

---

# Vibrométrie holographique multipoint

## Dimensionnement, limites et applications

**Julien Poittevin, Pascal Picart, François Gautier,  
Charles Pézerat**

*Université du Maine, LAUM UMR CNR 6613, Le Mans, France*

*julien.poittevin@univ-lemans.fr*

---

**RÉSUMÉ.** Dans le domaine de la vibro-acoustique, la Vibrométrie Laser Doppler (LDV) est l'instrument favori pour les mesures dynamiques. Le principal inconvénient de la LDV est qu'elle ne peut fournir des données dynamiques qu'à un emplacement particulier de la surface inspectée. Les techniques de balayage nécessitent une mesure parfaitement répétable (excitation, structure, capteur). Pour obtenir simultanément une collection de points de données à la surface de l'objet vibrant, nous proposons une approche de type « vibromètre multipoint » basée sur une méthode d'holographie numérique haute cadence. La conception du système est menée par une approche de type « simulation based design », et dégage les règles d'optimisation expérimentale. La méthode est validée expérimentalement et nous démontrons 5916 points de mesure simultanés à 50 kHz, ce qui constitue la meilleure performance de l'état de l'art actuel. Une application de la méthode à l'interaction entre une onde vibratoire et un trou noir acoustique bidimensionnel est décrite.

**ABSTRACT.** In the vibro-acoustics field, Laser Doppler Velocimetry (LDV) is the most used tool for investigating dynamic measurements. The main drawback of LDV is that it can provide dynamic data at only a particular location of the inspected surface. Scanning techniques are an alternative approach to get full-field measurement, but the object of interest has to be under a perfectly controlled excitation. In order to simultaneously obtain a collection of data points at the surface of the vibrating object, we propose an approach related to multipoint vibrometry, which is based on very high-speed digital holography. The measurement system was designed according to a simulation based design, and this establishes rules for the experimental optimization. The method is experimentally validated and provides 5916 simultaneous measurement points at 50 kHz, which is the best performance of the current state of the art. Application of the method to the interaction between an acoustic wave and a two-dimensional acoustic black hole is described.

**MOTS-CLÉS :** holographie numérique, mesure de phase, bruit dans les systèmes d'imagerie, image interférométrique, technique de reconstruction d'image, analyse vibratoire.

**KEYWORDS:** digital holography, phase measurement, noise in imaging systems, interferometric imaging, image reconstruction technique, vibration analysis.

---

DOI:10.3166/I2M.15.1-2.79-119 © 2016 Lavoisier

## 1. Introduction

Dans les domaines de l'acoustique, vibro-acoustique, vibrations des structures ou des vibrations induites par écoulement, la Vibrométrie Laser Doppler (LDV) est l'instrument favori pour les mesures dynamiques (Drain, 1980 ; Scruby, Drain, 1990 ; Monchalain, 1993 ; Castellini *et al.*, 1998). Cette technique est basée sur l'interférométrie hétérodyne, ou d'auto-mélange dans une diode laser, et peut comprendre des fibres optiques pour compacter le système (Drain, 1980 ; Donati *et al.*, 2006 ; Chebbour *et al.*, 2001 ; Chijioke, Lawall, 2008 ; Shang *et al.*, 2009 ; Bertling *et al.*, 2014 ; Zabit *et al.*, 2010 ; 2011 ; Y. Li *et al.*, 2011 ; Magnani *et al.*, 2012 ; Roos *et al.*, 1996). L'utilisation d'un faisceau laser, pour sonder un objet dynamique, fournit des mesures d'une grande précision et à haute résolution, sans contact. En outre, elle permet la mesure à distance de déplacements, de vitesse et d'accélération des objets vibrants (Drain, 1980). Avec de tels instruments, les déplacements inférieurs à la longueur d'onde de la source laser peuvent être mesurés. Une grande variété d'applications, telles que l'analyse modale, le contrôle de la qualité en ligne, l'analyse des vibrations de machines, ou encore des applications biomédicales ont été démontrées récemment (Scruby, Drain, 1990 ; Monchalain, 1993 ; Castellini *et al.*, 1998). Le principal inconvénient de la LDV est qu'elle ne peut fournir des données dynamiques qu'à un emplacement particulier de la surface inspectée. Afin d'obtenir des données plein champ, un mécanisme de balayage laser est nécessaire et un étalonnage doit être effectué (Vanlanduit *et al.*, 2003 ; O'Malley *et al.*, 2009 ; Halkon, Rothberg, 2003). Actuellement, des miroirs de balayage sont utilisés pour déplacer la sonde de mesure d'un point à un autre. Cette opération demande du temps et l'objet d'intérêt doit être sollicité par une source bien contrôlée (stationnaire et/ou répétable).

Pour obtenir simultanément une collection de points de données à la surface de l'objet vibrant, des vibromètres multipoints ont été développés. De telles techniques sont basées sur le balayage d'une ligne (MacPherson *et al.*, 2007 ; Sun *et al.*, 2014), 256 points sur une ligne jusqu'à 80 kHz dans (MacPherson *et al.*, 2007) ; sur des éléments optiques holographiques associés à un capteur CMOS, vibrations jusqu'à 100 Hz mesurées dans la référence (Connelly *et al.*, 2008) ; 45 points multiplexés jusqu'à 190 MHz (Fu *et al.*, 2011) ; ou encore avec trois dispositifs acousto-optique et un unique capteur fournissant 4×5 faisceaux avec un taux à 500 Méch/s (Fu *et al.*, 2010). Bien que ces techniques soient utiles pour donner un ensemble de mesures sur plusieurs points indépendants de la surface, le nombre de mesures simultanées « single shot » est relativement faible.

Une évaluation plein champ peut être obtenue avec l'interférométrie holographique ou l'interférométrie de speckle (Kreis, 1996). Les deux approches sont bien adaptées en raison de la forte densité de points de mesure et le temps de mesure réduit. L'analyse vibratoire par interférométrie holographique a débuté avec les travaux de Powell

et Stetson (Powell, Stetson, 1965 ; Stetson, Powell, 1965), qui, le premier, a établi le principe du temps moyenné. L'utilisation du temps moyenné et du quasi-temps moyenné en holographie numérique de Fresnel a ensuite été discuté dans (Picart *et al.*, 2003 ; Picart, Leval, 2008 ; Leclercq *et al.*, 2013). Toutefois, en temps moyenné, la phase du signal de vibration est perdue. La relation de phase entre les points peut être obtenue en utilisant une modulation sinusoïdale de l'onde de référence, ce qui conduit à une cartographie complète de l'amplitude de vibration (Lokberg, Hogmoen, 1976). Le temps moyenné est une approche utile pour les vibrations et quelques exemples intéressants d'études peuvent être trouvés dans les références (T. Moore *et al.*, 2002 ; Pinard *et al.*, 2003 ; Demoli, Vukicevic, 2004 ; Sim *et al.*, 1995 ; Zhang *et al.*, 2004 ; Borza, 2004).

