

# **Holographie : bruit dans les mesures issues de l'interférométrie holographique**

PASCAL PICART  
ERWAN METEYER  
FELIX FOUCART  
CHARLES PEZERAT

# Table des matières

<b>I. Présentation</b>	<b>3</b>
<b>II. Cours</b>	<b>4</b>
1. Arrière-plan théorique.....	<b>5</b>
1.1. <i>Holographie numérique de Fresnel</i> .....	<b>5</b>
1.2. <i>PSF d'Holographie de Fresnel numérique</i> .....	<b>7</b>
1.3. <i>Bruit de décorrélation dans les mesures de phase</i> .....	<b>8</b>
2. Modélisation théorique.....	<b>9</b>
2.1. <i>Facteur de cohérence complexe des images numériques</i> .....	<b>9</b>
2.2. <i>Pentes de déformation de surface locale</i> .....	<b>11</b>
2.3. <i>Expression finale de <math> \mu </math></i> .....	<b>11</b>
2.4. <i>Résumé</i> .....	<b>12</b>
2.5. <i>Cas des pixels non étendus</i> .....	<b>12</b>
3. Confrontation aux stimulations.....	<b>15</b>
3.1. <i>Simulation d'images de phase</i> .....	<b>15</b>
3.2. <i>Estimation du bruit</i> .....	<b>16</b>
3.3. <i>Comparaison entre simulations et théorie</i> .....	<b>16</b>
4. Expériences.....	<b>17</b>
4.1. <i>Mise en œuvre expérimentale</i> .....	<b>17</b>
4.2. <i>Traitement des données</i> .....	<b>19</b>
4.3. <i>Confrontation théorie-expérience</i> .....	<b>19</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>23</b>

# I.Présentation

## *Module :*

---

Holographie : bruit dans les mesures issues de l'interférométrie holographique numérique

## *Auteur(s) :*

---

- *Pascal Picart*<sup>1</sup> - Laboratoire d'Acoustique - Institut d'Acoustique - Graduate School (IA-GS)- Le Mans Université
- Erwan Meteyer - Laboratoire d'Acoustique - Institut d'Acoustique - Graduate School (IA-GS)- Le Mans Université
- Félix Foucart - Laboratoire d'Acoustique - Institut d'Acoustique - Graduate School (IA-GS)- Le Mans Université
- Charles Pezerat - Laboratoire d'Acoustique - Institut d'Acoustique - Graduate School (IA-GS)- Le Mans Université

## *Résumé :*

---

Ce cours présente la modélisation analytique de l'interférométrie holographique numérique de Fresnel du bruit de décorrélation de speckle. L'analyse théorique est réalisée en considérant le facteur de cohérence complexe entre deux images mouchetées issues de deux hologrammes reconstruits numériquement à deux instants différents. L'expression donnant le module du facteur de cohérence est établie et dépend de la déformation locale de la surface et des paramètres issus de la mise en place de l'holographie. L'analyse est étayée par des simulations et des expériences réalistes. Les simulations et les résultats expérimentaux présentent un très bon accord avec la prédiction théorique.

## *Mots-clés :*

---

Holographie, bruit, holographie numérique, interférométrie

## *Pré-requis :*

---

-

## *Objectif(s) pédagogique(s) :*

---

-

## *Plan du cours :*

---

- Introduction
- Arrière-plan théorique
- Modélisation théorique
- Confrontations aux stimulations
- Expériences
- Conclusion

## *Conception & production :*

---

PRN - Le Mans Université

## *Licence :*

---

Licence GNU<sup>2</sup>

1 - [pascal.picart@univ-lemans.fr](mailto:pascal.picart@univ-lemans.fr)

2 - <http://www.gnu.org/licenses/fdl.txt>

## II.Cours

L'holographie est une méthode très puissante pour l'imagerie et la métrologie [1 [A new Microscopic Principle], 2 [New techniques in wavefront reconstruction], 3 [Digital holography and three-dimensional display : Principles and Applications], 4 [New techniques in digital holography]]. Lorsqu'ils deviennent numériques [5 [Direct recording of hologram by a CDD target and numerical reconstruction]], les enregistrements holographiques sont capables de produire directement le front d'onde à valeur complexe de tout volume ou surface d'un objet codé. L'imagerie de phase holographique fournit une mesure du chemin optique liée à la scène d'intérêt [6 [Handbook of Holographic Interferometry : Optical and Digital Methods]]. Les données de phase sont obtenues modulo  $2\pi$ , et peuvent être avantageusement utilisées à plusieurs fins : refocalisation automatique [7, [Refocusing criterion via sparsity measurements in digital holography]]8 [Comparative analysis of autofocus functions in digital in-line phase-shifting holography], 9 [Quality assessment of refocus criteria for particle imaging in digital off-axis holography]], suivi des changements d'indice de réfraction [10 [Measurement of the integral refractive index and dynamic cell morphometry of living cells with digital holographic microscopy]], microscopie [11 [Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography], 12 [High-resolution quantitative phase-contrast microscopy by digital holography]], tomographie [13 [Holographic tomography : techniques and biomedical applications]], mesures de rugosité [14 [Surface-roughness measurement based on the intensity correlation function of scattered light under speckle-pattern illumination],15 [Roughness determination by speckle-wavelength decorrelation]], profils et formes de surface [16 [Miniaturized digital holography sensor for distal three-dimensional endoscopy],17 [Surface topography measurement by frequency sweeping digital holography],18 [Inline application of digital holography]], métrologie sans contact [19 [Remote metrology by comparative digital holography]], ou encore mesures de déformations de surface [20 [Twin-sensitivity measurement by spatial multiplexing of digitally recorded holograms], 21 [Deformation measurement by phase-shifting digital holography], 22] [Mechanical behavior of CAD/CAM occlusal ceramic reconstruction assessed by digital color holography]. La comparaison des phases optiques extraites de deux hologrammes numériques à deux instants différents s'appelle l'interférométrie holographique numérique [4 [New techniques in digital holography], 6 [Handbook of Holographic Interferometry : Optical and Digital Methods]]. La méthode d'interférométrie holographique présente l'avantage d'être non intrusive par l'utilisation de l'éclairage laser mais également de fournir des mesures plein champ. De plus, avec l'avènement des capteurs d'image à très grande cadence, des résolutions spatiales et temporelles élevées peuvent être obtenues [23 [Visualization of travelling waves propagating in a plate equipped with 2D ABH using wide-field holographic vibrometry]] . D'un point de vue pratique, le changement de phase est d'intérêt et il est calculé par la soustraction modulo  $2\pi$  de deux phases à deux instants. Cette phase est également connue sous le nom de "phase Doppler" et nous faisons référence à ce terme dans ce cours. Ainsi, le procédé d'interférométrie holographique est parfaitement adapté à la mesure des déformations de tout objet soumis à une charge mécanique [24 [Measuring shape and deformation of small objects using digital holography]], thermique, pneumatique, ou à une excitation périodique ou transitoire telle que des vibrations [25 [Digital double pulse-TV holography], 26 [Transient vibration measurements using multi-pulse digital holography], 27 [Separate recording of rationally related vibration frequencies using digital stroboscopic holographic interferometry], 28 [Digital stroboscopic holography setup for deformation measurement at both quasi-static and acoustic frequencies], 29 [Multi-point vibrometer based on high-speed digital in-line holography], 30 [Lock-in vibration retrieval based on high-speed full-field coherent imaging]]. Cependant, le motif de speckle produit à partir de l'objet est modifié et change par rapport à son état initial. Cela induit un bruit de décorrélation dans la phase Doppler, nécessitant un filtrage avancé afin d'obtenir des données de phase sans bruit [31 [Quantitative appraisal for noise reduction in digital holographic phase imaging]] ou des images d'amplitude [32 [Reduction of speckle in digital holography by discrete Fourier filtering], 33 [Quasi noise-free digital holography], 34 [Comparative study of multi-look processing for phase map de-noising

in digital Fresnel holographic interferometry]]. La densité de probabilité du bruit de phase induit par la décorrélation de speckle est régie par le module du coefficient de corrélation complexe entre  $\mu$  entre les deux champs de speckle [31 [Quantitative appraisal for noise reduction in digital holographic phase imaging], 35 [Laser speckle and related phenomena], 36 [Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications]]. Notez qu'il existe d'autres sources d'incertitude induisant une décorrélation du bruit de speckle dans la phase Doppler mesurée à partir de l'holographie numérique de Fresnel. Par exemple, la décorrélation des taches peut être due au changement de longueur d'onde du laser entre les expositions [37 [Reduction of speckle noise in multiwavelength contouring]], à la défocalisation de l'image reconstruite [38 [Refocus criterion based on maximization of the coherence factor in digital three-wavelength holographic interferometry]] (la distance de reconstruction n'est « pas bonne »), à la saturation des hologrammes enregistrés [39 [Refocus criterion based on maximization of the coherence factor in digital three-wavelength holographic interferometry]], ou encore en raison d'une quantification avec un faible nombre de bits [40 [Quality assessment of combined quantization-shot-noise induced decorrelation noise in high-speed digital holographic metrology]].

D'un point de vue théorique, la description de la décorrélation de speckle doit considérer le facteur de cohérence complexe,  $\mu$ , [36 [Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications]] entre deux champs speckle lorsque les paramètres expérimentaux changent. La décorrélation de speckle a été discutée dans plusieurs articles, par exemple dans [41 [Spectral correlation of partially or fully developed patterns generated by rough surfaces], 42 [Calculation of complex correlation coefficients of two speckle fields of different wavelengths, and their application to two-wavelength-measurement techniques], 43 [Speckle at various plane in an optical system], 44 [Speckle decorrelation in surface profilometry by wavelength scanning interferometry], 45 [Theoretical analysis of surface-shape-induced decorrelation noise in multi-wavelength digital holography]], pour le cas de changements de longueur d'onde. La décorrélation dans les interféromètres speckle a été discutée du point de vue de la visibilité des franges dans les franges de corrélation [46 [General analysis of fringe contrast in electronic speckle pattern interferometry], 47 [Maximal fraction of acceptable measurements in phase-shifting speckle interferometry: a theoretical study], 48 [Decorrelation and fringe visibility : on the limiting behavior of various electronic speckle-pattern correlation interferometers]]. Ce cours vise à étudier le bruit de phase en considérant le modèle théorique du coefficient de corrélation complexe dans le cas de l'interférométrie holographique numérique de Fresnel. Le cas des objets soumis à des déformations entre les deux hologrammes enregistrés numériquement est examiné.

Le cours est organisé comme suit : la section 1 présente les principes fondamentaux de l'holographie numérique de Fresnel et la section 2 aborde la modélisation théorique du facteur de cohérence complexe. Dans la section 3, des simulations sont effectuées afin de comparer les résultats obtenus avec les simulations et le modèle analytique, et enfin la section 4 fournit des expériences et des comparaisons avec la théorie prédite. La section 5 tire les conclusions du cours.

