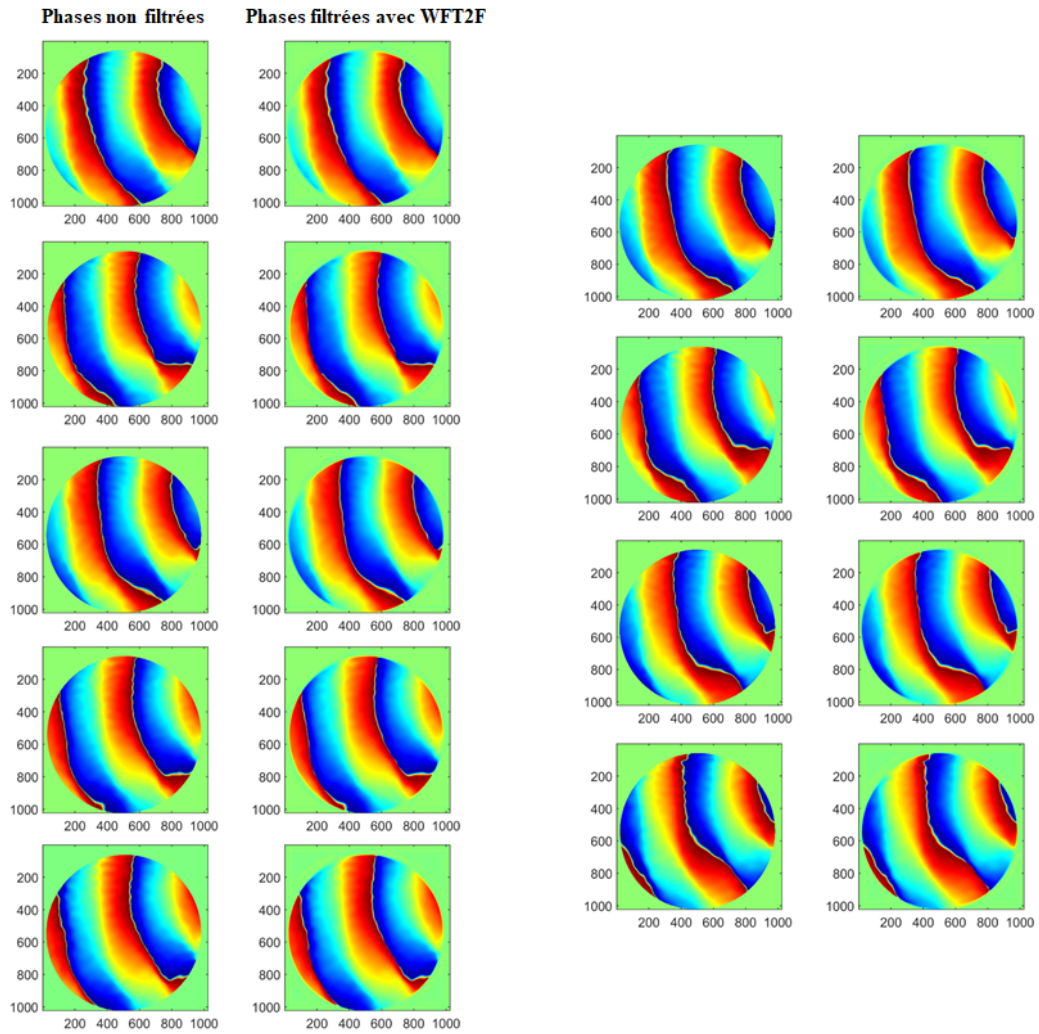


FIGURE 3.25 – Phase du champ acoustique à 0 mm selon la vue R, 9 projections de 140° à 180° avec un incrément de 5° , à gauche phases non filtrées, à droite phases filtrées par l’algorithme WFT2F.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. L. Flanagan, J. D. Johnston, R. Zahn, and G. W. Elko. Computer-steered microphone arrays for sound transduction in large rooms. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78(5) :1508–1518, 1985.
- [2] I. Hafizovic, C.I.C. Nilsen, M. Kjølnerbakken, and V. Jahr. Design and implementation of a mems microphone array system for real-time speech acquisition. *Applied Acoustics*, 73(2) :132–143, 2012.
- [3] R. Groschup and C.U. Grosse. Mems microphone array sensor for air-coupled impact-echo. *Sensors*, 15(7) :14932–14945, 2015.
- [4] M. J. Hargather, G. S. Settles, and M. J. Madalis. Schlieren imaging of loud sounds and weak shock waves in air near the limit of visibility. *Shock Waves*, 20(1) :9–17, 2010.
- [5] S. Frank and J. Schell. Sound field simulation and visualisation based on laser doppler vibrometer measurements. In *Forum Acousticum*, pages 91–97, 2005.
- [6] R. Malkin, T. Todd, and D. Robert. A simple method for quantitative imaging of 2d acoustic fields using refracto-vibrometry. *Journal of Sound and Vibration*, 333(19) :4473–4482, 2014.
- [7] A. Torras-Rosell, S. Barrera-Figueroa, and F. Jacobsen. Sound field reconstruction using acousto-optic tomography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(5) :3786–3793, 2012.
- [8] K. Bertling, J. Perchoux, T. Taimre, R. Malkin, D. Robert, A. D. Rakić, and T. Bosch. Imaging of acoustic fields using optical feedback interferometry. *Optics Express*, 22(24) :30346–30356, 2014.
- [9] P. F. U. Ortiz, J. Perchoux, A. L. Arriaga, F. Jayat, and T. Bosch. Visualization of an acoustic stationary wave by optical feedback interferometry. *Optical Engineering*, 57(5) :051502, 2018.
- [10] U. Schnars and W. Jüptner. Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction. *Applied Optics*, 33 :179–181, 1994.

-
- [11] P. Picart. *New techniques in digital holography*. John Wiley & Sons, London, 2015.
- [12] I. Yamaguchi, T. Matsumura, and J. I. Kato. Phase-shifting color digital holography. *Optics Letters*, 27(13) :1108–1110, July 2002.