Dans le passé, l'interférométrie de speckle (également similaire à « l'holographie numérique d'image » (Karray *et al.*, 2012)), a été démontrée en combinaison avec du temps moyenné et du traitement numérique des images (Ellingsrud, Løkberg, 1993), avec des fibres optiques en illumination stroboscopique par acousto-optique (Doval *et al.*, 2000), par modulation d'une diode laser (Anderson *et al.*, 1993), et avec un laser pulsé couplé à un vibromètre classique (Pedrini *et al.*, 2002). Dans le passé, l'utilisation d'éclairage stroboscopique (Hazell, Liem, 1973 ; Alexeenko *et al.*, 2009 ; De Greef *et al.*, 2014) ou de lumière pulsée (Pedrini, Tiziani, 1995 ; Pedrini *et al.*, 1995 ; 1997 ; 1998 ; Leval *et al.*, 2005), a donné lieu à la mesure directe de l'amplitude de vibration. De telles méthodes sont très utiles pour l'analyse modale et la détermination de l'intensité de structures (Pascal *et al.*, 1996 ; Chambard *et al.*, 2002), pour mesurer des vibrations 3D (Pedrini *et al.*, 2002), des ondes acoustiques de surface (Trillo *et al.*, 2003), des fortes amplitudes d'auto-oscillation d'une anche de clarinette (Picart *et al.*, 2007) ou le déplacement 3D de la membrane d'un tympan de chat (post-mortem) (Solís *et al.*, 2012). Des techniques hybrides combinant l'holographie hétérodyne avec le temps moyenné ou le décalage de fréquence ont également été proposées récemment (Joud *et al.*, 2009a ; Joud *et al.*, 2009b ; Samson *et al.*, 2011).

Cependant, le régime stationnaire est un cas particulier d'étude du comportement vibratoire de la structure, et la caractérisation des structures dans des conditions de fonctionnement opérationnel ou réel exige une analyse dans le domaine temporel. Ainsi, fournir en temps réel le suivi de l'amplitude de vibration, quel que soit l'état d'excitation reste un défi pour la métrologie optique plein champ. A titre d'exemples, des problèmes qui ne peuvent pas être résolus par une approche stationnaire sont : les vibrations des panneaux induits par des sources hydro ou aéro-acoustiques, les vibrations de structures induites par bruit de frottement ou de grésillement. Une méthode plein champ, sans contact et ayant la capacité de mesurer la vibration à son échelle de temps, simultanément en un très grand nombre de point, doit donc être développée. Les performances des lasers continus hautes puissances (> 6 Watts) et des capteurs CMOS à hautes cadences (jusqu'à 1 MHz) ont été améliorées de manière significative ces dernières années. Ces technologies donnent la possibilité de marier l'interférométrie holographique et l'analyse des vibrations afin de développer une approche adaptée pour un enregistrement temps-réel et multipoint de phénomènes transitoires. L'utilisation d'enregistrements à grande vitesse a été envisagée dans (Huntley *et al.*,

1999 ; Kilpatrick *et al.*, 2000 ; A. J. Moore *et al.*, 1999 ; Pedrini *et al.*, 2006 ; Pérez-López *et al.*, 2006 ; Fu *et al.*, 2007 ; Trillo *et al.*, 2009). Le dispositif optique est alors considérablement simplifié car il ne nécessite pas un laser pulsé (ou double pulsé), ou la génération d'impulsions lumineuses stroboscopiques. Des applications démontrées concernent l'analyse modale (Trillo *et al.*, 2009), les sciences de la vie (Aguayo *et al.*, 2010) et l'inspection d'ondes acoustiques (S. Li *et al.*, 2011 ; Mohan *et al.*, 2012).

Dans cet article, nous proposons une approche basée sur l'holographie numérique en ligne à haute cadence qui donne la phase optique en propageant numériquement l'hologramme numérique dans le plan de l'objet. Etant donné que les hologrammes sont enregistrés avec un capteur matriciel à grande vitesse, l'enregistrement des phénomènes transitoires à leur échelle d'évolution temporelle est rendu possible. L'approche proposée ne se limite alors pas à des phénomènes stationnaires. Le dimensionnement du système de mesure est basé sur une approche de type « simulation based design » qui permet de jauger efficacement tous les facteurs limitants de la méthode. Cette étude permet de considérer l'influence des facteurs limitants tels que la surface active des pixels, le temps d'exposition et les bruits de photon et de numérisation du capteur. Ainsi, nous dégagons des règles d'optimisation qui sont confortées par une analyse expérimentale. La validation du système est démontrée par une analyse quantitative multipoint d'une vibration de poutre excitée par un signal à large bande, et une comparaison avec un vibromètre-laser classique est proposée.

Cet article est organisé comme suit : la section 2 décrit la conception du système par l'approche de type « simulation based design », la section 3 dégage les règles d'optimisation expérimentale, la section 4 propose une validation de l'approche proposée, la section 5 décrit une application de la méthode à l'interaction entre une onde vibratoire et un trou noir acoustique bidimensionnel, et la section 6 donne quelques conclusions et perspectives à cette étude.

## 2. Principe général de simulation de l'holographie optique ultra-rapide

La simulation numérique a pour objectif de dimensionner le dispositif permettant une mesure plein champ, du champ vibratoire de la structure étudiée. Afin de mesurer la vibration à son échelle de temps et d'espace, un régime d'acquisition ultra-rapide est adopté.

La figure 1 montre le principe général de la simulation numérique. La simulation s'organise en différents blocs, décrivant chacun une sous-partie des phénomènes physiques pris en considération.

Dans un premier temps, le champ vibratoire d'une plaque en flexion est calculé numériquement à partir des données d'entrée du problème vibratoire (bloc 1) : géométrie de la plaque, matériau, conditions aux limites et position de la source vibratoire ponctuelle. Afin de mettre en évidence la possibilité de mesurer des phénomènes transitoires, la source considérée est un impact local. La formulation analytique du champ vibratoire utilisée dans la simulation est décrite dans la section 2.1. Le champ

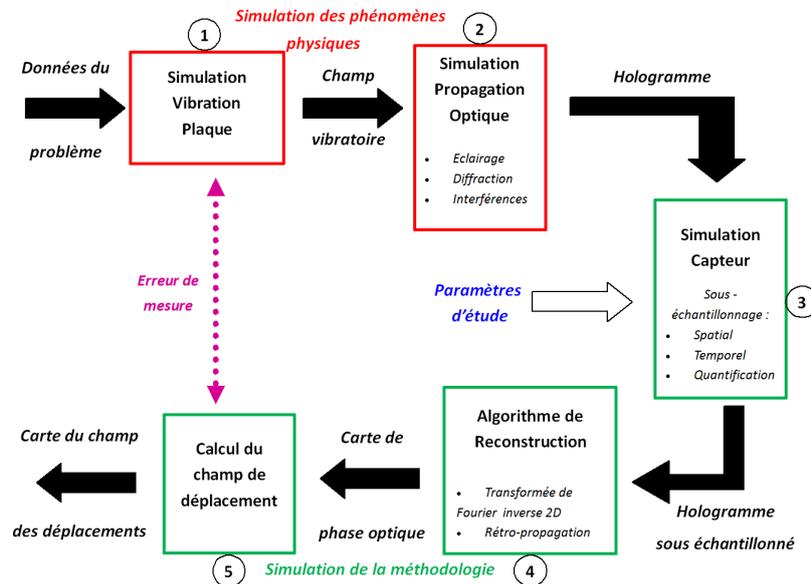


Figure 1. Schéma de principe de la simulation numérique

vibratoire de la structure est alors décrit en temps et en espace. Il constitue la donnée d'entrée du deuxième bloc simulant la propagation des ondes lumineuses vers le capteur.