## 1. Arrière-plan théorique

### 1.1. Holographie numérique de Fresnel

L'holographie numérique de Fresnel est basée sur le mélange cohérent à partir d'une onde de référence et de l'onde issue de la diffraction en surface/volume de tout objet éclairé par un faisceau laser. La spécificité de l'holographie de Fresnel réside dans le fait que l'enregistrement utilise une configuration sans lentille, comme le montre la Fig.1 (a) ;

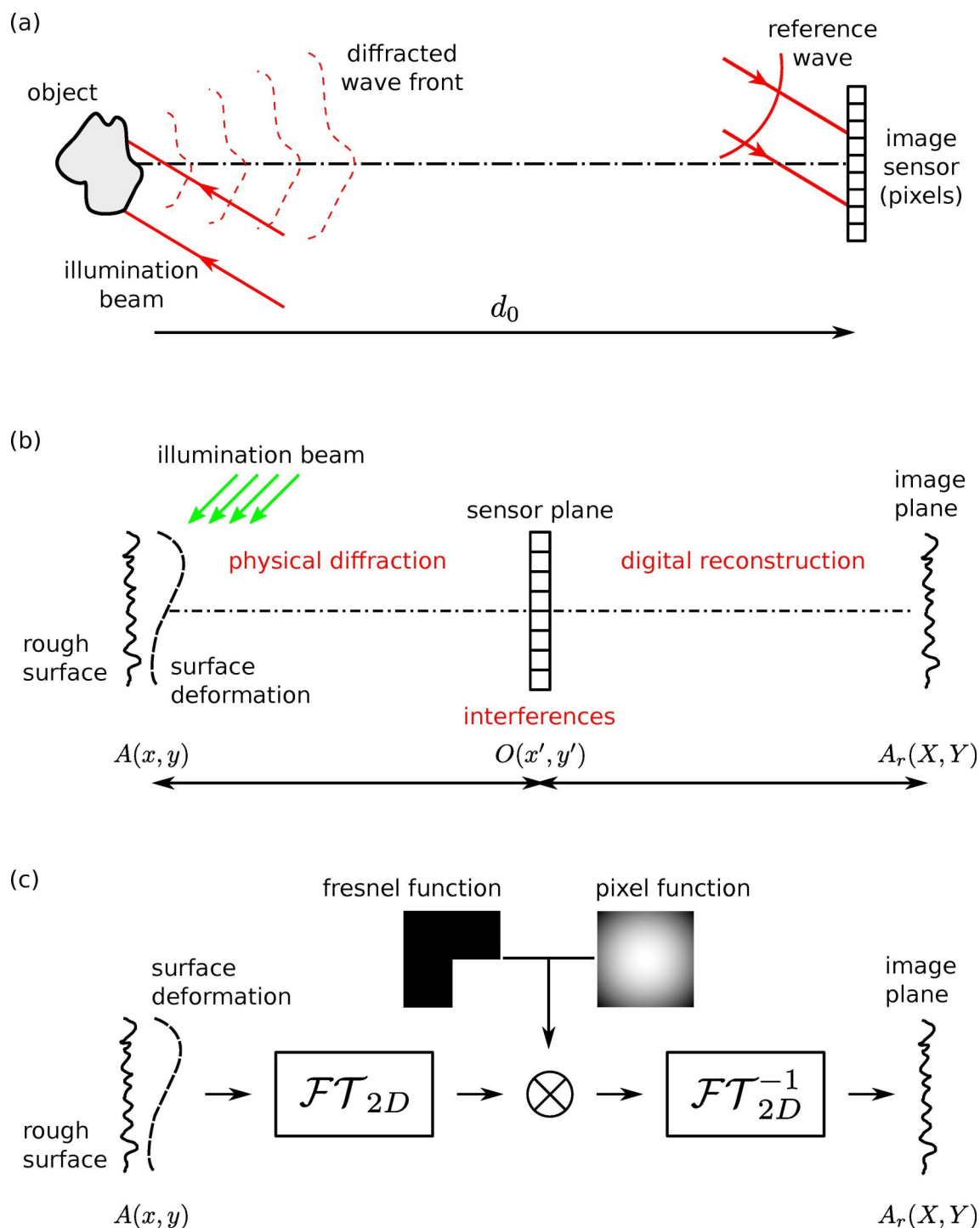


Fig. 1. (a) Schéma de base pour l'holographie numérique de Fresnel ; l'onde diffractée depuis l'objet se propage dans l'espace libre jusqu'à la zone du capteur, et l'onde de référence impacte directement la matrice de pixels, (b) schéma de propagation de la lumière en imagerie holographique numérique avec propagation physique de l'objet au plan du capteur et propagation numérique du plan capteur au plan image, (c) schéma numérique de simulation de phases Doppler bruitées en considérant la fonction d'étalement de points de l'holographie numérique de Fresnel (FT signifie Transformée de Fourier)

Le mélange entre l'onde de référence  $R$  et l'onde objet  $O$  donne l'hologramme numérique exprimé comme suit :

La surface de l'objet éclairée est à la distance  $d_0$  du capteur d'enregistrement. L'onde objet diffractée vers le plan du capteur peut être exprimée avec les approximations de Fresnel par l'équation (2) [49 [Introduction To Fourier Optics]] ( $i = \sqrt{-1}$ ) :

Le front d'onde de l'objet au niveau du plan objet est  $A(x, y) = a(x, y) \exp[i\psi(x, y)]$ ,  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière,  $a$  est lié à la réflectance de l'objet et  $\psi$  est la phase optique liée à la forme et à la rugosité de la surface de l'objet. À partir des hologrammes enregistrés, la reconstruction du champ objet à n'importe quelle distance  $d_r$  du plan d'enregistrement est donnée par la transformée de Fresnel discrète dans l'équation. (3) [5 [Direct recording of hologram by a CDD target and numerical reconstruction],50 [General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography]] :

avec la transformée de Fourier rapide bidimensionnelle FFT et le noyau de Fresnel  $h_f$  défini par l'équation 4,

Avec l'équation (3), le champ optique à valeurs complexes peut être obtenu. En considérant deux instants consécutifs, la variation de phase (phase Doppler) est obtenue en soustrayant les deux phases extraites des deux champs optiques reconstruits numériquement aux deux instants.

## 1.2. PSF d'Holographie de Fresnel numérique

Lorsque la distance de reconstruction est définie sur  $d_r = -d_0$  dans l'équation (3), le plan objet initial est obtenu à partir du calcul. Dans ce cas, la relation étroite entre le plan objet initial et celui reconstruit numériquement peut être décrite par la fonction de réponse impulsionnelle (PSF, "Point Spread Function" en anglais) de l'holographie numérique de Fresnel. Soit  $A(x, y)$  l'amplitude complexe du plan objet initial et  $A_r(X, Y)$  celle de l'image à valeur complexe calculée en sortie de l'algorithme de reconstruction. Les deux champs optiques sont liés par la relation de convolution [49] avec la  $\text{PSF}(x, y)$  :

Fondamentalement, le schéma de propagation complet de l'holographie numérique de Fresnel peut être résumé sur la Fig. 1 (b). La configuration est considérée comme sans lentille, la moitié de la propagation existe physiquement (de l'objet au réseau de capteurs), tandis que la seconde moitié est une pure reconstruction numérique de la zone du capteur au plan image. En considérant une focalisation numérique correcte, la formulation générale du  $\text{PSF}(x, y)$  peut s'écrire comme ( $\otimes$  signifie produit de convolution) [50 [General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography],51 [Some opportunities for vibration analysis with time averaging in digital Fresnel holography]] :

où  $\Pi_{\Delta_x, \Delta_y}(x, y)$  représente la surface active des pixels, exprimée sous la forme d'une fonction "porte" :

et  $\Delta_x, \Delta_y$  sont respectivement la largeur active des pixels dans les directions  $x$  et  $y$ . Le deuxième terme  $W_{NM}(x, y)$  correspond à la fonction de filtrage induite par la transformée de Fresnel discrète. Il a été démontré que ce terme est [50 [General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography]] :

Dans l'équation (8),  $N, M$  est le nombre de pixels du capteur matriciel et  $P_x, P_y$  sont les pas de pixels respectivement dans les directions  $x$  et  $y$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde de la lumière. Notez que  $P_x, P_y$  et  $\Delta_x, \Delta_y$  sont liés au facteur de remplissage du capteur par  $\xi = \Delta_x \Delta_y / P_x P_y$ . Dans ce cours,  $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ .

### 1.3. Bruit de décorrélation dans les mesures de phase

Comme souligné précédemment, la phase Doppler inclut un bruit dû à la décorrélation de speckle entre les deux instants, lorsque la surface de l'objet est soumise à un changement. Le bruit de décorrélation possède des propriétés spécifiques par rapport aux autres sources de bruit dans les systèmes d'imagerie : d'une part le bruit ne suit pas la statistique gaussienne, puis il présente des statistiques dépendantes de l'amplitude, enfin, le bruit n'est pas stationnaire dans le champ image. Ainsi, ce bruit de speckle de décorrélation est une source très particulière de fluctuations aléatoires dans l'imagerie de phase cohérente. La densité de probabilité de ce bruit est donnée par [35 [Laser speckle and related phenomena]] :

avec  $\beta = |\mu| \cos(\epsilon)$ . L'équation (9) dépend de  $|\mu|$  qui est le module du facteur de cohérence complexe des deux champs de speckle aux deux instants. La densité de probabilité est cartographiée pour différentes valeurs de  $|\mu|$  sur la Fig. 2.

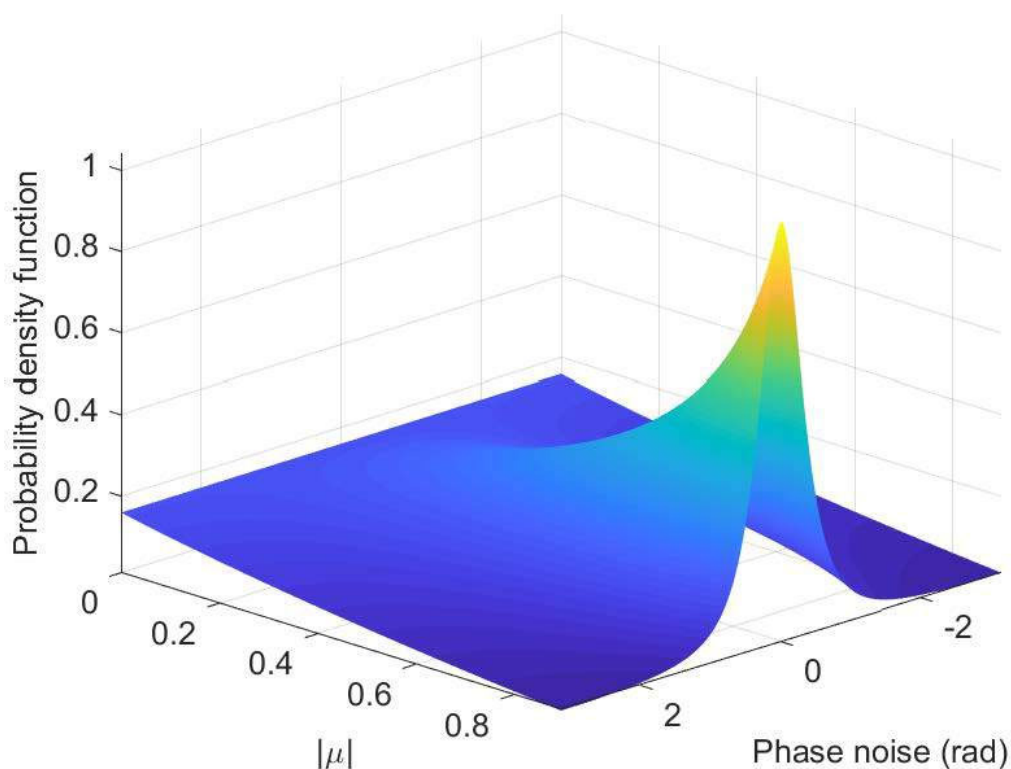


Fig. 2. Fonction de densité de probabilité du bruit de décorrélation de speckle en fonction de  $|\mu|$ .

Comme  $|\mu|$  diminue, un élargissement de la densité de probabilité est observé. Plus la valeur de  $|\mu|$  est haute, moins le signal est bruité et plus la courbe tend à prendre une forme gaussienne. Au contraire, si  $|\mu|$  diminue, les données de phase seront de plus en plus bruitées et le bruit sera uniformément réparti entre  $-\pi$  et  $\pi$ . La propriété non stationnaire du bruit de phase speckle peut être appréciée avec la Fig. 3 qui considère le cas de la phase Doppler obtenue entre deux instants différents lorsqu'une structure vibre. La Fig. 3 (a) montre le motif de franges de phase bruitée et représentée modulo  $2\pi$  et la Fig. 3 (b) fournit la carte débruitée en utilisant la transformée de Fourier fenêtrée bidimensionnelle [52 [Two-dimensional windowed Fourier transform for fringe pattern analysis: Principles, applications and implementations]]. L'écart type et la valeur de  $|\mu|$  dépendent de la densité des franges sur la Fig. 3 (a). Afin d'obtenir une évaluation plus quantitative du bruit, la Fig. 3 (c) fournit la carte de l'écart type du bruit dans

la carte de phase. Les 2 patches montrent le bruit local qui est différent entre les 2 zones considérées.