- [13] O. Matoba, H. Inokuchi, K. Nitta, and Y. Awatsuji. Optical voice recorder by off-axis digital holography. *Optics Letters*, 39(22) :6549–6552, 2014.
- [14] K. Ishikawa, K. Yatabe, N. Chitanont, Y. Ikeda, Y. Oikawa, T. Onuma, H. Niwa, and M. Yoshii. High-speed imaging of sound using parallel phase-shifting interferometry. *Optics Express*, 24(12) :12922–12932, 2016.
- [15] S. K. Rajput, O. Matoba, and Y. Awatsuji. Characteristics of vibration frequency measurement based on sound field imaging by digital holography. *OSA Continuum*, 1(1) :200–212, 2018.
- [16] K. Ishikawa, R. Tanigawa, K. Yatabe, Y. Oikawa, T. Onuma, and H. Niwa. Simultaneous imaging of flow and sound using high-speed parallel phase-shifting interferometry. *Optics Letters*, 43(5) :991–994, 2018.
- [17] A. E. R. Ruiz, J. Gürtler, R. Kuschmierz, and J. W. Czarske. Measurement of the local sound pressure on a bias-flow liner using high-speed holography and tomographic reconstruction. *IEEE Access*, 7 :153466–153474, 2019.
- [18] Y. Takase, K. Shimizu, S. Mochida, T. Inoue, K. Nishio, S. K. Rajput, O. Matoba, P. Xia, and Y. Awatsuji. High-speed imaging of the sound field by parallel phase-shifting digital holography. *Applied Optics*, 60(4) :A179–A187, 2021.
- [19] S. Hashimoto, Y. Takase, T. Inoue, K. Nishio, P. Xia, S. K. Rajput, O. Matoba, and Y. Awatsuji. Simultaneous imaging of sound propagations and spatial distribution of acoustic frequencies. *Applied Optics*, 61(5) :B246–B254, 2022.
- [20] G. Penelet, M. Leclercq, T. Wassereau, and P. Picart. Measurement of density fluctuations using digital holographic interferometry in a standing wave thermoacoustic oscillator. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 70 :176–184, 2016.
- [21] L. Gong, G. Penelet, and P. Picart. Experimental and theoretical study of density fluctuations near the stack ends of a thermoacoustic prime mover. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 126 :580–590, 2018.
- [22] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics, second McGraw-Hill*. New York, 1996.
- [23] P. Tankam. *Méthodes d’holographie numérique couleur pour la métrologie sans contact en acoustique et mécanique*. Thèse de doctorat, Le Mans Université, 2010.