Dans ce deuxième bloc, l'éclairage de la structure est pris en compte, ainsi que la diffusion des ondes lumineuses issues de cette structure, puis les phénomènes d'interférences entre l'onde optique provenant de l'objet et l'onde de référence. Les figures d'interférences issues de ce bloc permettent d'étudier les différents phénomènes d'échantillonnage liés à la discrétisation spatio-temporelle du capteur. Plusieurs facteurs de discrétisation sont étudiés au bloc 3. L'un d'eux, l'échantillonnage temporel est principalement lié à la cadence d'acquisition de la caméra. Le deuxième facteur, l'échantillonnage spatial est dicté par la résolution du capteur, la taille des pixels et leurs facteurs de remplissage. Le troisième et dernier facteur étudié, consiste en la prise en compte des bruits du capteur, en fonction des conditions d'éclairage.

L'interférogramme est discrétisé par le capteur, puis numérisé et est ensuite reconstruit par Transformée de Fresnel (Picart, Leval, 2008) (bloc 4). Suite à l'enregistrement d'une séquence d'interférogrammes numériques, la Transformée de Fresnel de chaque interférogramme est calculée afin d'obtenir l'hologramme de chaque interférogramme. La phase de l'hologramme est extraite, et la différence entre chaque phase successive est calculée. Cette différence de phase est obtenue modulo  $2\pi$ , et doit être déroulée afin d'obtenir une différence de phase continue. Par la relation entre la phase déroulée et le vecteur sensibilité de la méthode, le déplacement relatif entre

deux instants est évalué (bloc 5). On peut alors calculer une erreur entre le champ mesuré et le champ d'entrée (de référence).

A travers ces simulations, l'impact des contraintes de l'acquisition ultra-rapide sur le résultat de la mesure pourra être évalué, en confrontant le champ des déplacements en sortie de simulation avec le champ des déplacements de référence imposé au modèle numérique. Chaque paramètre influent sera étudié indépendamment.

### 2.1. Simulation numérique du comportement vibratoire d'une structure

Afin d'évaluer les paramètres dimensionnant la méthode de mesure de champ vibratoire par holographie optique ultra-rapide, le champ vibratoire d'une structure finie est simulé.

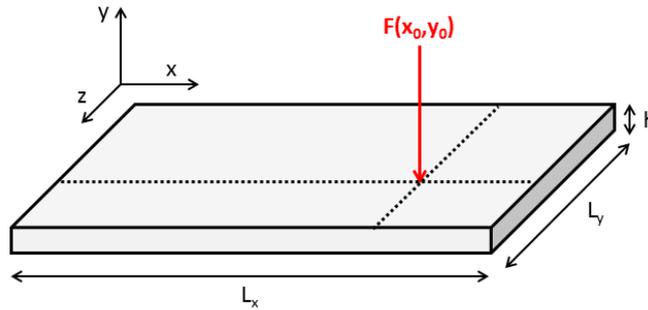


Figure 2. Schéma d'une plaque soumise à une force ponctuelle

Dans un premier temps, la structure utilisée est une plaque rectangulaire en aluminium, dont les dimensions sont de  $L_x \times L_y = 800 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$  et une épaisseur  $h$  de 5 mm (figure 2). Celle-ci est mise en vibration par une force ponctuelle et impulsionnelle, en un point d'excitation noté  $(x_0, y_0)$ . Les conditions aux limites sont définies comme des conditions d'appuis simples sur le pourtour.

#### 2.1.1. Description du champ vibratoire d'une plaque

En considérant une structure de type plaque, le déplacement lié à la propagation des ondes de flexion peut être décrit par l'équation de plaque isotrope (Leissa, 1969; Guyader, 2002)

$$D \nabla^4 \mathbb{W}(x, y, t) + 2\xi D \frac{\partial \nabla^4 \mathbb{W}(x, y, t)}{\partial t} + \rho h \frac{\partial^2 \mathbb{W}(x, y, t)}{\partial t^2} = F(x, y, t). \quad (1)$$

L'équation (1) décrit le comportement vibratoire des ondes de flexion, lorsque la plaque est soumise à une force  $F$  où le terme  $\frac{\partial \nabla^4 \mathbb{W}(x, y, t)}{\partial t}$  exprime l'amortissement interne du système. Le déplacement transversal est noté  $\mathbb{W}(x, y, t)$  et est ici décrit

à partir d'une décomposition modale. Dans le cas d'une plaque rectangulaire simplement appuyée, les déformées propres sont bien connues et s'expriment analytiquement par

$$\phi_{nm}(x, y) = \sin\left(\frac{n\pi x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{m\pi y}{L_y}\right). \quad (2)$$

L'expression du déplacement pour une réponse impulsionnelle du système plaque s'écrit alors

$$\mathbb{W}(x, y, t) = \sum_{p, q} \frac{F_0 \phi_{pq}(x_0, y_0) \phi_{pq}(x, y)}{M_{pq} \omega_{pq}^2 \sqrt{1 - \xi_{pq}^2}} \sin(\omega_{pq} \sqrt{1 - \xi_{pq}^2} t) e^{-\xi_{pq} \omega_{pq} t}, \quad (3)$$

où  $F_0$  traduit l'amplitude de la force injectée (en Newton),  $M_{pq}$  la masse modale pour chaque mode  $(p, q)$ ,  $\omega_{pq}$  la pulsation des modes  $(p, q)$  et  $\xi_{pq}$  le facteur d'amortissement modale des modes  $(p, q)$ . La troncature modale a été choisie à 50 modes, de façon à assurer une convergence jusqu'à la fréquence d'étude de 20 kHz.

### 2.1.2. Description du champ vibratoire d'une poutre

Ce paragraphe s'intéresse au cas de la structure de type poutre. Le champ de déplacement d'une poutre aux conditions aux limites en appui-simple, est décrit sous la forme d'une décomposition modale. Cette approche est similaire aux développements présentés pour la description du champ vibratoire de la plaque.