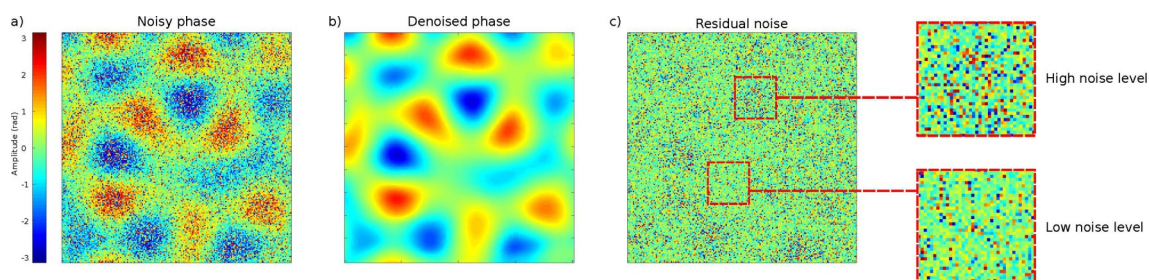


Fig. 3. Propriété non stationnaire du bruit de phase, (a) franges mod  $2\pi$  bruitées, (b) carte de phase débruitée (a), (c) carte de bruit, avec 2 zoom sur le bruit dans 2 patches locaux

On peut observer que le bruit de speckle n'est pas uniformément réparti sur le champ image, mais qu'il dépend de la densité locale des franges, qui est liée à l'élévation de la carte de phase. L'élévation de la carte de phase est étroitement liée aux modifications de la surface entre les deux affleurements. Le bruit est plus fort dans les zones à déplacement élevé et moindre là où il n'y a pas de déplacement significatif. Comme on peut l'observer, les zones dans lesquelles le bruit est élevé sur la Fig. 3 (c) sont liées aux zones à forte densité de franges sur la Fig. 3 (a), indiquant un lien étroit entre le bruit de phase et la pente locale de la déformation superficielle.

L'écart type  $\sigma_\epsilon$  du bruit de décorrélation dépend du module du facteur de cohérence complexe entre les deux champs de speckle [36 [Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications]]. La relation n'est pas triviale, mais une formule approximative pour  $\sigma_\epsilon$  valable pour  $|\mu| \in [0.7; 1]$  a été fournie [38 [Refocus criterion based on maximization of the coherence factor in digital three-wavelength holographic interferometry]] :

Il s'ensuit que relier les paramètres fondamentaux influençant  $|\mu|$  est d'un intérêt majeur afin de pouvoir prédire l'écart type du bruit dans les cartes de phase Doppler. La section suivante discute de l'expression théorique du module du facteur de cohérence complexe en prenant en compte la PSF de l'holographie numérique de Fresnel.

## 2. Modélisation théorique

### 2.1. Facteur de cohérence complexe des images numériques

Le coefficient de corrélation complexe est défini par l'intensité mutuelle entre les deux champs d'images  $A_r(\mathbf{X}_1)$  et  $A_r(\mathbf{X}_2)$  obtenus pendant deux instants  $t_1$  et  $t_2 = t_1 + \Delta t$  [36 [Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications], 53 [Statistical optics]] :

où  $\langle \dots \rangle$  représente la moyenne statistique. Par souci de compacité des formules, la notation vectorielle est adoptée pour désigner les coordonnées d'un point situé dans le plan image  $(X, Y)$ , soit  $\mathbf{X}$  dans le plan objet. Les deux termes de l'équation (11) obéissent à la condition [36 [Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications]] :

ce qui signifie que la valeur du coefficient de corrélation complexe est normalisée à 1 lorsqu'aucun mouvement de l'objet n'est observé. Afin de déterminer l'expression sur  $\mu$ , l'estimation de  $\langle A_r(\mathbf{X}_1)A_r^*(\mathbf{X}_2) \rangle$  est nécessaire. On a :

De cette manière, la moyenne statistique est appliquée uniquement au facteur non déterministe  $\langle A(\mathbf{x}_1)A^*(\mathbf{x}_2) \rangle$ . D'après Ruffin et al. [41 [Spectral correlation of partially or fully developed patterns generated by rough surfaces], 54 [Application of speckle-correlation methods to surface-roughness measurement: a theoretical study]], la phase de l'objet sous illumination et observation peut s'écrire :

avec  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\theta_e$  et  $\theta_o$  les angles d'éclairage et d'observation de la surface [54 [Application of speckle-correlation methods to surface-roughness measurement: a theoretical study]]. Afin de simplifier l'équation (14), on note  $\Omega_z = k(\cos(\theta_e) + \cos(\theta_o))$  et  $\Omega_x = k(\sin(\theta_e) + \sin(\theta_o))$ , pour qu'il se réduise à :

L'éclairage de la surface de l'objet est considéré comme constant (éclairage avec une tache lumineuse étendue uniforme) pour donner l'amplitude de l'onde de l'objet  $a(\mathbf{x}) \approx a$ . La hauteur de la surface à tout instant est  $h_z(\mathbf{x})$ , tandis que  $\rho(\mathbf{x})$  correspond à la rugosité de la surface de l'objet.

La figure 4 représente les notations pour l'éclairage, l'observation, la hauteur de la surface et la rugosité. La hauteur de la surface peut changer entre l'instant  $t_1$  et  $t_2$  en raison de la déformation de la surface dans le cas où l'objet est soumis à des charges (pneumatiques, acoustiques, mécaniques, thermiques, ...).

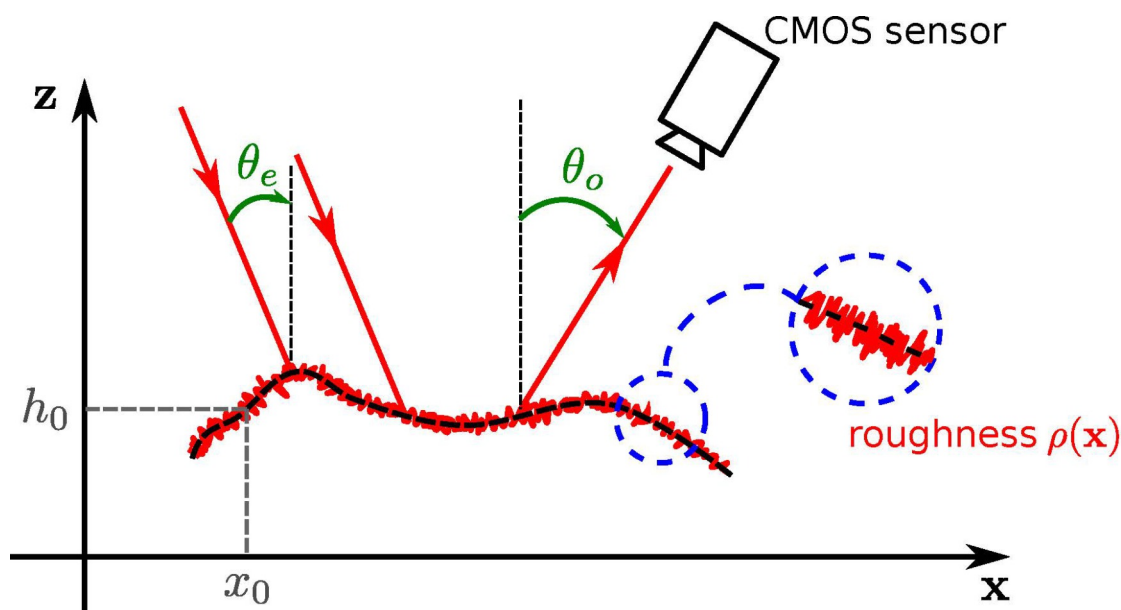


Fig. 4. Notations pour l'éclairage, l'observation, la hauteur et la rugosité de la surface de l'objet.

La rugosité  $\rho(\mathbf{x})$  est aléatoire et une approche statistique doit être considérée, alors que  $h_z(\mathbf{x})$  est déterministe car elle ne dépend que de la hauteur et de la déformation de la surface. Il suit :

et donc,

La fonction caractéristique conjointe de la rugosité peut être exprimée comme [43 [Speckle at various plane in an optical system], 54 [Application of speckle-correlation methods to surface-roughness measurement: a theoretical study]] :

Dans l'équation (18),  $R_{hh}$  est la fonction d'autocorrélation normalisée de la rugosité de surface. Si l'écart type de rugosité  $S_q$  est plus grand que la longueur d'onde  $\lambda$  [55 [First-order probability density function of the laser speckle phase]] et que la largeur de l'autocorrélation

de rugosité est plus étroite que la largeur du PSF du système d'imagerie, l'équation (18) peut être exprimée comme une distribution Dirac  $\delta(\mathbf{x})$ . On obtient après un développement limité de la fonction exponentielle [41 [Spectral correlation of partially or fully developed patterns generated by rough surfaces], 43 [Speckle at various plane in an optical system], 54 [Application of speckle-correlation methods to surface-roughness measurement: a theoretical study], 56 [Space and wavelength dependence of speckle intensity]]

Il vient :

Il s'ensuit que la corrélation croisée des deux champs  $A_r(\mathbf{X}_1)$  et  $A_r(\mathbf{X}_2)$  ne dépend pas de la rugosité de la surface de l'objet, mais uniquement de la différence d'élévation entre les deux instants.

## 2.2. Pentas de déformation de surface locale

La déformation de l'objet peut être considérée comme une variation linéaire locale de la forme de la surface autour de sa position d'origine. Afin d'évaluer l'équation (20) et d'obtenir l'expression de  $\mu$  en fonction de la variation linéaire entre les deux instants consécutifs, on considère le cas de la déformation de surface hors plan selon  $h_z(x, y, t) = h_0 + \alpha_x(t)x + \alpha_y(t)y$ . Pour la déformation dans le plan, la coordonnée change selon  $x_0 + \beta_x(t)x$ . Ainsi,  $(\alpha_x(t), \alpha_y(t))$  sont les pentes locales dues à une déformation hors du plan et  $(\alpha_x(t), \alpha_y(t))$  est celle due à une déformation dans le plan. On obtient alors (pour la fluidité du calcul  $h_z(\mathbf{x}, t) = h_0 + \alpha(t)\mathbf{x}$ ) :

donnant,

Puisque la deuxième intégration est également un produit de convolution, on obtient :

et puis

L'intégrale dans l'équation (24) est la transformée de Fourier du produit des deux PSF évalués à la fréquence spatiale  $\mathbf{u} = \frac{\Omega_z}{2\pi} (\alpha(t_1) - \alpha(t_2)) + \frac{\Omega_x}{2\pi} (\beta_x(t_1) - \beta_x(t_2))$  en fonction de l'état de déformation aux instants  $t_1$  et  $t_2$ . Notant  $\Delta\alpha_{12} = \alpha(t_1) - \alpha(t_2)$  et  $\Delta\beta_{12} = \beta_x(t_1) - \beta_x(t_2)$  respectivement le hors-plan et dans -pentes planes dues à la déformation de surface entre les instants  $t_1$  et  $t_2$ , on a ( $\otimes$  signifie produit de convolution) :

où  $p(\mathbf{u})$  est la transformée de Fourier de  $\text{PSF}(\mathbf{X})$ .