-
- [24] D. Gabor. A new microscopic principle. *nature*, 161 :777–778, 1948.
- [25] D. Gabor. Microscopy by reconstructed wave fronts : Ii. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 64(6) :449, 1951.
- [26] E. N. Leith and J. Upatnieks. Reconstructed wavefronts and communication theory. *Optical Society of America*, 52(10) :1123–1130, 1962.
- [27] T. E. Allibone. Dennis gabor, 5 june 1900-9 february 1979, 1980.
- [28] J. W. Goodman and R. W. Lawrence. Digital image formation from electronically detected holograms. *Applied Physics Letters*, 11 :77, 1967.
- [29] M. A. Kronrod, N. S. Merzlyakov, and L. P. Yaroslavskii. Reconstruction of a hologram with a computer. *Soviet Physics Technical Physics*, 17 :333, 1972.
- [30] P. Picart and J. C. Li. *Digital holography*. ISTE, London, 2012.
- [31] P. Picart and J. Leval. General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography. *The Journal of the Optical Society of America A*, 25(7) :1744–1761, July 2008.
- [32] P. Picart and S. Montresor. Digital Holography. In *Optical Holography*, pages 83–120. Elsevier, January 2020.
- [33] I. Yamaguchi and T. Zhang. Phase-shifting digital holography. *Optics Letters*, 22(16) :1268, August 1997.
- [34] E. N. Leith and J. Upatnieks. New techniques in wavefront reconstruction. *Optical Society of America*, 51(11) :1469–1473, 1961.
- [35] M. Piniard. *Contrôle en ligne du procédé Laser Beam Melting : apports de l’holographie numérique à deux longueurs d’onde*. Thèse de doctorat, Sorbonne université, 2021.
- [36] M. Karray, P. Slangen, and P. Picart. Comparison between Digital Fresnel Holography and Digital Image-Plane Holography : The Role of the Imaging Aperture. *Experimental Mechanics*, 52(9) :1275–1286, November 2012.
- [37] P. Ferraro, D. Alferi, S. De Nicola, L. De Petrocellis, A. Finizio, and G. Pierattini. Quantitative phase-contrast microscopy by a lateral shear approach to digital holographic image reconstruction. *Optics Letters*, 31(10) :1405–1407, May 2006.
- [38] P. Tankam and P. Picart. Use of digital color holography for crack investigation in electronic components. *Optics and Lasers in Engineering*, 49(11) :1335–1342, November 2011.