L'équation de propagation dans la poutre est la suivante :

$$EI \nabla^4 \mathbb{W}(x, t) + 2EI \xi \frac{\partial \nabla^4 \mathbb{W}(x, t)}{\partial t} + \rho S \frac{\partial^2 \mathbb{W}(x, t)}{\partial t^2} = F(x, t), \quad (4)$$

avec  $I$  le moment d'inertie de la section droite et  $S$  la section de la poutre. Après écriture de l'équation (4), sous la forme de variables séparées, on peut écrire  $\mathbb{W}(x)$  comme une somme de déformées modales, chacune pondérée par un terme d'amplitude, où les déformées  $\phi_n(x)$ , pour des conditions limitées d'appui-simple s'écrivent

$$\phi_n(x) = \sin\left(\frac{n\pi x}{L_x}\right). \quad (5)$$

L'expression du déplacement pour une réponse impulsionnelle s'écrit

$$\mathbb{W}(x, t) = \sum_n \frac{F_0 \phi_n(x) \phi_n(x_0)}{M_n \omega_n^2 \sqrt{1 - \xi_n^2}} \sin(\omega_n \sqrt{1 - \xi_n^2} t) e^{-\xi_n \omega_n t}, \quad (6)$$

où  $x$  est le point d'observation et  $x_0$  le point d'excitation. La simulation a été réalisée pour une poutre en aluminium, dont les dimensions sont de  $L_x \times L_y = 500 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$  et une épaisseur  $h$  de 1,5 mm. La troncature modale a été choisie à 50 modes, de façon à assurer une convergence jusqu'à la fréquence d'étude 20 kHz.

## 2.2. Simulation de la propagation optique

La propagation des ondes optiques est simulée entre le plan objet et le plan capteur. Le capteur simulé ici, possède une résolution carrée ( $N = M$ ), ainsi que des pixels carrés, c'est à dire, un pas inter-pixel de  $\Delta p_x = \Delta p_y$  et une taille  $p_x = p_y$ . Une onde plane est générée afin d'interférer avec l'onde objet dans le plan du capteur. L'onde objet est définie dans le repère de l'objet comme

$$\mathcal{O}(x, y) = \mathcal{A}_O \exp(j\varphi_O(x, y)), \quad (7)$$

où  $\mathcal{A}_O$  est l'amplitude de l'onde objet et  $\varphi_O(x, y)$  est la phase de l'onde objet traduisant le relief de celui-ci. La phase de l'onde objet se traduit par

$$\varphi_O(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_o} \{r_z(x, y) + \mathbf{u}_z(x, y)\}, \quad (8)$$

et dépend de  $r_z(x, y)$  la rugosité de l'objet et  $u_z(x, y)$  le relief de l'objet. La rugosité de l'objet est considérée supérieure à la longueur d'onde optique et est intégrée au modèle via une phase aléatoire uniforme entre  $[-\pi; \pi]$ . Dans le cas d'une structure vibrante, le relief de l'objet correspond au champ des déplacements à un instant  $t_n$ ,  $u_z(x, y) = \mathbb{W}(x, y, t_n)$ .

L'onde objet complexe est ensuite propagée sous les approximations de Fresnel (Picart, Leval, 2008), du plan objet au plan capteur par la formulation (9),

$$\begin{aligned} \mathcal{O}(X, Y) &= \frac{j}{\lambda_o d_o} \exp\left(\frac{-2j\pi d_o}{\lambda_o}\right) \exp\left(-\frac{j\pi}{\lambda_o d_o} \{(X\xi_{p_x})^2 + (Y\eta_{p_x})^2\}\right) \\ &\times TF_{2D}^{-1} \left\{ \mathcal{O}(x, y) \exp\left(\frac{-2j\pi}{\lambda_o d_o} (X^2 + Y^2)\right) \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

où  $\xi_{p_x} = \eta_{p_x} = \frac{\lambda_o d_o}{N_{p_x} p_x}$ , avec  $p_x$  la taille du pixel.

L'onde objet étant maintenant décrite dans le plan du capteur ( $X, Y$ ), elle peut interférer avec l'onde de référence dans le plan capteur. L'onde de référence est définie comme une onde plane dans le plan capteur. Celle-ci s'écrit sous la forme

$$\mathcal{R}(X, Y) = \mathcal{A}_R \exp(-j2\pi\{u_r X + v_r Y\}), \quad (10)$$

où  $\mathcal{A}_R$  représente l'amplitude de l'onde de référence,  $(u_r, v_r)$  ses fréquences spatiales. Les ondes optiques objet et référence sont maintenant décrites dans le plan du capteur. Celles-ci interfèrent pour générer un interférogramme, qui s'écrit

$$\mathcal{I}(X, Y) = |\mathcal{R}(X, Y) + \mathcal{O}(X, Y)|^2. \quad (11)$$

### 2.3. Modélisation du bruit de décorrélation de la phase

Dans le cas de la mesure de vibrations, la variation de phase est calculée en effectuant la soustraction entre les phases reconstruites entre deux instants (Fu *et al.*, 2007 ; Poittevin *et al.*, 2015). La différence de phase est alors obtenue modulo  $2\pi$ , traduisant la variation de l'état de l'objet entre ces deux instants.

Généralement, lorsque l'objet est déformé sous l'action d'une sollicitation mécanique, ou acoustique, il apparaît un phénomène de décorrélation de speckle. La décorrélation peut être mise en évidence lorsque l'on effectue la soustraction de deux phases évaluées à deux instants différents. Cette décorrélation ajoute un bruit dans les hauts nombres d'ondes du champ des déplacements relatifs, que l'on souhaite reconstruire. Ainsi la carte de phase nécessite un filtrage passe-bas pour être correctement exploitée. La décorrélation de speckle a été étudiée par quelques auteurs, une bibliographie complète est décrite dans (Karray *et al.*, 2012).

La phase optique brute de l'hologramme est aléatoire et possède les propriétés d'une phase speckle car elle est en lien direct avec la rugosité de surface de l'objet éclairé par le laser. La description des propriétés de corrélation de la phase ou la différence de phase est liée à la densité de probabilité du second ordre de la phase. Le calcul de la densité de probabilité conjointe de deux phases speckle  $\Psi_1$  et  $\Psi_2$  ne sera pas explicité dans ce document. Cependant, le développement est disponible dans les références (Karray *et al.*, 2012 ; Dainty, 1975).

On note  $\epsilon_s$  le bruit induit par la décorrélation de speckle entre deux phases extraites à deux instants différents ( $\Psi_1, \Psi_2$ ). Le bruit s'exprime alors,

$$\Psi_2 = \Psi_1 + \epsilon_s + \Delta\phi, \quad (12)$$

où  $\Delta\phi$  est la phase due au déplacement de l'objet et est considérée comme une variable déterministe. La densité de probabilité  $p(\epsilon_s)$  dépend du module du facteur de cohérence complexe  $|\mu|$  entre les deux champs speckle. La densité de probabilité de second ordre du bruit de phase  $\epsilon_s$  est alors donnée par (Dainty, 1975),

$$p(\epsilon_s) = \frac{1 - |\mu|}{2\pi} (1 - \beta^2)^{(-3/2)} \left( \beta \sin^{-1}(\beta) + \frac{\pi\beta}{2} + \sqrt{1 - \beta^2} \right), \quad (13)$$

avec la variable  $\beta = |\mu| \cos(\epsilon_s)$ . L'équation (13) décrit la probabilité de mesurer le bruit  $\epsilon_s$  dans la différence de phase entre deux instants. De l'erreur de phase ou bruit de phase, la densité de probabilité peut être approximée par moindres carrés et le facteur de cohérence  $|\mu|$  peut être déterminé.