## 2.3. Expression finale de $|\mu|$

Par souci de clarté, on note  $\mathbf{u}_{\alpha\beta} = \frac{\Omega_z}{2\pi} \Delta\alpha_{12} + \frac{\Omega_x}{2\pi} \Delta\beta_{12}$ . En utilisant l'équation (11) et l'équation (25), on obtient l'expression du coefficient de corrélation complexe des deux champs qui s'exprime sous forme de produit de convolution :

Cette expression n'est pas facilement manipulable en l'état, sauf lors du calcul numérique de la convolution pour des cas particuliers. Cependant, une expression approximative du module du coefficient de corrélation complexe peut être fournie en considérant la matrice du capteur comme une fonction à valeur réelle (ce qui est *a priori* le cas). Ainsi, on obtient :

Le module  $|\mu|$  dépend de la variation de pente entre les deux instants  $\Delta\alpha_{12}$  et  $\Delta\beta_{12}$ . De plus,  $|\mu|$  est directement proportionnel à l'auto-corrélation de la fonction de type pupille analogique-numérique de l'holographie numérique de Fresnel. La PSF du système étant liée à la convolution de deux fonctions (Eq.(6)), sa transformée de Fourier est la multiplication de la transformée de Fourier des deux fonctions. Pour la fonction pixel [51 [Some opportunities for vibration analysis with time averaging in digital Fresnel holography]], on a (FT signifie Fourier Transform) :

De même avec  $U_x = \frac{Np_x}{\lambda d_0}$ , on obtient pour la fonction de filtrage de la transformée de Fresnel :

où  $\mathbf{N}$  représente  $N, M$ . Le terme dans l'équation (27) est alors :

Puisque les deux fonctions de Dirac décalées compenseront après la convolution dans l'équation (27), cela arrive finalement pour  $|\mu|$  :

Notons que le paramètre clé  $U_x = Np_x/\lambda d_0$  inclus dans l'équation (31) est la fréquence de coupure de l'holographie numérique de Fresnel, et fait référence à l'inverse de ce qui est habituellement considéré comme la "résolution spatiale" de la reconstruction holographique numérique,  $\rho_x = 1/U_x = \lambda d_0/Np_x$ , [4 [New techniques in digital holography], 5 [Direct recording of hologram by a CDD target and numerical reconstruction], 6 [Handbook of Holographic Interferometry : Optical and Digital Methods]]. Cela dépend uniquement de la distance de reconstruction idéale de meilleure mise au point, du pas des pixels et du nombre de pixels dans l'hologramme enregistré. Lorsque  $U_x$  augmente (capteur étendu),  $|\mu|$  a tendance à être élevé pour le même état, ce qui signifie que l'écart type du bruit est faible. Mais lorsque  $U_x$  diminue (capteur étroit),  $|\mu|$  diminue également et l'écart type du bruit augmente. Cela signifie que la décorrélation de phase de speckle dans l'holographie numérique de Fresnel est étroitement liée aux dimensions du capteur utilisé pour enregistrer les hologrammes. Plus le capteur est grand, plus la décorrélation est faible. Inversement, plus le capteur est étroit, plus le bruit dans les données de phase Doppler est important.

## 2.4. Résumé

Dans cette partie du cours, nous résumons les hypothèses et les résultats de l'analyse théorique. La modélisation a été réalisée par l'évaluation du module du facteur de cohérence complexe. Pour cela, les pentes de surface locales de la déformation de surface dans le plan et hors plan sont les paramètres pertinents. Ces pentes locales doivent être considérées au sens des fréquences spatiales qu'elles produisent pour le système holographique selon l'équation. (32) :

avec  $\Delta\alpha_{12}$  et  $\Delta\beta_{12}$  respectivement les pentes locales hors plan et dans le plan dues à la déformation de surface entre les deux instants considérés. L'expression finale de  $|\mu|$ , Eq.(31), dépend des fonctions simples sinc et rect sous la forme d'un produit de convolution, avec variable de sortie les fréquences spatiales produites par les pentes de la surface. Les deux fonctions sont respectivement liées à la surface active des pixels et aux dimensions du capteur. Les paramètres clés de l'holographie numérique de Fresnel sont ses fréquences de coupure données par la relation  $(U_x, U_y) = (Np_x/\lambda d_0, Mp_y/\lambda d_0)$  dans lesquelles les paramètres physiques sont le nombre de pixels du capteur  $(M, N)$ , le pas des pixels  $(p_x, p_y)$ , la distance entre le plan objet et le capteur  $(d_0)$ , et la longueur d'onde de la lumière  $(\lambda)$ .

## 2.5. Cas des pixels non étendus

Dans le cas des pixels "non étendu" (hypothèse de pixels "ponctuels"), l'impact de la largeur des pixels (représentée par la fonction sinc dans l'équation (31)) peut être négligeable par rapport à la fonction rect qui dépend des dimensions du capteur. Mathématiquement, cela signifie que la fonction sinc de la surface active des pixels peut être réduite à "1". Dans ce cas, l'expression de  $|\mu|$  est simplement lié à la convolution bidimensionnelle de la fonction rectangulaire et est donné par :

Ici,  $u$  et  $v$  sont respectivement la fréquence spatiale dans les directions  $x$  et  $y$  avec  $u = \frac{\Omega_z \Delta \alpha_x}{2\pi} + \frac{\Omega_x \Delta \beta_x}{2\pi}$  et  $v = \frac{\Omega_z \Delta \alpha_y}{2\pi}$ . Notez que la courbe représentant l'équation (33) dans les directions  $x$  et  $y$  est simplement une ligne droite avec une pente négative. Il s'ensuit que  $|\mu|$  présente une anisotropie en fonction des dimensions du capteur et de l'orientation des franges. Cela signifie  $|\mu|$  dépend de l'inclinaison des déformations opérées par rapport à la longueur de la matrice du capteur. Pour le cas unidimensionnel, l'hypothèse des pixels non étendus peut être supposée par  $1/\Delta_x \gg N p_x / \lambda d_0$ , et peut également être exprimée par  $\sqrt{\xi} N p_x^2 / \lambda d_0 \ll 1$ . Le rapport dépend des paramètres expérimentaux. Si  $d_0$  augmente, c'est-à-dire que la distance entre le capteur et l'objet augmente, le rapport diminue et la surface étendue des pixels a une influence réduite. Cela correspond au cas où la résolution spatiale de l'image construite est bien supérieure à la largeur des pixels. Ainsi, plus l'objet est éloigné, moins la largeur des pixels a d'influence sur la décorrélation de phase. Ce résultat a également été souligné dans [50 [General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography]]. Évidemment, ces règles s'inversent lorsque l'objet se rapproche du capteur. Cela signifie que l'influence de la largeur des pixels sur la décorrélation de phase est plus significative dans ce cas.

Afin d'évaluer l'impact de la fonction sinc sur  $|\mu|$ , une simulation des fonctions sinc et rect est considérée avec les paramètres suivants :  $d_0 = 300 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 0.532 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $p_x = 20 \text{ }\mu\text{m}$  et  $\xi = 0,58$ . Une comparaison des deux fonctions avec des valeurs différentes  $\xi = 0,58$  est présentée sur la Fig. 5 (a). La largeur de la fonction rectangle par rapport au sinc est à prendre en compte pour  $N = 512$  et  $N = 1024$ . Cela signifie que pour ces cas, la forme de la courbe de  $|\mu|$  est modifiée et n'est plus une droite à pente négative. Ce point est illustré sur la Fig. 5 (b) où  $|\mu|$  est représenté pour les quatre cas  $N = (128, 256, 512, 1024)$ . Dans les deux dernières courbes pour  $N = 512$  et  $N = 1024$ , l'effet de l'extension de la surface des pixels peut être clairement observé puisque les tracés deviennent courbes.

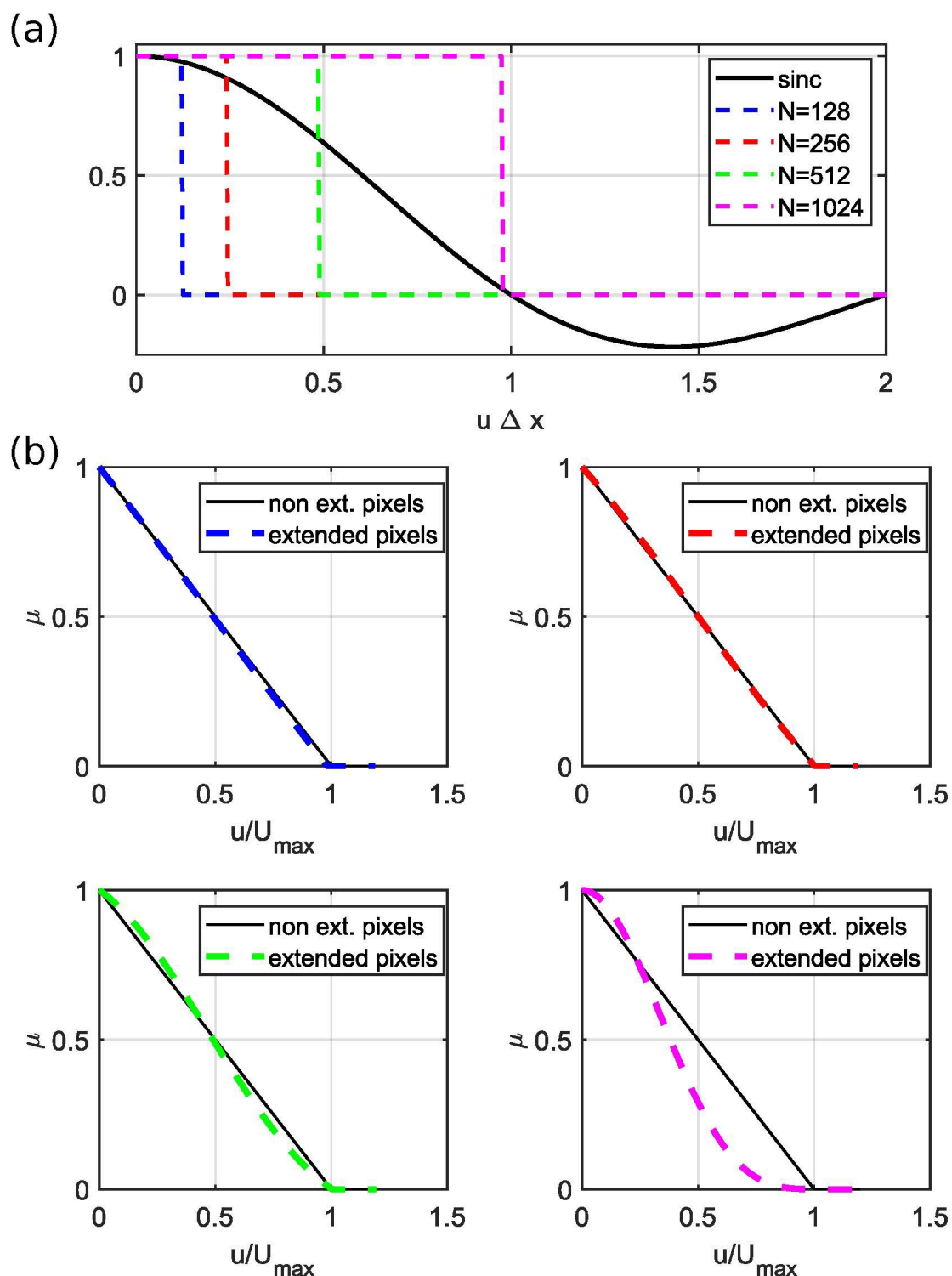


Fig. 5. (a) Comparaison de la fonction rect à partir de la largeur du capteur et du sinc à partir des pixels étendus pour  $\square=(128,256,512,1024)$ , (b) variation de  $|\mu|$  pour les quatre cas  $\square=(128,256,512,1024)$ . Le code couleur de  $\square$  dans (a) est conservé dans (b).

La figure 5 montre que les pixels étendus modifient uniquement la forme de la courbe de  $|\mu|$ , mais qu'ils ne modifient pas significativement la sensibilité à l'asymétrie du capteur. Cela signifie que l'anisotropie du bruit n'est pas modifiée par la surface étendue des pixels. La figure 6 montre le module du facteur de cohérence complexe pour différentes fréquences de coupure de l'holographie numérique de Fresnel.

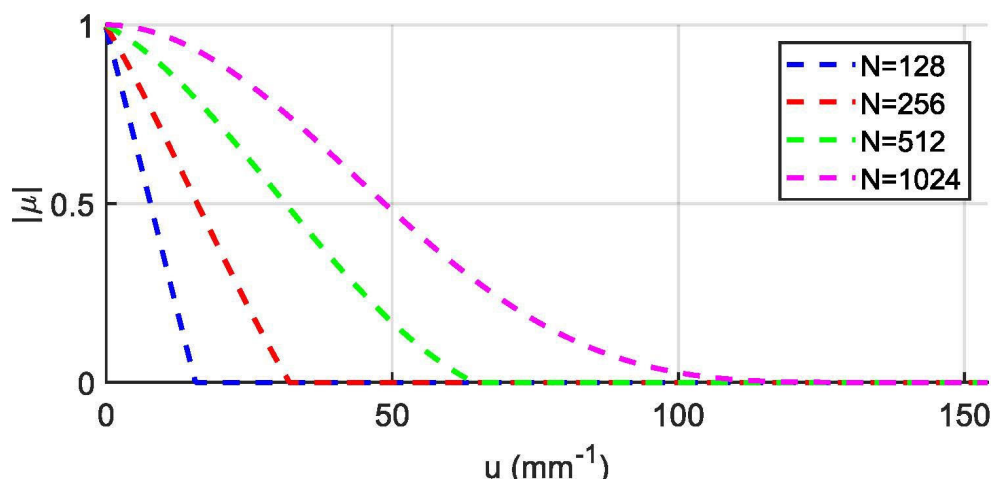


Fig. 6. Comparaison de  $|\mu|$  pour un capteur de différentes tailles de pixels pour  $N = (128, 256, 512, 1024)$  et  $\lambda = 0,532 \mu m$ ,  $\Delta x = 20 \mu m$ .