-
- [39] J. C. Li, P. Tankam, Z. j. Peng, and P. Picart. Digital holographic reconstruction of large objects using a convolution approach and adjustable magnification. *Optics Letters*, 34 :572–574, 2009.
- [40] P. Picart, P. Tankam, D. Mounier, Z. J. Peng, and J. C. Li. Spatial bandwidth extended reconstruction for digital color Fresnel holograms. *Optics Express*, 17 :9145–9156, 2009.
- [41] P. Tankam, P. Picart, D. Mounier, J. M. Desse, and J. C. Li. Method of digital holographic recording and reconstruction using a stacked color image sensor. *Applied Optics*, 49(3) :320–328, 2010.
- [42] P. Picart and P. Tankam. Analysis and adaptation of convolution algorithms to reconstruct extended objects in digital holography. *Applied Optics*, 52(1) :A240–A253, 2013.
- [43] O. Haeberlé, K. Belkebir, H. Giovaninni, and A. Sentenac. Tomographic diffractive microscopy : basics, techniques and perspectives. *Journal of Modern Optics*, 57 :686–699, 2010.
- [44] T. Alieva, A. Cámara, J. A. Rodrigo, and M. L. Calvo. Phase-Space Tomography of Optical Beams. In Gabriel Cristobal, Peter Schelkens, and Hugo Thienpont, editors, *Optical and Digital Image Processing*, pages 789–808. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, April 2011.
- [45] B. Simon, M. Debailleul, M. Houkal, C. Ecoffet, J. Bailleul, J. Lambert, A. Spangenberg, H. Liu, O. Soppera, and O. Haeberlé. Tomographic diffractive microscopy with isotropic resolution. *Optica*, 4 :460–463, April 2017.
- [46] F. Olchewsky. *Caractérisation des écoulements instationnaires 3D par tomographie holographique numérique multidirectionnelle*. Thèse de doctorat, Université de Lille, November 2017.
- [47] B. Abbey, S. Eve, A. Thuault, K. Charlet, and A. Korsunsky. Synchrotron X-Ray Tomographic Investigation of Internal Structure of Individual Flax Fibres. In *6th World Congress of Biomechanics (WCB 2010). August 1-6, 2010 Singapore*, pages 1151–1154, Springer, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [48] C. Marulier, P. J. J. Dumont, L. Orgéas, D. Caillerie, and S. Rolland du Roscoat. Towards 3D analysis of pulp fibre networks at the fibre and bond levels. *Nordic Pulp & Paper Research Journal*, 27(2) :245–255, May 2012.

-
- [49] J. Sharpe, U. Ahlgren, P. Perry, B. Hill, A. Ross, J. Hecksher-Sørensen, R. Baldock, and D. Davidson. Optical Projection Tomography as a Tool for 3D Microscopy and Gene Expression Studies. *Science*, 296(5567) :541–545, April 2002.
- [50] U. J. Birk, A. Darrell, N. Konstantinides, A. Sarasa-Renedo, and J. Ripoll. Improved reconstructions and generalized filtered back projection for optical projection tomography. *Applied Optics*, 50(4) :392–398, February 2011.
- [51] P. S. Tofts and J. C. Gore. Some sources of artefact in computed tomography. *Physics in Medicine and Biology*, 25(1) :117–127, January 1980.
- [52] J. R. Walls, J. G. Sled, J. Sharpe, and R. M. Henkelman. Correction of artefacts in optical projection tomography. *Physics in Medicine and Biology*, 50(19) :4645–4665, September 2005.
- [53] U. J. Birk, M. Rieckher, N. Konstantinides, A. Darrell, A. Sarasa-Renedo, H. Meyer, N. Tavernarakis, and J. Ripoll. Correction for specimen movement and rotation errors for in-vivo Optical Projection Tomography. *Biomedical Optics Express*, 1(1) :87–96, August 2010.
- [54] J. Sharpe. Optical projection tomography as a new tool for studying embryo anatomy. *Journal of Anatomy*, 202(2) :175–181, 2003.
- [55] C. Vinegoni, L. Fexon, P. F. Feruglio, M. Pivovarov, J. L. Figueiredo, M. Nahrendorf, A. Pozzo, A. Sbarbati, and R. Weissleder. High throughput transmission optical projection tomography using low cost graphics processing unit. *Optics Express*, 17(25) :22320–22332, December 2009.
- [56] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto. Optical Coherence Tomography. *Science*, 254(5035) :1178–1181, November 1991.
- [57] W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kärtner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto. In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography. *Optics Letters*, 24(17) :1221–1223, September 1999.
- [58] J.M. Schmitt. Optical coherence tomography (OCT) : a review. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(4) :1205–1215, July 1999.
- [59] J. G. Fujimoto, C. Pitris, S. A. Boppart, and M. E. Brezinski. Optical Coherence Tomography : An Emerging Technology for Biomedical Imaging and Optical Biopsy. *Neoplasia*, 2(1) :9–25, January 2000.