Dans le cadre de la modélisation et de la caractérisation du bruit de mesure, les cartes d'erreurs sont calculées en effectuant la différence entre une carte de phase théorique (ou de référence) et une carte de phase simulée.

Une carte de référence est obtenue à partir de

$$\Delta\varphi_{ref}(x, y) = \arg \left\{ \exp \left( j \frac{2\pi}{\lambda_o} (1 + \cos \theta) (W(x, y, t_1) - W(x, y, t_0)) \right) \right\}. \quad (14)$$

Cette variation de phase ne prend pas en compte la simulation du capteur. A travers l'étude des paramètres influents, l'erreur ou le bruit généré sera comparé à un bruit assimilable à de la décorrélation de speckle.

### 3. Dimensionnements et limites

Après avoir décrit le protocole de simulation du processus global, l'étude paramétrique proposée permet d'évaluer l'influence des paramètres d'acquisition suivants : l'échantillonnage temporel des interférogrammes en lien avec le temps d'exposition, l'échantillonnage spatial des interférogrammes en lien avec les dimensions des pixels, et la sensibilité du capteur dans des conditions d'enregistrement particulières, avec l'influence des bruits de photon et de quantification.

#### 3.1. Influence de l'échantillonnage temporel

Le caractère numérique du capteur photosensible implique de respecter les règles d'échantillonnage temporel. Cette discrétisation temporelle est limitée par deux éléments qui sont le temps d'exposition et le temps d'acquisition d'une image. Le temps d'exposition définit le temps au cours duquel les cellules photosensibles accumulent les photons, alors que le temps d'acquisition d'une image inclut en plus du temps d'exposition, le temps de transfert des images vers la mémoire de stockage.

Dans cette partie, la structure considérée est la poutre excitée par une impulsion de Dirac comme décrit dans la partie 2.1. La troncature modale est réalisée pour prendre en compte l'ensemble des modes jusqu'à une fréquence de 20 kHz. L'influence de l'échantillonnage temporel est évaluée pour les premiers instants après le choc, c'est-à-dire  $t > 0$ .

Le capteur simulé est caractérisé par une résolution de  $1024 \times 1024$ , avec des pixels ponctuels espacés de  $20 \mu\text{m}$ .

##### 3.1.1. Effet du temps d'exposition

Le temps d'exposition,  $T_{exp}$ , caractérise le temps pendant lequel les cellules photosensibles accumulent les photons. Il peut être assimilé à une intégration temporelle.

L'effet du temps d'exposition peut être évalué à partir des premiers instants du phénomène transitoire, pour lesquels les pentes du signal (qui sont égales à la vitesse vibratoire instantanée) sont relativement fortes. Lorsque la pente temporelle est très forte, la variation de phase est intégrée pendant le temps d'exposition, ce qui crée une distorsion dans la phase enregistrée.

Pour cela, l'influence sur la différence de phase est évaluée. On simule l'enregistrement d'interférogrammes numériques à une cadence fixe. La prise en compte du temps d'exposition est réalisée par une intégration temporelle des interférogrammes dans le plan capteur sur une durée de  $T_{exp}$ , comme décrit

$$\mathcal{I}_{T_{exp}}(X, Y, t) = \int_t^{t+T_{exp}} \mathcal{I}(X, Y, t) dt. \quad (15)$$

Numériquement, l'intégration temporelle (équation 15) est réalisée avec un pas temporel de  $\Delta T_{exp} = 10$  ns. Ce temps reste faible devant les temps d'exposition afin de modéliser au mieux l'effet de l'intégration. Après calcul de l'hologramme reconstruit, on s'intéresse aux cartes de phase pour différentes configurations du temps d'exposition.

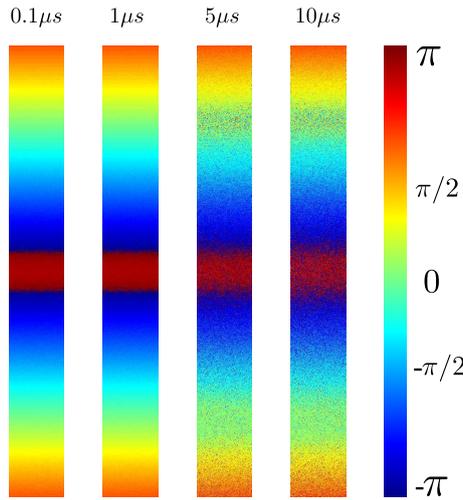


Figure 3. Différences de phase optique (mod.  $2\pi$ , en radian) entre deux interférogrammes successifs à une cadence de 100 kHz, pour différents temps d'exposition variant de  $[0, 1 - 10] \mu s$ . La poutre étudiée est excitée par une impulsion de Dirac, avec une troncature modale à une fréquence de 20 kHz

La figure 3 montre les cartes de phase obtenues pour des temps d'expositions de  $0,1 \mu s$ ,  $1 \mu s$ ,  $5 \mu s$  et  $10 \mu s$ . Notons que les cartes de phase à  $5 \mu s$  et  $10 \mu s$  sont relativement bruitées contrairement aux cartes avec des temps d'exposition inférieurs. La figure 4 présente les cartes d'erreurs sur les différences de phase.

Ces résultats montrent une erreur principalement localisée sur les sauts de phase, et prépondérante sur les cartes de phase aux temps d'expositions de  $5 \mu s$  et  $10 \mu s$ . L'erreur augmente donc avec le temps d'exposition.

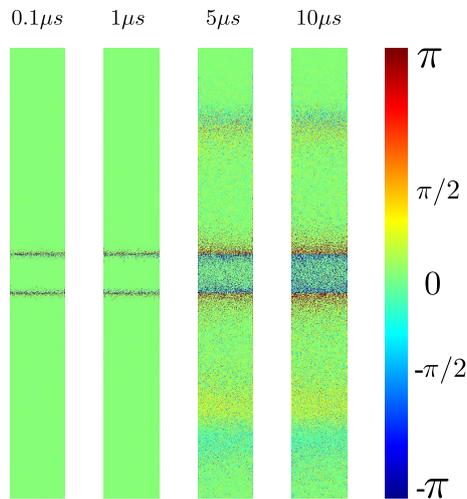


Figure 4. Erreurs sur les différences de phase optique (mod.  $2\pi$ , en radian) entre deux interférogrammes successifs à une cadence de 100 kHz, pour différents temps d'exposition variant de  $[0, 1-10]$   $\mu\text{s}$ . La poutre étudiée est excitée par une impulsion de Dirac, avec une troncature modale à une fréquence de 20 kHz

### 3.1.2. Synthèse

L'échantillonnage temporel a montré son influence sur la qualité de la phase calculée, et donc sur la qualité de l'information spatiale.

Actuellement, les caméras rapides offrent des performances en terme de cadence d'acquisition qui permettent un enregistrement jusqu'à plusieurs millions d'images par seconde. Pour obtenir ces caractéristiques, la résolution spatiale de l'image est dégradée. Nous proposons d'étudier par la suite, l'influence des paramètres spatiaux de capteur (résolution, pas inter-pixels, etc.).