La section suivante présente une comparaison entre les simulations numériques réalistes et l'expression théorique de l'équation (31).

### 3. Confrontation aux stimulations

#### 3.1. Simulation d'images de phase

Des simulations d'images de phase sont réalisées afin de simuler des cartes de phase issues de l'interférométrie holographique numérique de Fresnel avec bruit de décorrélation de speckle. Le schéma de base de la simulation est représenté sur la Fig. 1 (c), qui correspond à la mise en œuvre numérique de l'équation de convolution de l'holographie numérique de Fresnel (équation (5)). Le calcul est effectué à l'aide de transformées de Fourier rapides. Le plan objet initial est transformé de Fourier et multiplié par la transformée de Fourier de la PSF (équation (30)), puis la transformée de Fourier inverse donne le plan image. Pour le plan objet, une surface plane avec une rugosité gaussienne (écart type à  $10\lambda$ ) est simulée numériquement. L'objet soumis à une déformation de surface est simulé en ajoutant la déformation modélisée comme un plan avec une certaine pente. La pente a une amplitude  $\Delta\alpha$  et une orientation décrite par un angle,  $\phi$  de sorte que la déformation est donnée par  $S(x, y) = \Delta\alpha \cos(\phi)x + \Delta\alpha \sin(\phi)y$ . Par souci de simplicité, seules les déformations hors plan sont considérées.

Afin de reproduire des situations pratiques réalistes, les paramètres sont choisis comme suit :  $d_0 = 2760 mm$ ,  $\lambda = 0.532 \mu m$ ,  $p_x = 4.4 \mu m$ ,  $M = 1200$  et  $N = 1600 pixels$ . Le capteur est volontairement choisi avec des dimensions rectangulaires afin de mettre en évidence l'anisotropie du bruit, qui dépend de l'orientation des franges. Pour la simulation, les pixels sont considérés comme non étendus (facteur de remplissage proche de zéro). Avec les paramètres, on a  $U_{max} \approx 4.79 mm^{-1}$  et  $V_{max} \approx 3.59 mm^{-1}$ . En considérant l'éclairage à incidence normale ( $\theta_o = \theta_e = 0$  sur la Fig. 4), de sorte que  $\Omega_z = 4\pi/\lambda$  et  $\Omega_x = 0$ , la fréquence spatiale de la pente a une amplitude égale à  $\Delta\alpha/\lambda$ . Les pentes sont choisies de manière à ce que les fréquences spatiales correspondantes soient dans la plage maximale  $[0, \sqrt{U_{max}^2 + V_{max}^2}]$ . Cela conduit à  $\Delta\alpha \in [0, 1.5^{-3}]$ . L'orientation du motif de franges est ajustée en faisant varier l'angle  $\phi$  from 0 to  $360^\circ$ . La phase Doppler bruyante est finalement obtenue en calculant la différence entre deux cartes de phase à partir du calcul décrit sur la Fig. 1 (c).

### 3.2. Estimation du bruit

Les cartes de bruit sont extraites en calculant la différence entre les phases originales sans bruit et bruyantes. L'écart type et la densité de probabilité du bruit sont estimés. Avec l'équation (9), les données sont ajustées à l'équation théorique afin d'estimer la valeur de  $|\mu|$ .

### 3.3. Comparaison entre simulations et théorie

La figure 7 présente les déformations de surface sous forme de pentes dans leurs versions sans bruit et bruitée pour 5 angles d'inclinaison  $\phi = (0, 30, 45, 60, 90)^\circ$ .

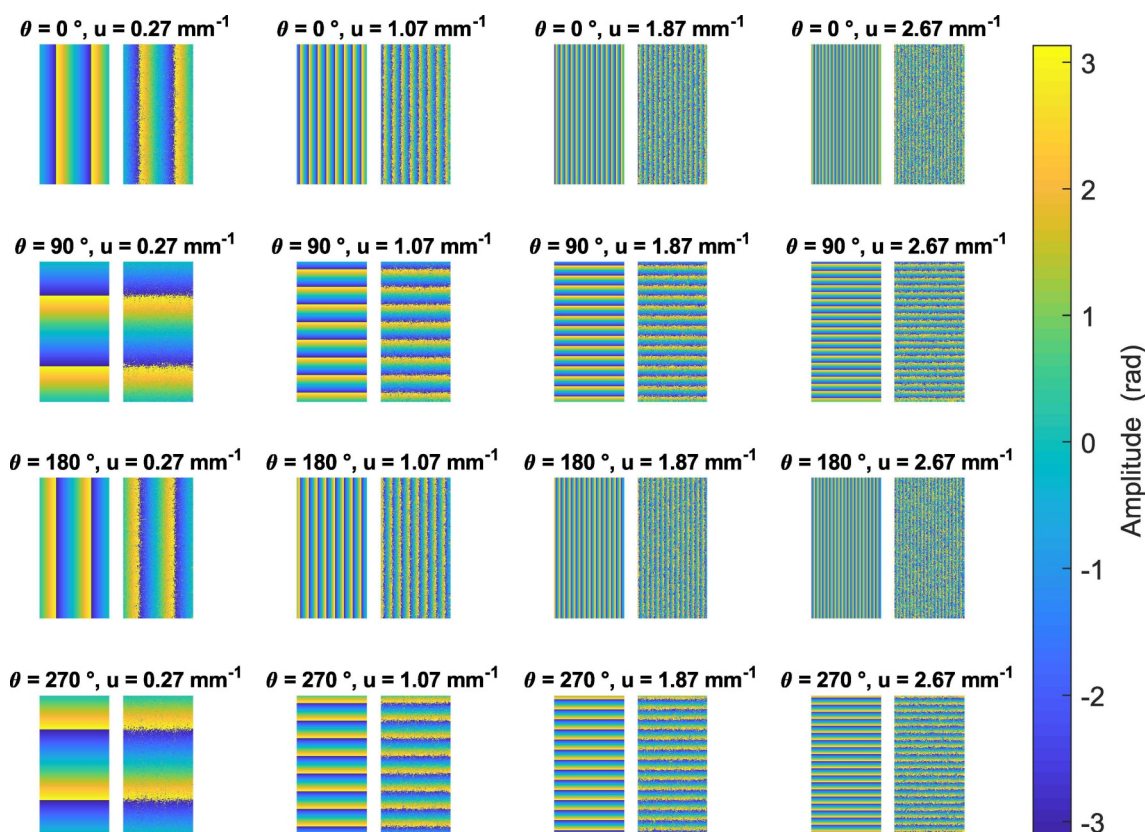


Fig. 7. Extractions du simulateur pour les déformations de surface sous forme de pentes. Les cartes de phase modulo  $2\pi$  sont données pour 5 angles d'inclinaison  $(0, 30, 45, 60, 90)^\circ$  et des fréquences spatiales progressives de  $0,01 \text{ mm}^{-1}$  à  $0,08 \text{ mm}^{-1}$ . Les déformations de surface sans bruit et bruitée sont affichées pour chaque cas.

La figure 8 montre les comparaisons entre les valeurs de  $|\mu|$  estimé à partir des cartes de phase bruitées simulées et celui obtenu avec la théorie de l'équation (33). Comme on peut le constater, la simulation est en très bon accord avec l'expression théorique. Ceci confirme que le bruit de décorrélation est sensible à l'orientation des franges lorsque le capteur présente une asymétrie comme les formats rectangulaires.

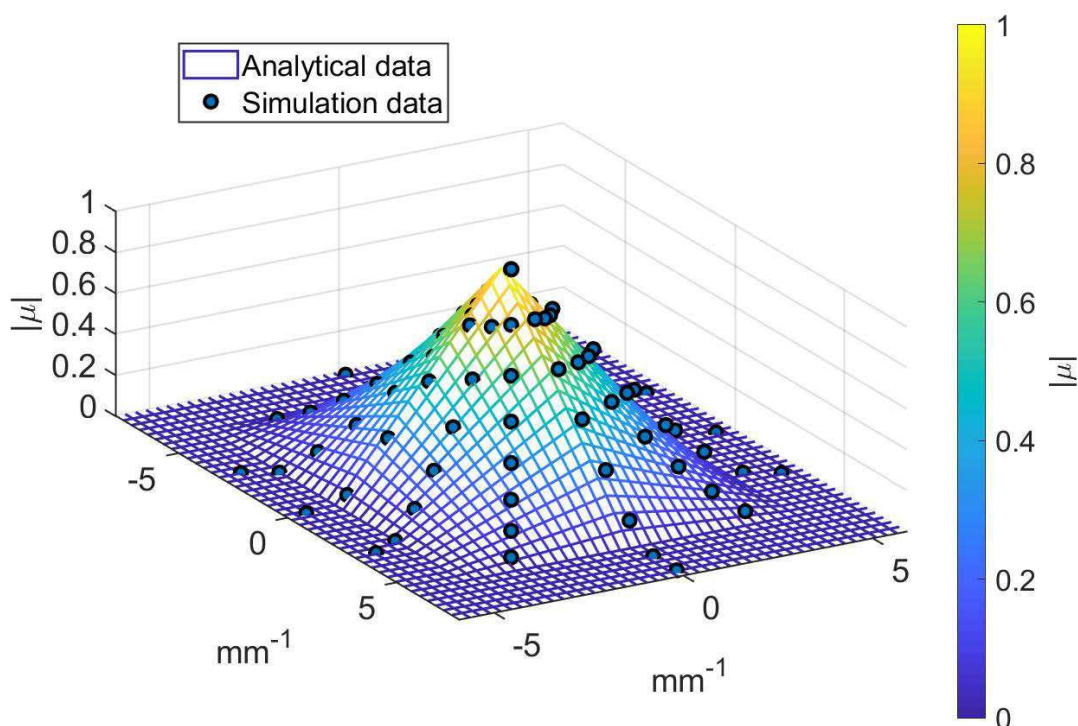


Fig. 8. Comparaison entre l'expression analytique de l'équation (33) et les résultats de simulation pour différentes valeurs de l'amplitude et de l'orientation de la pente.

## 4. Expériences

### 4.1. Mise en œuvre expérimentale

Dans cette partie du cours, une comparaison entre des résultats analytiques et expérimentaux est présentée. Le dispositif expérimental est schématisé sur la Fig. 9 (a). La surface de l'objet et le capteur de la caméra sont éclairés par un laser vert continu (longueur d'onde  $\lambda = 532 \text{ nm}$ , puissance maximale de  $6 \text{ W}$ ). La lumière émise par le laser est divisée par un séparateur de faisceau polarisant (PBS) pour produire les faisceaux de référence et d'éclairage. L'onde de l'objet est étendue spatialement pour éclairer la structure à l'aide d'un DOE (élément optique diffractif) dédié [57 [Applied digital optics: from micro-optics to nanophotonics]]. Le DOE a été conçu avec 8 sous-zones, chacune produisant une forme de faisceau laser particulière [58 [Versatile stepper based maskless microlithography using a liquid crystal display for direct write of binary and multilevel microstructures]]. La Fig. 9 (b) illustre la diversité des formes pouvant être réalisées avec le DOE : surface carrée, zones elliptiques, poutres rectangulaires étroites et grandes (verticales et horizontales). Une telle mise en forme du faisceau augmente l'efficacité photométrique de l'installation en évitant le gaspillage de lumière avec les lentilles et les miroirs classiques. Pour plus de détails sur la réalisation du DOE, le lecteur est invité à considérer [59 [Combined digital-DOE holographic interferometer for force identification in vibroacoustics]]. Le capteur provient de SONY ICX274AL et est inséré dans une caméra Imaging Source DMK 51buc02. La taille des pixels est de  $p_x = p_y = 4,4 \mu\text{m}$  et la résolution maximale est de  $1200 \times 1600$  pixels. Le temps d'exposition est fixé à  $100 \mu\text{s}$  et la configuration est une holographie numérique de Fresnel hors axe. Le faisceau d'éclairage impacte la surface

de l'objet avec un angle  $\theta_e = 15$  degrés et l'observation est à incidence normale ( $\theta_o = 0$ ), de sorte que  $\Omega_z \approx 1.96\pi/\lambda$ .