-
- [60] L. Froehly, M. Ouadour, L. Furfaro, P. Sandoz, P. Leproux, G. Huss, and V. Couderc. Spectroscopic OCT by Grating-Based Temporal Correlation Coupled to Optical Spectral Analysis. *International Journal of Biomedical Imaging*, 2008 :e752340, March 2008.
- [61] L. Froehly and R. Leitgeb. Scan-free optical correlation techniques : history and applications to optical coherence tomography. *Journal of Optics*, 12(8) :084001, July 2010.
- [62] A. Garofalakis, A. Dubois, B. Kuhnast, D. M. Dupont, I. Janssens, N. Mackiewicz, F. Dollé, B. Tavitian, and F. Ducongé. *In vivo* validation of free-space fluorescence tomography using nuclear imaging. *Optics Letters*, 35(18) :3024–3026, September 2010.
- [63] H. Makhlouf, K. Perronet, G. Dupuis, S. Lévêque-Fort, and A. Dubois. Simultaneous optically sectioned fluorescence and optical coherence microscopy with full-field illumination. *Optics Letters*, 37(10) :1613–1615, May 2012.
- [64] A. Dubois, J. Moreau, and C. Boccara. Spectroscopic ultrahigh-resolution full-field optical coherence microscopy. *Optics Express*, 16(21) :17082–17091, October 2008.
- [65] J. W. Hettinger, M. d. l. P. Mattozzi, Whittier R. Myers, M. E. Williams, A. Reeves, R. L. Parsons, R. C. Haskell, D. C. Petersen, R. Wang, and J. I. Medford. Optical Coherence Microscopy. A Technology for Rapid, in Vivo, Non-Destructive Visualization of Plants and Plant Cells,. *Plant Physiology*, 123(1) :3–16, May 2000.
- [66] A. Reeves, R. L. Parsons, J. W. Hettinger, and J. I. Medford. In vivo three-dimensional imaging of plants with optical coherence microscopy. *Journal of Microscopy*, 208(3) :177–189, 2002.
- [67] M. K. Kim. Wavelength-scanning digital interference holography for optical section imaging. *Optics Letters*, 24(23) :1693–1695, December 1999.
- [68] O. Haeberlé, C. Xu, A. Dieterlen, and S. Jacquy. Multiple-objective microscopy with three-dimensional resolution near 100 nm and a long working distance. *Optics Letters*, 26(21) :1684–1686, November 2001.
- [69] V. Lauer. New approach to optical diffraction tomography yielding a vector equation of diffraction tomography and a novel tomographic microscope. *Journal of Microscopy*, 205(2) :165–176, 2002.