### 3.2. Influence de l'échantillonnage spatial

L'une des évolutions notables de l'holographie optique a été le passage de l'enregistrement analogique des interférogrammes à un enregistrement numérique, sur un capteur photosensible discret.

L'enregistrement à haute résolution spatio-temporelle des phénomènes vibratoires doit prendre en considération la grande variabilité spatiale du champ vibratoire. Certains types de structures à géométrie particulière peuvent engendrer une variation spatiale importante du champ vibratoire, avec des dynamiques d'amplitudes significatives. La dynamique du champ vibratoire influence directement les interférences optiques enregistrées et plus particulièrement l'interfrange.

Afin de mettre en évidence les limites de l'échantillonnage spatial des interférogrammes, les paramètres spatiaux du capteur sont étudiés. Dans un premier temps, le pixel est considéré ponctuel (de surface négligeable) et les influences de la résolution (nombre de pixels) et du pas inter-pixels sont évaluées. Puis, l'impact de la surface active du pixel est étudié à travers la taille et le facteur de remplissage (superficie active). Ces études sont menées en utilisant le principe de simulation décrit en figure 1, et en évaluant le bruit ou l'erreur sur la reconstruction des cartes de phase.

Pour cette partie, la structure considérée est la plaque aux dimensions  $0,8 \text{ m} \times 0,3 \text{ m} \times 5 \text{ mm}$ , soumise à un impact dont le modèle est décrit dans la partie 2.1. Ici, l'influence de l'échantillonnage spatial est évalué à une cadence de 50 kHz, à l'instant  $t = 0,1 \text{ s}$ . Cette configuration a été choisie pour évaluer l'influence de l'échantillonnage spatial pour une carte de différence de phase non-uniforme et texturée.

### 3.2.1. Calcul d'une carte de phase de référence

Afin d'évaluer l'impact de l'échantillonnage spatial, une carte de différence de phase de référence est calculée. Cette carte est obtenue à partir de la relation (14).

La figure 5 présente la carte de différence de phase ( $\text{mod}.2\pi$ , en radian) entre deux instants vibratoires correspondant à  $t_0 = 0,1 \text{ s}$  et  $t_1 = t_0 + 20 \mu\text{s}$ . Le décalage temporel ( $20 \mu\text{s}$ ) est dû à la cadence d'acquisition, qui vaut ici 50 kHz.

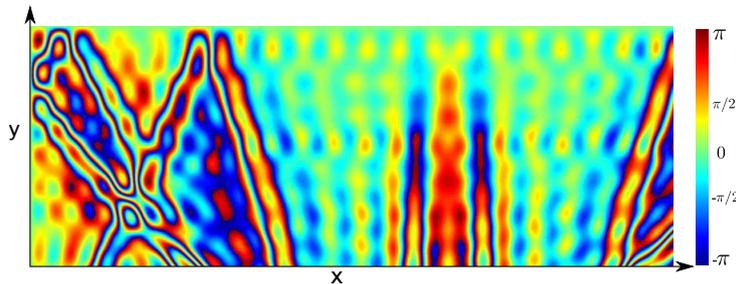


Figure 5. Carte de différence de phase ( $\text{mod}.2\pi$ , en radian) de référence entre deux instants consécutifs, à  $t_0 = 0,1 \text{ s}$  et  $t_1 = t_0 + 20 \mu\text{s}$

On observe une texture irrégulière du champ, qui est liée aux amplitudes vibratoires non-uniformément réparties sur la plaque. Avec une résolution spatiale non adaptée, il sera impossible de reconstruire correctement les niveaux de phase optique.

L'impact de chaque paramètre du capteur sur la reconstruction du champ de phase optique doit être évalué.

### 3.2.2. Impact de la discrétisation spatiale du capteur

Les principaux attributs d'un capteur photosensible sont sa résolution (le nombre de pixels dans l'image), la taille des pixels et l'espacement entre pixels. Pour la majorité des capteurs photosensibles, la résolution est inversement proportionnelle à la cadence d'acquisition. Les paramètres liés aux pixels, leur taille et l'espacement, sont

quant à eux dépendants de la technologie du capteur. Les paramètres pixels sont d'une grande importance dans le dimensionnement car ces derniers ne peuvent pas être modifiés par l'opérateur, à l'inverse de la résolution.

Dans cette partie, on étudie la reconstruction des différences de phase optique pour le même champ vibratoire, mais pour des résolutions du capteur et des espacements de pixels différents. Le pixel est vu ici comme un capteur ponctuel.

Les interférogrammes sont simulés sur le principe de la Transformée de Fresnel. Les paramètres évalués sont la résolution notée  $(N, M)$  et le pas inter-pixels  $(\Delta p_x, \Delta p_y)$ .

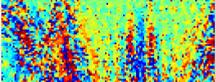
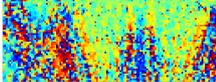
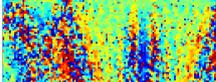
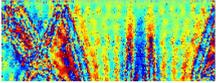
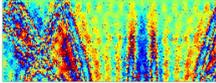
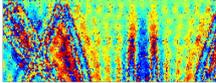
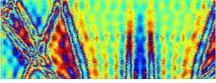
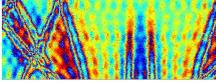
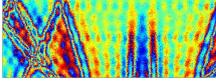
Résolution	Espacement entre pixels		
	$5\mu m$	$10\mu m$	$20\mu m$
256			
512			
1024			

Figure 6. Cartes de différence de phase ( $\text{mod}.2\pi$ , en radian), pour différentes conditions d'enregistrement : résolutions et espacements entre pixels différents

A partir des résultats présentés en figure 6, on montre l'influence de la résolution sur le résultat. Les cartes de différence de phase de référence (figure 5) et simulées (figure 6) ne peuvent être superposées car celles-ci ne possèdent pas la même résolution spatiale. Cependant, on observe que les résultats les plus proches entre référence et simulée sont obtenus pour une résolution maximale, ici  $1024 \times 1024$ .

Les cartes de phase optique (figure 6), montrent qu'à résolution constante, l'espacement entre les pixels n'a pas une influence notable sur la qualité de la reconstruction. Pour les trois espacements de pixels étudiés, le bruit ou erreur de reconstruction est semblable. Afin d'évaluer plus finement l'impact de ce facteur, la variation du bruit est calculée entre deux simulations à résolution constante.

Cette variation du bruit est étudiée à travers le calcul de sa densité de probabilité, à partir de la loi décrite dans l'équation (13). La densité de probabilité théorique et la densité de probabilité calculée à partir de la carte simulée sont comparées sur la figure 8.

La figure 8 montre une bonne cohérence entre les deux densités de probabilités (simulée et théorique), avec un facteur de cohérence des résultats  $(|\mu|)$  d'une valeur de 0,88. Le pas inter-pixels induit donc un bruit assimilable à une décorrélation de speckle sur la mesure de phase, entraînant du bruit sur la mesure.