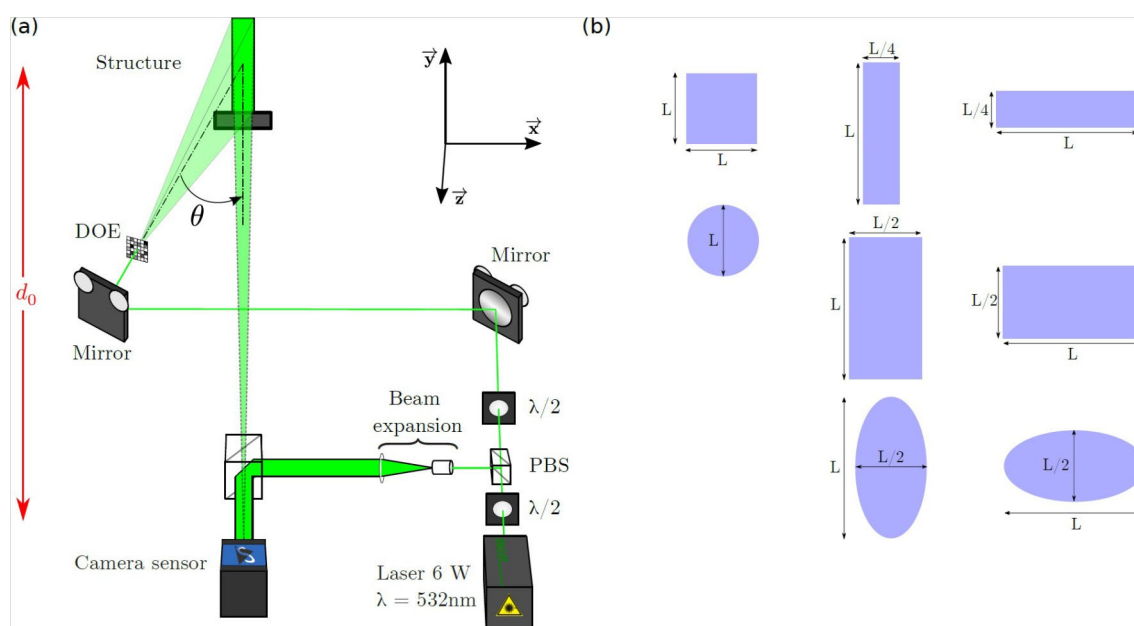


Fig. 9. (a) Dispositif expérimental de vibrométrie holographique plein champ (PBS : séparateur de faisceau polarisant, DOE : élément optique diffractif, lame demi-onde  $\lambda/2$ ), (b) ensemble de structures en forme de faisceau pouvant être produit par le DOE pour éclairer la surface de l'objet. L'axe  $z$  est orienté le long de la propagation du faisceau lumineux à partir du plan de la structure et les axes  $x$ - $y$  sont parallèles au plan de la structure.

Pour la comparaison avec la théorie, l'objet testé est une poutre rectangulaire en aluminium mesurant 26,4 cm de hauteur, 2,03 cm de largeur et 0,49 cm d'épaisseur. La distance entre le capteur et l'objet est définie sur  $d_0 \approx 2760$  mm. Ainsi, nous avons  $U_{max} = 4.79$  mm<sup>-1</sup> et  $V_{max} = 5.59$  mm<sup>-1</sup>. La poutre mécanique est soumise à une force de charge qui produit une flexion puis un déplacement. On utilise une vis de précision micrométrique à une de ses extrémités, tandis que l'autre est fixée à la table optique. La vis de précision est intégrée dans une poutre lourde indéformable, de sorte que la vis poussera la structure et appliquera une force statique contrôlée au sommet de la poutre.

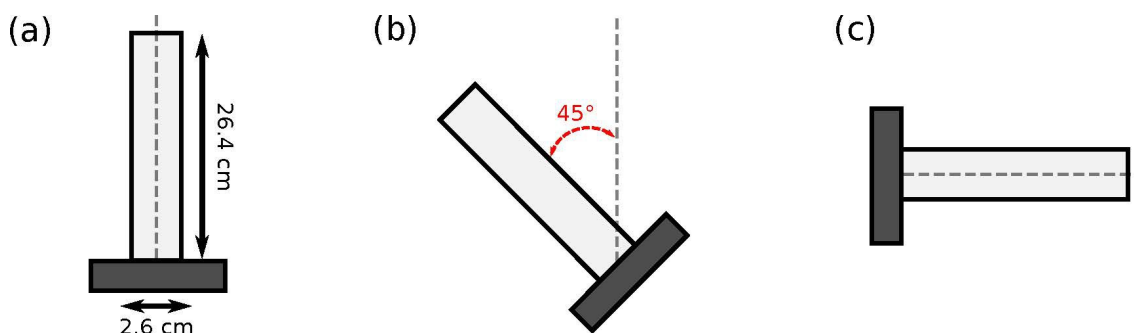


Fig. 10. Schémas pour les trois positions de la poutre en aluminium orientée à, (a) 90 degrés pour la poutre verticale, (b) 45 degrés, (c) 0 degrés pour la poutre horizontale.

## 4.2. Traitement des données

Des ensembles d'hogrammes numériques sont enregistrés pour les trois inclinaisons du faisceau lors de l'application progressive de la force de charge sur le faisceau, en commençant par une charge nulle jusqu'à une charge maximale permettant de traiter des motifs de franges. Ensuite, les hologrammes numériques sont reconstruits numériquement et les phases sont extraites pour calculer les phases Doppler entre l'état de charge actuel et l'état statique initial.

À partir de là, un ensemble de motifs de franges de phase bruitées est obtenu. Afin d'estimer la pente expérimentale due à la déformation, et donc la fréquence spatiale correspondante, un débruitage robuste à l'aide de la transformée de Fourier fenêtrée 2D est effectué [31 [Quantitative appraisal for noise reduction in digital holographic phase imaging], 52 [Two-dimensional windowed Fourier transform for fringe pattern analysis: Principles, applications and implementations], 60 [Error analysis for noise reduction in 3D deformation measurement with digital color holography]]. Les cartes de phases débruitées sont ensuite déroulées et converties en données physiques (multiplication par  $\lambda/3.92\pi$ ) afin d'estimer la pente de la déformation de surface. La pente de la surface est estimée par minimisation des moindres carrés lors de l'ajustement des données avec  $\Delta\alpha_x x + \Delta\alpha_y y$ . A partir de  $(\Delta\alpha_x, \Delta\alpha_y)$  les fréquences spatiales de la pente sont estimées. Avec les données de phase débruitées, le bruit de décorrélation peut être estimé par soustraction de la phase brute. Ensuite, la fonction de densité de probabilité et le module du facteur de cohérence complexe sont estimés. Notons que l'estimation de la pente est effectuée sur des patches locaux afin d'obtenir des estimations de pente locales et des estimations locales de  $|\mu|$ . De même, pour chaque patch sur lequel la déformation de la pente est mesurée, la valeur de  $|\mu|$  est obtenue.

### 4.3. Confrontation théorie-expérience

L'enregistrement des hologrammes est réalisé avec la résolution native de  $1200 \times 1600$  pixels. La figure 11 montre les images d'amplitude des hologrammes reconstruits dans les trois inclinaisons différentes. Les images hors axe peuvent être appréciées. Pour chaque inclinaison de la poutre, la Figure 11 fournit des cartes de phases brutes dans lesquelles la densité progressive des franges augmente du pied (poutre serrée) jusqu'au sommet de la poutre (force de charge).

Ces données brutes sont ensuite traitées pour obtenir des estimations du bruit, de la pente et enfin de  $|\mu|$ .

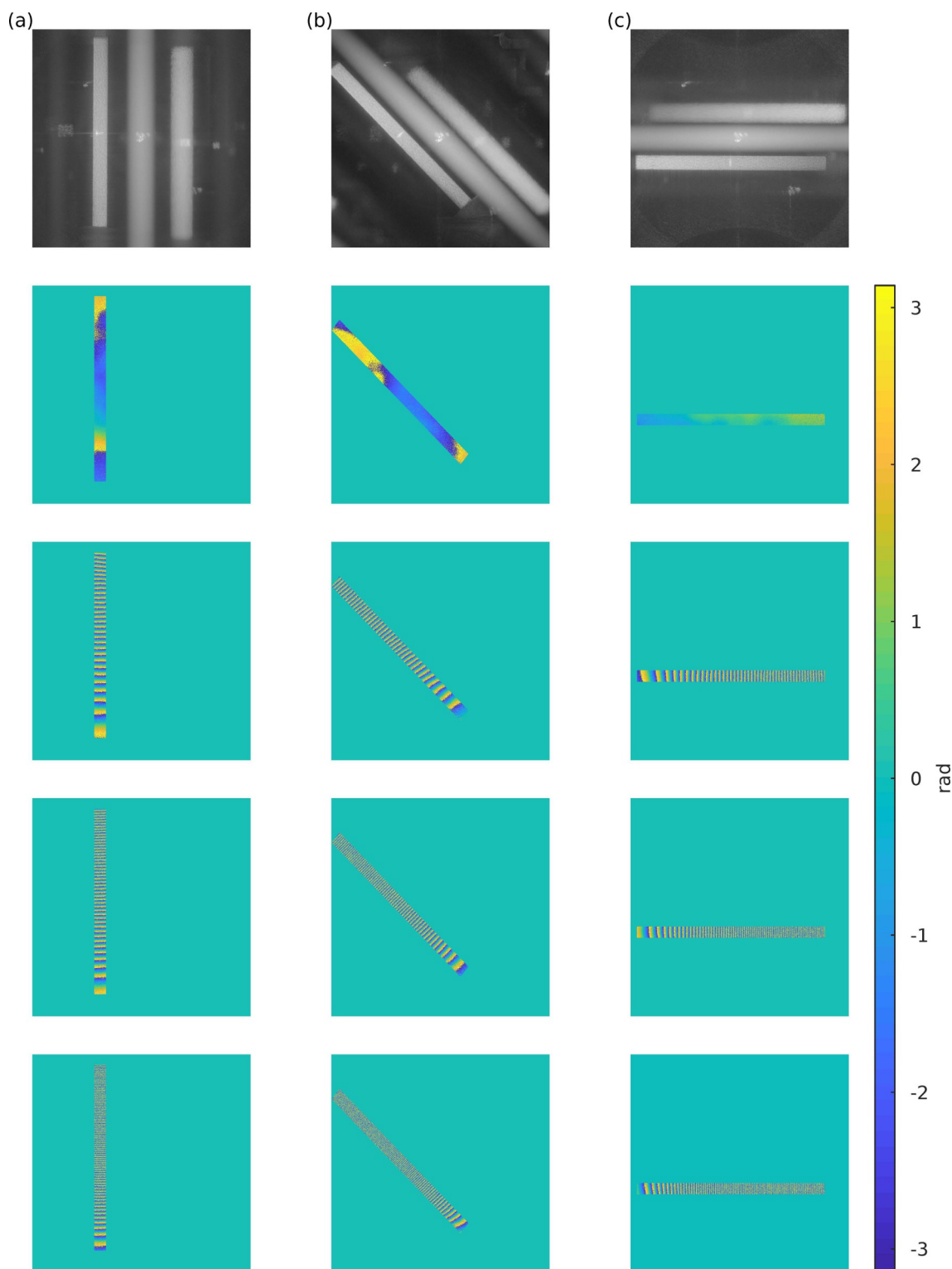


Fig. 11. Exemples d'amplitudes et de cartes de phase reconstruites pour les trois inclinaisons du faisceau, (a) faisceau vertical, (b) faisceau orienté à 45 degrés, (c) faisceau horizontal. Quatre images de phase pour quatre courbures différentes sont fournies.