-
- [70] L. Yu and M. K. Kim. Wavelength-scanning digital interference holography for tomographic three-dimensional imaging by use of the angular spectrum method. *Optics Letters*, 30(16) :2092–2094, August 2005.
- [71] P. Massatsch, F. Charrière, E. Cuhe, P. Marquet, and C. D. Depeursinge. Time-domain optical coherence tomography with digital holographic microscopy. *Applied Optics*, 44(10) :1806–1812, April 2005.
- [72] F. Montfort, T. Colomb, F. Charrière, J. Kühn, P. Marquet, E. Cuhe, S. Herminjard, and C. Depeursinge. Submicrometer optical tomography by multiple-wavelength digital holographic microscopy. *Applied Optics*, 45(32) :8209–8217, November 2006.
- [73] M. Debailleul, V. Georges, B. Simon, R. Morin, and O. Haeberlé. High-resolution three-dimensional tomographic diffractive microscopy of transparent inorganic and biological samples. *Optics Letters*, 34 :79–81, 2009.
- [74] H. Liu, J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul, B. Colicchio, and O. Haeberlé. Tomographic diffractive microscopy and multiview profilometry with flexible aberration correction. *Applied Optics*, 53(4) :748–755, February 2014.
- [75] E. Wolf. Three-dimensional structure determination of semi-transparent objects from holographic data. *Optics Communications*, 1(4) :153–156, September 1969.
- [76] C. J. R. Sheppard and S. S. Kou. 3D Imaging with Holographic Tomography. *AIP Conference Proceedings*, 1236(1) :65–69, April 2010.
- [77] S. O. Isikman, A. Greenbaum, W. Luo, A. F. Coskun, and A. Ozcan. Giga-Pixel Lensfree Holographic Microscopy and Tomography Using Color Image Sensors. *PLOS ONE*, 7(9) :e45044, September 2012.
- [78] W. Górski and M. Kujawińska. Three-dimensional reconstruction of refractive index inhomogeneities in optical phase elements. *Optics and Lasers in Engineering*, 38(6) :373–385, December 2002.
- [79] W. Górski. The influence of diffraction in microinterferometry and microtomography of optical fibers. *Optics and Lasers in Engineering*, 41(3) :565–583, March 2004.
- [80] B. L. Bachim and T. K. Gaylord. Microinterferometric optical phase tomography for measuring small, asymmetric refractive-index differences in the profiles of optical fibers and fiber devices. *Applied Optics*, 44(3) :316–327, January 2005.
- [81] W. Górski. Tomographic microinterferometry of optical fibers. *Optical Engineering*, 45(12) :125002, December 2006.

-
- [82] W. Górski and W. Osten. Tomographic imaging of photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 32(14) :1977–1979, July 2007.
- [83] Z. Pan, S. Li, and J. Zhong. Digital holographic microtomography for geometric parameter measurement of optical fiber. *Optical Engineering*, 52(3) :035801, March 2013.
- [84] H. H. Wahba. Reconstruction of 3D refractive index profiles of PM PANDA optical fiber using digital holographic method. *Optical Fiber Technology*, 20(5) :520–526, October 2014.
- [85] S. Kara Mohammed, L. Bouamama, D. Bahloul, and P. Picart. Quality assessment of refocus criteria for particle imaging in digital off-axis holography. *Applied Optics*, 56 :F158–F166, 2017.
- [86] J. Gillespie and R. A. King. The use of self-entropy as a focus measure in digital holography. *Pattern Recognition Letters*, 9(1) :19–25, January 1989.
- [87] F. Dubois, C. Schockaert, N. Callens, and C. Yourassowsky. Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis. *Optics Express*, 14(13) :5895–5908, June 2006.
- [88] M. L. Tachiki, M. Itoh, and T. Yatagai. Simultaneous depth determination of multiple objects by focus analysis in digital holography. *Applied Optics*, 47(19) :D144–D153, July 2008.
- [89] P. Langehanenberg, B. Kemper, D. Dirksen, and G. V. Bally. Autofocusing in digital holographic phase contrast microscopy on pure phase objects for live cell imaging. *Applied Optics*, 47(19) :D176–D182, July 2008.
- [90] P. Memmolo, M. Paturzo, B. Javidi, P. A. Netti, and P. Ferraro. Refocusing criterion via sparsity measurements in digital holography. *Optics Letters*, 39(16) :4719–4722, August 2014.
- [91] S. Grare, D. Allano, S. Coëtmellec, G. Perret, F. Corbin, M. Brunel, G. Gréhan, and D. Lebrun. Dual-wavelength digital holography for 3D particle image velocimetry : experimental validation. *Applied Optics*, 55(3) :A49–A53, January 2016.
- [92] D. C. Ghiglia and M. D. Pritt. *Two-dimensional phase unwrapping : theory, algorithms, and software*. Wiley, New York, 1998.
- [93] H. Xia, S. Montessor, R. Guo, J. Li, F. Yan, H. Cheng, and P. Picart. Phase calibration unwrapping algorithm for phase data corrupted by strong decorrelation speckle noise. *Optics Express*, 24(25) :28713, December 2016.