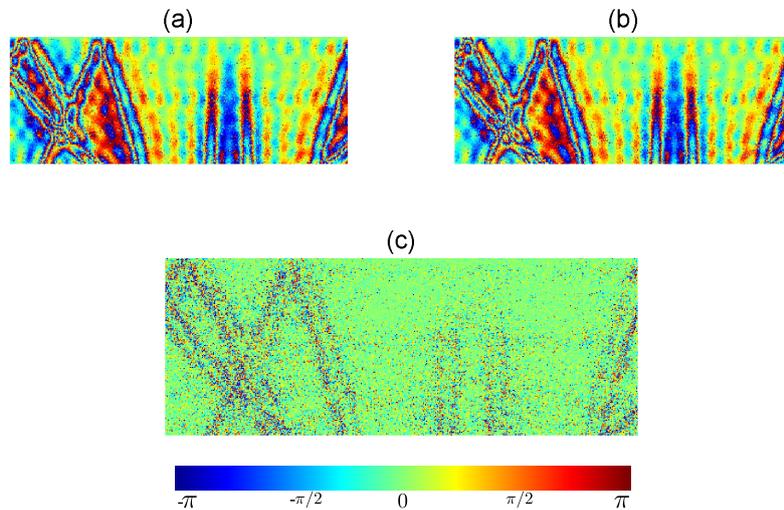


Figure 7. Cartes de différence de phase ( $\text{mod}.2\pi$ , en radian) pour un espacement entre les pixels de  $5\ \mu\text{m}$  (a) et  $20\ \mu\text{m}$  (b), et (c) la carte de la variation du bruit ( $\text{mod}.2\pi$ , en radian) entre les deux configurations

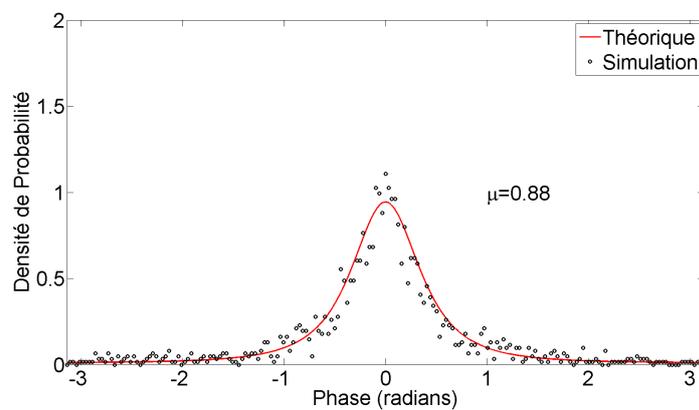


Figure 8. Densités de probabilité du bruit théorique et expérimental lié à l'espacement entre les pixels, ainsi que le coefficient de corrélation ( $\mu$ )

Une analyse similaire du bruit lié à la résolution du capteur ne peut être réalisée, car les cartes à résolution différente ne peuvent être comparées point par point.

### 3.2.3. Impact de la surface active du pixel

Après avoir évalué l'influence de la résolution et de l'espacement entre pixels, on évalue l'impact de la superficie du pixel. En effet, le pixel n'est un capteur ni ponctuel ni continu, il possède une certaine surface. Les pixels équipant les capteurs photo-

sensibles sont principalement de géométrie carrée. Dans l'ensemble de l'étude, les pixels sont identiques, carrés et de même dimension. La surface du pixel est scindée en une partie photosensible et une partie non photosensible, principalement utilisée pour l'électronique du pixel. Le ratio de ces surfaces actives permet d'évaluer le facteur de remplissage (en pourcentage).

L'influence de la superficie du capteur est réalisée à partir de la Transformée de Fresnel analytique (Picart, Leval, 2008), pour une résolution constante de  $1024 \times 1024$  et un pas inter-pixels nul. L'interférogramme simulé s'écrit sous la forme

$$\mathcal{I}(X_s, Y_s) = |\mathcal{R}(X_s, Y_s) + \mathcal{O}(X_s, Y_s)|^2, \quad (16)$$

où le plan capteur  $(X_s, Y_s)$  correspond au plan  $(X, Y)$  maillé avec un facteur 10. Chaque pixel est ainsi décomposé en sous-pixel 10 fois plus petit, afin d'obtenir  $\frac{X_s}{X} = 10$ . Une intégration spatiale dans le plan  $(X_s, Y_s)$  est réalisée afin de prendre en compte le facteur de remplissage de chaque pixel.

L'influence du pixel en fonction de sa taille et de son facteur de remplissage est présentée en figure 9.

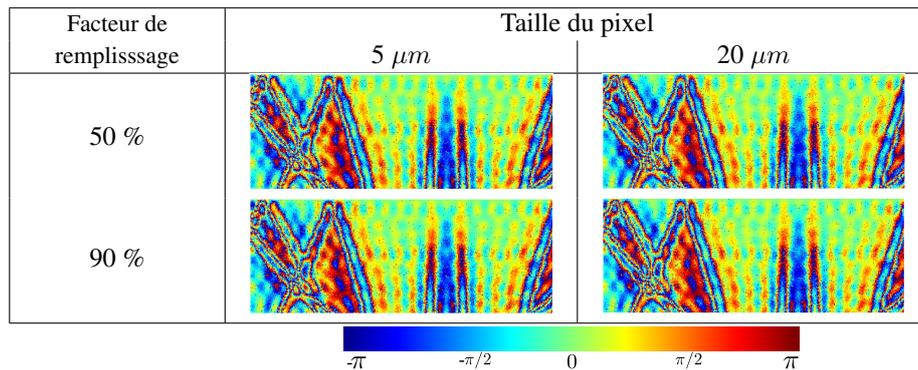


Figure 9. Cartes de différence de phase (mod. $2\pi$ , en radian), pour différentes conditions d'enregistrement : facteur de remplissage et taille de pixels différents

Les cartes de phase optique présentées en figure 9 ne montrent pas de différences significatives. Ces cartes de phase étant calculées à des résolutions identiques, on peut évaluer la différence entre chacune selon les facteurs observés : influence du facteur de remplissage puis taille des pixels. La figure 10 présente la variation du bruit en fonction du facteur de remplissage, à taille de pixels constants.

La comparaison de ces deux cartes de variation du bruit, à taille de pixels identiques, ne montre pas d'influence particulière du facteur de remplissage. Il est aussi tracé la densité de probabilité du bruit, comparée à la probabilité de décorrélation de speckle. Le coefficient de cohérence ( $|\mu|$ ) étant très proche de 1, avec un très faible écart-type, confirme le peu d'influence de ce facteur.



La figure 11 montre la forte influence de la taille des pixels sur la reconstruction. En effet, que cela soit pour un facteur de remplissage de 50 % ou 90 %, il existe des écarts, principalement localisés sur les sauts de phase optique. Comme précédemment, la densité de probabilité du bruit est calculée et comparée au bruit de décorrélation de speckle. Le coefficient de cohérence est ici plus faible ( $|\mu| = [0,87;0,88]$ ), ce qui confirme qualitativement la différence d'informations enregistrées entre les deux configurations. Le bruit peut donc être aussi assimilé à un bruit de décorrélation de speckle.