Le profil théorique de  $|\mu|$  est rappelé sur la figure 12(a) et les trois orientations du faisceau sont mises en évidence, respectivement avec la ligne pointillée bleue pour le faisceau horizontal, la ligne pointillée rouge pour l'orientation verticale et la ligne pointillée verte pour la poutre inclinée. Les figures 12(b) à 12(d) montrent la comparaison entre  $|\mu|$  et les résultats

expérimentaux respectivement pour la poutre verticale, la poutre horizontale et la poutre inclinée.

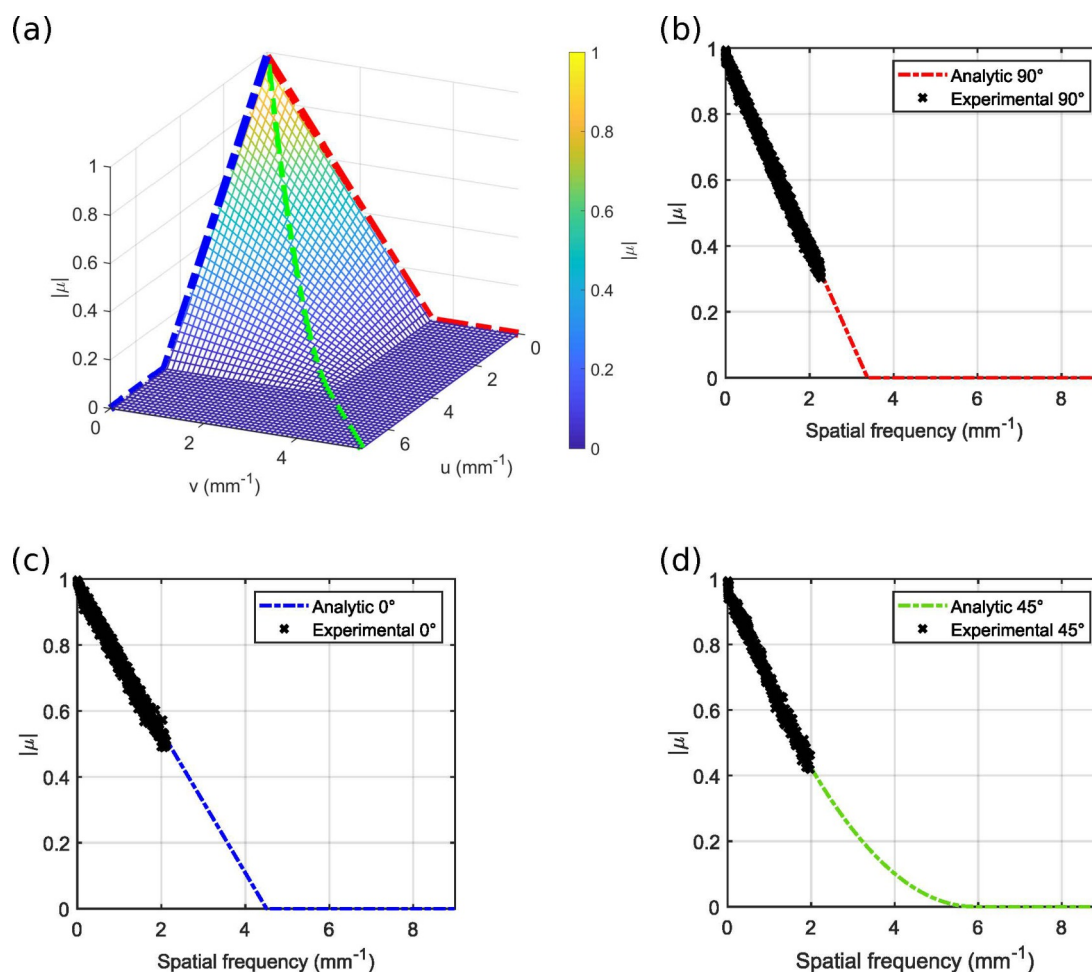


Fig. 12. Comparaison entre théorie et expériences, (a) valeurs théoriques de  $|\mu|$ , avec la ligne pointillée bleue pour le faisceau horizontal, la ligne pointillée rouge pour l'orientation verticale et la ligne pointillée verte pour le faisceau incliné, (b) comparaison entre les estimations expérimentales de  $|\mu|$  et valeurs théoriques pour le cas de la poutre verticale, (c) comparaison entre les estimations expérimentales de  $|\mu|$  et valeurs théoriques pour le cas de la poutre horizontale, (d) comparaison entre les estimations expérimentales de  $|\mu|$  et valeurs théoriques pour le cas de la poutre inclinée.

La figure 12 montre le très bon accord entre l'expression théorique de l'équation (31) et les résultats expérimentaux. Notons que du point de vue expérimental, les valeurs de  $|\mu|$  inférieures à 0,3 sont difficiles à atteindre. C'est pourquoi les graphiques des figures 12(b) à (c) ne présentent pas les valeurs de  $|\mu|$  jusqu'à "0". Quand  $|\mu|$  diminue, la densité des franges augmente et nécessite que les sauts de phase soient échantillonnés avec au moins 4 pixels par saut de phase. De plus, l'algorithme de débruitage nécessite également un minimum de données d'échantillonnage pour fonctionner, sinon il n'est pas possible de traiter davantage les données. Notons que, dans un futur proche, des algorithmes de débruitage plus puissants pourraient éventuellement être envisagés pour des valeurs très faibles de  $|\mu|$ , comme les nouvelles approches apportées par le deep learning [61 [Towards reduced cnns for de-noising phase images corrupted with speckle noise]]. Les résultats de la Figure 12 confirment que le module du facteur de corrélation complexe est étroitement lié à la pente de la déformation de la surface, validant ainsi tout l'approche théorique développée dans ce cours.

\* \*

\*

Ce cours fournit l'expression théorique du module du facteur de cohérence contrôlant la décorrélation du bruit de speckle dans les mesures d'interférométrie holographique numérique. Comme résultat principal, le coefficient de corrélation dépend des caractéristiques géométriques du montage telles que le nombre de pixels de la matrice d'enregistrement, la taille et le pas des pixels, la longueur d'onde d'éclairage, la distance entre l'objet et le capteur et la température locale. pente de la déformation de la surface entre les deux instants considérés. L'analyse théorique montre que la décorrélation est anisotrope et dépend à la fois de l'orientation locale du motif des franges de phase et des largeurs du capteur. La théorie est confrontée à des simulations réalistes confirmant la pertinence de l'analyse proposée. Des expériences sont réalisées pour le cas d'une poutre mécanique soumise à une flexion avec une force de charge. A partir des hologrammes reconstruits numériquement, les modèles de franges de phase pour trois orientations différentes du faisceau mécanique sont traités et les pentes locales des déformations de surface induites sont évaluées. A partir de ces données, le module du facteur de cohérence complexe est estimé. Les résultats expérimentaux confirment le très bon accord avec la modélisation théorique et démontrent la caractéristique anisotrope du bruit de phase de décorrélation en holographie numérique de Fresnel.

L'interprétation de la théorie peut être abordée du point de vue des fréquences spatiales. Dans la configuration de Fresnel, on peut considérer que le capteur, du fait de son extension spatiale limitée, se comporte comme un filtre passe-bas et atténue les hautes fréquences spatiales correspondant aux fortes pentes de déformation de surface. Il s'ensuit que le bruit de décorrélation de speckle est lié à la fonction de transfert de modulation de l'holographie numérique de Fresnel et que le bruit augmente si la pente locale de déformation de surface augmente. L'imagerie holographique, en tant que filtrage linéaire entre l'objet physique et l'image reconstruite numériquement, perturbe la propagation des fréquences spatiales liées à la pente de déformation et cela a pour conséquence l'augmentation de la décorrélation du speckle dans la phase Doppler. Par conséquent, l'atténuation se traduit par un bruit de phase dans le motif de franges de phase mesuré entre les deux instants considérés. Les résultats présentés dans ce cours ouvrent la voie à de nouvelles approches avancées de débruitage en métrologie holographique numérique en considérant les connaissances préalables sur la déformation de surface afin de prédire le bruit local et d'adapter le traitement du bruit. Cela serait très utile pour l'imagerie holographique à grande vitesse dans laquelle le nombre de pixels du capteur est réduit et le bruit de décorrélation plus élevé que dans les expériences conventionnelles.

# Bibliographie

[A new Microscopic Principle] D. GABOR, "A New Microscopic Principle," Nature. 161, 777-778 (1948).

[Application of speckle-correlation methods to surface-roughness measurement: a theoretical study] B. RUFNG, "Application of speckle-correlation methods to surface-roughness measurement: a theoretical study," J. Opt. Soc. Am. A 3, 1297-1304 (1986).

[Applied digital optics: from micro-optics to nanophotonics] B. C. KRESS AND P. MEYRUEIS, *Applied digital optics: from micro-optics to nanophotonics* (Wiley, Chichester, U.K, 2009).

[Calculation of complex correlation coefficients of two speckle fields of different wavelengths, and their application to two-wavelength-measurement techniques] U. VRY, "CALCULATION OF COMPLEX CORRELATION COEFFICIENTS OF TWO SPECKLE FIELDS OF DIFFERENT WAVELENGTHS, AND THEIR APPLICATION TO TWO-WAVELENGTH-MEASUREMENT TECHNIQUES," J. Opt. Soc. Am. A 5, 114-125 (1988).

[Combined digital-DOE holographic interferometer for force identification in vibroacoustics] J. POITTEVIN, C. FAURE, J. LE MEUR, P. PICART, C. PEZERAT, AND K. HEGGARTY, "COMBINED DIGITAL-DOE HOLOGRAPHIC INTERFEROMETER FOR FORCE IDENTIFICATION IN VIBROACOUSTICS," Proceedings SPIE 10677, 106773A (2018).

[Comparative analysis of autofocus functions in digital in-line phase-shifting holography] E. S. FONSECA, P. T. FIADAIRO, M. PEREIRA, AND A. PINHEIRO, "Comparative analysis of autofocus functions in digital in-line phase-shifting holography," Appl. Opt. 55. 7663-7674 (2016).

[Comparative study of multi-look processing for phase map de-noising in digital Fresnel holographic interferometry] S. MONTRÉSOR, P. MEMMOLO, V. BIANCO, P. FERRARO, AND, P. PICART, "Comparative study of multi-look processing for phase map de-noising in digital Fresnel holographic interferometry," J. Opt. Am. A 36, A59-A66 (2019).

[Decorrelation and fringe visibility : on the limiting behavior of various electronic speckle-pattern correlation interferometers] M. OWNER-PETERSEN, "Decorrelation and fringe visibility: on the limiting behavior of various electronic speckle-pattern correlation interferometers," J. Opt. Soc. Am. A 8, 1082-1089 (1991).

[Deformation measurement by phase-shifting digital holography] Y. MORIMOTO, T. NOMURA, M. FUJIGAKI, S. YONEYAMA, AND I. TAKAHASHI, "Deformation measurement by phase-shifting digital holography," Exp. Mech. 45, 65-70 (2005).

[Digital double pulse-TV holography] G. PEDRINI, H. J. TIZIANI, AND Y. ZOU, "Digital double pulse-TV holography," Opt. Lasers Eng. 26, 199-219 (1997).

[Digital holography and three-dimensional display : Principles and Applications] T.-C. POON, *Digital holography and three-dimensional display : Principles and Applications* (Springer Science & Business Media, 2006).

[Digital stroboscopic holography setup for deformation measurement at both quasi-static and acoustic frequencies] D. DE GREEF, J. SOONS, AND J. J. DIRCKX, "Digital stroboscopic holography setup for deformation measurement at both quasi-static and acoustic frequencies," Int. J. Optomechatronics, 8, 275-291 (2014).

[Direct recording of hologram by a a CDD target and numerical reconstruction] U. SCHNARS AND W. JÜPTNER, "Direct recording of hologram by a a CDD target and numerical reconstruction," Appl. Opt. 33., 179-181 (1994).

**[Error analysis for noise reduction in 3D deformation measurement with digital color holography]** S. MONTRÉSOR, P. PICART, O. SAKHARUK, AND L. MURAVSKY, "Error analysis for noise reduction in 3D deformation measurement with digital color holography," *J. Opt. Soc. Am. B* 34, B9–B15 (2017).

**[First-order probability density function of the laser speckle phase]** J. UOZUMI AND T. ASAKURA, "First-order probability density function of the laser speckle phase," *Opt. Quantum Electron.* 12, 477–494 (1980).