-
- [94] A. C. Kak and M. Slaney. *Principles of computerized tomographic imaging*. Society for Industrial and Applied Mathematics, 2001.
- [95] U. P. F. Ortizy. *2D and 3D visualization of acoustic waves by Optical Feedback Interferometry*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, November 2019.
- [96] L. Gong. *Développement et application de l'interférométrie holographique numérique pour l'acoustique et la thermoacoustique*. Thèse de doctorat, Le Mans Université, October 2018.
- [97] G. A. Mills and I. Yamaguchi. Effects of quantization in phase-shifting digital holography. *Applied Optics*, 44(7) :1216–1225, March 2005.
- [98] N. Pandey and B. Hennelly. Effect of additive noise on phase measurement in digital holographic microscopy. *3D Research*, 2(1) :6, November 2011.
- [99] N. Pandey and B. Hennelly. Quantization noise and its reduction in lensless Fourier digital holography. *Applied Optics*, 50(7) :B58–B70, March 2011.
- [100] M. Lesaffre, N. Verrier, and M. Gross. Noise and signal scaling factors in digital holography in weak illumination : relationship with shot noise. *Applied Optics*, 52(1) :A81–A91, January 2013.
- [101] M. Gross, M. Atlan, and E. Absil. Noise and aliases in off-axis and phase-shifting holography. *Applied Optics*, 47(11) :1757–1766, 2008.
- [102] M. Gross and M. Atlan. Digital holography with ultimate sensitivity. *Optics Letters*, 32(8) :909–911, April 2007.
- [103] F. Verpillat, F. Joud, M. Atlan, and M. Gross. Digital Holography at Shot Noise Level. *Journal of Display Technology*, 6(10) :455–464, October 2010.
- [104] J. Poittevin, P. Picart, F. Gautier, and C. Pezerat. Quality assessment of combined quantization-shot-noise-induced decorrelation noise in high-speed digital holographic metrology. *Optics Express*, 23(24) :30917–30932, November 2015.
- [105] M. Piniard, B. Sorrente, G. Hug, and P. Picart. Theoretical analysis of surface-shape-induced decorrelation noise in multi-wavelength digital holography. *Optics Express*, 29(10) :14720–14735, 2021.
- [106] E. Meteyer, F. Foucart, C. Pezerat, and P. Picart. Modeling of speckle decorrelation in digital Fresnel holographic interferometry. *Optics Express*, 29(22) :36180, October 2021.
- [107] W. Merzkirch. *Flow visualization*. Elsevier, 2012.

-
- [108] A. D. Pierce and R. T. Beyer. *Acoustics : An introduction to its physical principles and applications*. 1989 edition, 1990.
- [109] Émetteur d’ultrasons 40 kHz portée 0.2 - 5 m Murata MA40S4S | Conrad.fr <https://www.conrad.fr/p/emetteur-dultrasons-40-khz-portee-02-5-m-murata-ma40s4s-506195>.
- [110] L. Gong, G. Penelet, and P. Picart. Noise and bias in off-axis digital holography for measurements in acoustic waveguides. *Applied Optics*, 60(4) :A93–A103, 2021.
- [111] A. V. Oppenheim. *Discrete-time signal processing*. Pearson Education India, 1999.
- [112] Q. Kemaο, W. Gao, and H. Wang. Windowed Fourier-filtered and quality-guided phase-unwrapping algorithm. *Applied Optics*, 47(29) :5420–5428, October 2008.
- [113] Q. Kemaο. Two-dimensional windowed Fourier transform for fringe pattern analysis : Principles, applications and implementations. *Optics and Lasers in Engineering*, 45(2) :304–317, February 2007.
- [114] S. Montresor and P. Picart. Quantitative appraisal for noise reduction in digital holographic phase imaging. *Optics Express*, 24(13) :14322–14343, June 2016.
- [115] S. Montrésor, P. Picart, O. Sakharuk, and L. Muravsky. Error analysis for noise reduction in 3D deformation measurement with digital color holography. *Journal of the Optical Society of America B*, 34(5) :B9–B15, May 2017.
- [116] F. Nicolas, V. Todoroff, A. Plyer, G. Le Besnerais, D. Donjat, F. Micheli, F. Champagnat, P. Cornic, and Y. Le Sant. A direct approach for instantaneous 3d density field reconstruction from background-oriented schlieren (bos) measurements. *Experiments in fluids*, 57(1) :1–21, 2016.