**[General analysis of fringe contrast in electronic speckle pattern interferometry]** G. A. SLETTEMOEN, "General analysis of fringe contrast in electronic speckle pattern interferometry," *Opt. Acta : Int. J. Opt.* 26, 313-327 (1979).

**[General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography]** P. PICART AND J. LEVAL, "General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography," *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA* 25, 1744–1761 (2008).

**[Handbook of Holographic Interferometry : Optical and Digital Methods]** T. KREIS, *Handbook of Holographic Interferometry : Optical and Digital Methods* (Wiley, 2004), 1st ed.

**[High-resolution quantitative phase-contrast microscopy by digital holography]** C. J. MANN, L. YU, C. M. LO, AND M.K. KIM, "High-resolution quantitative phase-contrast microscopy by digital holography," *Opt. Express* 13, 8693-8698 (2005).

**[Holographic tomography : techniques and biomedical applications]** V. BALASUBRAMANI, A. KUŚ , H.-Y. TU, C.-J. CHENG, M. BACZEWSKA, W. KRAUZE, AND M. KUJAWIŃSKA, "Holographic tomography : techniques and biomedical applications," *Appl. Opt.* 60, B65-B80 (2021).

**[Inline application of digital holography]** M. FRATZ, T. BECKMANN, J. ANDERS, A. BERTZ, M. BAYER, T. GIESSLER, C. NEMETH, AND D. CARL, "Inline application of digital holography," *Appl. Opt.*, 58, G120-G126 (2019).

**[Introduction To Fourier Optics]** J. W. GOODMAN, *Introduction To Fourier Optics* (W.H.Freeman & Co Ltd, Englewood, Colo, 2005).

**[Laser speckle and related phenomena]** J. C. DAINTY, ed., *Laser speckle and related phenomena*, no. 9, in *Topics in applied physics* (Springer, Berlin, 1984), 2nd ed.

**[Lock-in vibration retrieval based on high-speed full-field coherent imaging]** E. METEYER, S. MONTRESOR, F. FOUCART, J. LE MEUR, K. HEGGARTY, C. PEZERAT, AND P. PICART, "Lock-in vibration retrieval based on high-speed full-field coherent imaging," *Sci. Reports* 11, 7026-7040 (2021).

**[Maximal fraction of acceptable measurements in phase-shifting speckle interferometry: a theoretical study]** G. A. SLETTEMOEN AND J. C. WYANT, "Maximal fraction of acceptable measurements in phase-shifting speckle interferometry: a theoretical study," *J. Opt. Soc. Am. A* 3, 210–214 (1986).

**[Measurement of the integral refractive index and dynamic cell morphometry of living cells with digitalholographic microscopy]** B. RAPPAZ, P. MARQUET, E. CUCHE, Y. EMERY, C. DEPEURSINGE, AND P. J. MAGISTRETTI, "Measurement of the integral refractive index and dynamic cell morphometry of living cells with digital holographic microscopy," *Opt. Express* 13, 9361-9373 (2005). Publisher : OSA.

**[Measuring shape and deformation of small objects using digital holography]** S. SEEBACHER, W. OSTEN, AND W. P. JUEPTNER, "Measuring shape and deformation of small objects using digital holography," in *Laser Interferometry IX : Applications*, vol. 3479 (International Society for Optics and Photonics, 1998), pp. 104-115.

**[Mechanical behavior of CAD/CAM occlusal ceramic reconstruction assessed by digital color holography]** H. XIA, M. SECAIL-GERAUD, J. LE MEUR, S. MONTRESOR, K. HEGGARTY, C. PEZERAT, AND P. PICART, "*Mechanical behavior of CAD/CAM occlusal ceramic reconstruction assessed by digital color holography*," *Dental Mater.* 34, 1222-1234 (2018).

**[Miniaturized digital holography sensor for distal three-dimensional endoscopy]** E. KOLENOVIC, W. OSTEN, R. KLATTENHOFF, S. LAI, C. V. KOPYLOW, AND W. JÜPTNER, "*Miniaturized digital holography sensor for distal three-dimensional endoscopy*," *Appl. Opt.* 42, 5167-5172 (2003).

**[Multi-point vibrometer based on high-speed digital in-line holography]** J. POITTEVIN, P. PICART, C. FAURE, F. GAUTIER, AND C. PÉZERAT, "*Multi-point vibrometer based on high-speed digital in-line holography*," *Appl. Opt.* 54, 3185-3196 (2015).

**[New techniques in digital holography]** P. PICARD, ed., *New techniques in digital holography, Instrumentation and measurement series* (ISTE Ltd ; John Wiley & Sons., Inc, London, 2015).

**[New techniques in wavefront reconstruction]** E. N. LEITH AND J. UPATNIEKS, "*New techniques in wavefront reconstruction*," *J. Opt. Soc. Am* 51, 1469-1473 (1961).

**[Quality assement of refocus criteria for particle imaging in digital off-axis holography]** S. K. MOHAMMED, L. BOUAMAMA, D. BAHOUL, AND P. PICART, "*Quality assement of refocus criteria for particle imaging in digital off-axis holography*," *Appl. Opt.* 56, F158-F166 (2017).

**[Quality assessment of combined quantization-shot-noise induced decorrelation noise in high-speed digital holographic metrology]** 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*," *Opt. Express.* 23, 30917-30932 (2015).

**[Quantitative appraisal for noise reduction in digital holographic phase imaging]** S. MONTRESOR AND P. PICART, "*Quantitative appraisal for noise reduction in digital holographic phase imaging*," *Opt. Express* 24, 14322-1434 (2016).

**[Quasi noise-free digital holography]** V. BIANCO, P. MEMMOLO, M. PATURZO, A. FINIZIO, B. JAVIDI, AND P. FERRARO, "*Quasi noise-free digital holography*", *Light. Sci Appl* 5, e16142-e1642 (2016).

**[Reduction of speckle in digital holography by discrete Fourier filtering]** J. MAYCOCK, B. M. HENNELLY, J. B. McDONALD, Y. FRAUEL, A. CASTRO, B. JAVIDI, AND T. J. NAUGHTON, "*Reduction of speckle in digital holography by discrete Fourier filtering*," *J. Opt. Soc. Am. A* 24, 1617-1622 (2007).

**[Reduction of speckle noise in multiwavelength contouring]** C. FALLDORF, S. HUFERATH-VON LUEPKE, C. VON KOPYLOW, AND R. B. BERGMANN, "*Reduction of speckle noise in multiwavelength contouring*," *Appl. Opt.* 51, 8211-8215 (2012).

**[Refocus criterion based on maximization of the coherence factor in digital three-wavelength holographic interferometry]** P. PICART, S. MONTRESOR, O. SAKHARUK, AND L. MURAVSKY, "*Refocus criterion based on maximization of the coherence factor in digital three-wavelength holographic interferometry*," *Opt. Lett.* 42 275-278 (2017).

**[Refocusing criterion via sparsity measurements in digital holography]** P. MEMMOLO, M. PATURZO, B. JAVIDI, P. A. NETTI AND P. FERRARO, "*Refocusing criterion via sparsity measurements in digital holography*," *Appl. Opt.* 39, 4719-4722 (2014).

**[Remote metrology by comparative digital holography]** T. BAUMBACH, W. OSTEN, C VON KOPYLOW, AND W. JÜPTNER, "Remote metrology by comparative digital holography," *Appl. Opt.* 45, 925-934 (2006).

**[Roughness determination by speckle-wavelength decorrelation]** D. J. SCHERTLER AND N. GEORGE, "Roughness determination by speckle-wavelength decorrelation," *Opt. Lett.* 18, 391-393 (1993).

**[Separate recording of rationally related vibration frequencies using digital stroboscopic holographic interferometry]** I. ALEXEENKO, M. GUSEV, AND V. GUREVICH, "Separate recording of rationally related vibration frequencies using digital stroboscopic holographic interferometry," *Appl. Opt.* 48, 3475-3480 (2009).

**[Some opportunities for vibration analysis with time averaging in digital Fresnel holography]** P. PICART, J. LEVAL, D. MOUNIER, AND S. GOUGEON, "Some opportunities for vibration analysis with time averaging in digital Fresnel holography," *Appl. Opt.* 44, 337-343 (2005).

**[Space and wavelength dependence of speckle intensity]** N. GEORGE AND A. JAIN, "Space and wavelength dependence of speckle intensity," *Appl. Phys.* 4, 201-212 (1974).

**[Speckle at various plane in an optical system]** N. GEORGE, "Speckle at various plane in an optical system," *Opt. Eng.* 25, 256754 (1986).

**[Speckle decorrelation in surface profilometry by wavelength scanning interferometry]** I. YAMAGUCHI, A. YAMAMOTO, AND S. KUWAMURA, "Speckle decorrelation in surface profilometry by wavelength scanning interferometry," *Appl. Opt.* 37, 6721-6728 (1998).

**[Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications]** J. W. GOODMAN, *Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications*, Second Edition (SPIE, 2007).

**[Spectral correlation of partially or fully developed patterns generated by rough surfaces]** B. RUFFING AND J. FLEISHER, "Spectral correlation of partially or fully developed patterns generated by rough surfaces," *J. Opt. Soc. Am. A* 2, 1637-1643 (1985).

**[Statistical optics]** J. W. GOODMAN, *Statistical optics* (Wiley, New York, 2000).

**[Surface-roughness measurement based on the intensity correlation function of scattered light under speckle-pattern illumination]** P. LEHMANN, "Surface-roughness measurement based on the intensity correlation function of scattered light under speckle-pattern illumination," *Appl. Opt.* 38, 1144-1152 (1999).

**[Surface topography measurement by frequency sweeping digital holography]** V. LÉDL, P. PSOTA, F. KAVÁN, O. MATOUŠEK, AND P. MOKRÝ, "Surface topography measurement by frequency sweeping digital holography," *Appl. Opt.* 56, 7808-7814 (2017).

**[Theoretical analysis of surface-shape-induced decorrelation noise in multi-wavelength digital holography]** M. PINIARD, B. SORRENTE, G. HUG, AND P. PICART, "Theoretical analysis of surface-shape-induced decorrelation noise in multi-wavelength digital holography," *Opt. Express* 29, 14720-14735 (2021).

**[Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography]** T. ZHANG AND I. YAMAGUCHI, "Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.* 23, 1221-1223 (1998).

**[Towards reduced cnns for de-noising phase images corrupted with speckle noise]** M. TAHON, S. MONTRESOR, AND P. PICART, "Towards reduced cnns for de-noising phase images corrupted with speckle noise," *Photonics* 8, 255 (2021).

**[Transient vibration measurements using multi-pulse digital holography]** G. PEDRINI, P. H. FRÖNING, H. FESSLER, AND H. TIZIANI, "*Transient vibration measurements using multi-pulse digital holography*," *Opt. & Laser Technol.* 29, 505-511 (1998).

**[Twin-sensitivity measurement by spatial multiplexing of digitally recorded holograms]** P. PICART, E. MOISSON, AND D. MOUNIER, "*Twin-sensitivity measurement by spatial multiplexing of digitally recorded holograms*," *Appl. Opt.* 42, 1947-1957 (2003).

**[Two-dimensional windowed Fourier transform for fringe pattern analysis: Principles, applications and implementations]** Q. KEMAO, "*Two-dimensional windowed Fourier transform for fringe pattern analysis: Principles, applications and implementations*," *Opt. Lasers Eng.* 45, 304-317 (2007).

**[Versatile stepper based maskless microlithography using a liquid crystal display for direct write of binary and multilevel microstructures]** M. V. KESSELS, M. EL BOUZ, R. PAGAN, AND K. HEGGARTY, "*Versatile stepper based maskless microlithography using a liquid crystal display for direct write of binary and multilevel microstructures*," *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* 6, 033002 (2007).

**[Visualization of travelling waves propagating in a plate equipped with 2D ABH using wide-field holographic vibrometry]** L. LAGNY, M. SECAIL-GERAUD, J. LE MEUR, S. MONTRESOR, K. HEGGARTY, C. PEZERAT, AND P. PICART, "*Visualization of travelling waves propagating in a plate equipped with 2D ABH using wide-field holographic vibrometry*," *J. Sound Vib.* 461, 114925 (2019).