Titre : Imagerie holographique pour l'étude de champs acoustiques - ouverture vers la tomographie holographique de champs acoustiques

Mot clés : champs acoustiques, holographie numérique, imagerie multi-vues, tomographie

Résumé : La caractérisation fine de champs acoustiques nécessite de développer de nouvelles approches pour fournir un aperçu qualitatif et quantitatif des champs acoustiques d'intérêt. Généralement, l'imagerie des champs acoustiques est réalisée en utilisant des réseaux de microphones. Afin de surmonter les limitations de ces méthodes, nous proposons une méthode d'holographie numérique trichromatique capable de fournir directement des données plein champ, permettant l'acquisition d'une mesure "rapide" du champ acoustique, c'est à dire ne requérant pas de balayage. Nous démontrons la preuve de concept de l'imagerie simultanée plein-champ et multi-vues d'un champ acoustique par holographie numérique à trois longueurs d'ondes en utilisant un unique capteur monochromatique à haute cadence. Le manuscrit est organisé en 3 Chapitres. Le Chapitre 1 est consacré à rappeler les principes fonda-

mentaux de l'holographie numérique. Le Chapitre 2 est dédié à une première partie expérimentale de preuve de concept de tomographie holographique multi-vues simultanées à haute cadence avec un codage sur un unique capteur monochrome. Nous présentons la méthode de reconstruction 3D par tomographie en utilisant la Transformée inverse de Radon 2D basée sur un objet simple. Le Chapitre 3 est consacré à l'applications de la méthode d'holographie numérique multi-vues à trois longueurs d'onde pour la visualisation multi-vues de champs acoustiques. Nous montrerons l'étude de la propagation du champ acoustique dans l'air libre, émis par un transducteur piézoélectrique ultrasonique. Des résultats expérimentaux obtenus avec la méthode proposée illustreront les potentialités de la méthode. Nos travaux ouvrent la voie à la tomographie holographique quantitative de champs acoustiques.

Title: Holographic imaging for the study of acoustic fields - towards holographic tomography of acoustic fields

Keywords: acoustic fields, digital holography, multi-view imaging, tomography

Abstract: The fine characterization of acoustic fields requires the development of new approaches to provide qualitative and quantitative insight into the acoustic fields of interest. Typically, acoustic field imaging is performed using microphone arrays. In order to overcome the limitations of these methods, we propose a three-wavelength digital holography method capable of directly providing full-field data, allowing the "fast" acquisition of the measurement of acoustic fields, i.e. not requiring scanning. We demonstrate the proof-of-concept of simultaneous full-field and multi-view imaging of an acoustic field by digital holography at three wavelengths using a single monochromatic sensor at high-frame rate. The manuscript is organized in 3 Chapters that address the different axes of the PhD thesis work. Chapter 1 is devoted to the fundamental basics of digital holography. It discusses on digital recording and reconstruction by describ-

ing the different processes of off-axis recording of monochrome and color holograms as well as the methods of reconstruction of the amplitude and the phase of the object field. Chapter 2 is dedicated to the first experimental proof-of-concept of simultaneous multi-view holographic tomography at high-rate with coding on a single monochrome sensor. We present the 3D tomographic reconstruction method using the 2D Inverse Radon Transform with a simple object. Chapter 3 is devoted to the application of the multi-view digital holography method at three wavelengths for the multi-view visualization of acoustic fields. We show data of the propagation of the acoustic field in free air, emitted by an ultrasonic piezoelectric transducer. Experimental results obtained with the proposed method illustrate the potentialities of the method. Our work paves the way to quantitative holographic tomography of acoustic fields.