Dans cette partie, nous avons montré que le facteur influant principalement la qualité de la différence de phase est la taille du pixel. La taille du pixel génère du bruit de décorrélation et des erreurs de reconstruction, essentiellement localisés sur les sauts de phase.

#### 3.2.4. Synthèse

Le caractère spatial et discret du capteur a été évalué en fonction de différents paramètres. La résolution de l'image sur la reconstruction des cartes de phase est un facteur dimensionnant. Une grande résolution favorise une description correcte des variations spatiales de la phase. Le second facteur dimensionnant est la taille du pixel. Il a été montré son influence sur la résolution des sauts de phase dans l'image.

La taille du pixel est une caractéristique propre à la caméra, car elle détermine aussi sa sensibilité à transcrire numériquement la lumière. En effet, un pixel de grande dimension va pouvoir capter plus de lumière qu'un pixel de petite taille, à temps d'exposition constant.

Afin de compléter le dimensionnement, on étudie l'influence des conditions d'enregistrement. En effet, nous avons montré que le paramétrage du capteur était important pour une mesure exploitable : effets de la cadence, du temps d'exposition, de la résolution, ... Le capteur possède quant à lui une sensibilité à la lumière, qui est codée numériquement sur 8 bits ou plus. Il est donc nécessaire d'évaluer le bruit de mesure lié à l'éclairage du capteur vis-à-vis de sa sensibilité et de sa dynamique.

### 3.3. Influence de l'éclairage et du codage numérique

La qualité de la mesure est également influencée par les conditions d'enregistrement d'un point de vue « énergétique ». En particulier, le nombre de photo-électrons générés dans chaque pixel conditionne grandement la décorrélation de speckle observable dans les cartes de phase. La nature quantique de la lumière intervient par le bruit de photon et la nature discrète du processus d'enregistrement intervient par la quantification en niveaux de gris (Mills, Yamaguchi, 2005 ; Pandey, Hennelly, 2011 ; Lesaffre *et al.*, 2013 ; Gross *et al.*, 2008 ; Gross, Atlan, 2007 ; Verpillat *et al.*, 2010).

Nous nous intéressons à l'effet combiné de quantification et de bruit de photon sur la mesure de phase. Ceci est motivé par plusieurs raisons qui sont liées à l'enregistrement des interférogrammes à fréquence très élevée (jusqu'à 100 kHz). En règle

générale, dans des « conditions normales », le temps d'exposition, le rapport entre l'onde de référence et l'objet, ainsi que la numérisation des hologrammes sont parfaitement bien contrôlés. Cela signifie que les enregistrements sont effectués avec une occupation maximale du nombre de bits de quantification, et que le bruit de quantification est négligeable. Toutefois, ces conditions idéales ne sont pas toujours obtenues en traitant les objets dynamiques pour lesquels un enregistrement à grande vitesse est nécessaire. En particulier, la profondeur de bits n'est pas entièrement occupée et un bruit est inclus dans les données reconstruites, à la fois dans la phase et l'amplitude. A cet effet de quantification s'ajoute le bruit de photon qui dépend du nombre de photons incidents. Si les conditions expérimentales sont adaptées à l'enregistrement sur le haut de la dynamique du capteur alors le rapport signal-sur-bruit sera maximisé. Dans le cas contraire, les bruits pourront dominer et le contraste de la carte de phase sera faible. Nous nous intéressons au bruit de décorrélation de speckle entre deux instants. Le bruit de décorrélation est ajouté à la différence de phase et le facteur de corrélation  $|\mu|$  peut être utilisé comme un marqueur de qualité de la mesure de phase. Cette partie est organisée comme suit : après avoir décrit la simulation numérique mise en place, nous présenterons des résultats sur l'influence combinée des bruits de quantification et de photons sur la différence de phase estimée.

### 3.3.1. Paramètres de la simulation

La simulation numérique a été développée en tenant compte du processus global de la méthode. L'objet dynamique est la plaque aux dimensions  $0,8 \text{ m} \times 0,3 \text{ m} \times 5 \text{ mm}$ , soumise à un impact dont le modèle est décrit dans la partie 2.1. La troncature modale est réalisée pour prendre en compte l'ensemble des modes jusqu'à une fréquence de 20 kHz. Les deux instants vibratoires considérés sont à  $t_0 = 80 \text{ ms}$  et  $t_1 = t_0 + 10 \mu\text{s}$ . Le décalage temporel ( $10 \mu\text{s}$ ) est dû à la cadence d'acquisition, qui vaut ici 100 kHz.

Pour la simulation optique, la fréquence d'acquisition est ajustée à 100 kHz et l'interférogramme comprend  $M \times N = 512 \times 512$  pixels, avec 8 bits de numérisation et des pixels de capacité maximale à 16 000 photo-électrons (données capteur Photron SA-X2). Le rapport de puissance référence/objet  $R_c$  varie de 0,1 à 10 000, et le pourcentage de la dynamique utilisée varie de  $\alpha = 0 \%$  (absence de photons sur la référence) à  $\alpha = 100 \%$  (la référence fournit un nombre de photo-électrons égal à la capacité du pixel ; il peut se produire de la saturation). Notons que le réglage  $\alpha$  dans la simulation est équivalent à ajuster le temps d'exposition dans le montage expérimental. L'analyse peut alors se concentrer sur les effets de la quantification et de bruit de photons qui ne sont pas mélangés avec des effets de temps d'exposition. Deux hologrammes ont été calculés, le premier correspond à l'instant  $t_0 = 80 \text{ ms}$  et le second à  $t_0 = 80,01 \text{ ms}$ . De cette façon, nous obtenons deux phases optiques pour deux états différents de la plaque, comprenant un faible nombre de sauts de phase. La déformation de la plaque entre ces deux instants induit une décorrélation naturelle dans la différence de phase calculée. Cependant, nous sommes intéressés par l'évaluation du bruit induit par les conditions d'enregistrement. Ainsi, les paramètres de réglage  $R_c$  et  $\alpha$  permettent d'évaluer le bruit de décorrélation, qui est qualifié par le facteur de cohérence  $|\mu|$  (équation (13)).

Le bruit de photons est pris en compte via une statistique gaussienne centrée ajoutée à l'interférogramme avant numérisation et dont l'écart-type est  $\sqrt{\mathcal{I}}$ . Généralement le bruit de photons est décrit par une statistique de Poisson ; mais pour des nombres de photons supérieurs à 10, cette loi peut être approximée par une loi de Gauss (Lesaffre *et al.*, 2013 ; Gross *et al.*, 2008 ; Gross, Atlan, 2007 ; Verpillat *et al.*, 2010). L'interférogramme vu par le capteur prend alors la forme

$$\mathcal{I}_B = \mathcal{I} + \sqrt{\mathcal{I}} \cdot \text{randn}, \quad (17)$$

où  $\mathcal{I}_B$  définit l'interférogramme impacté par le bruit de photons et *randn* signifie « tirage aléatoire gaussien normal » (centré d'écart-type égal à 1). Ensuite cet interférogramme est numérisé en considérant 8 bits.

Sur la figure 12, on montre cinq interférogrammes simulés pour différents niveaux d'énergie lumineuse sur le plan du capteur.

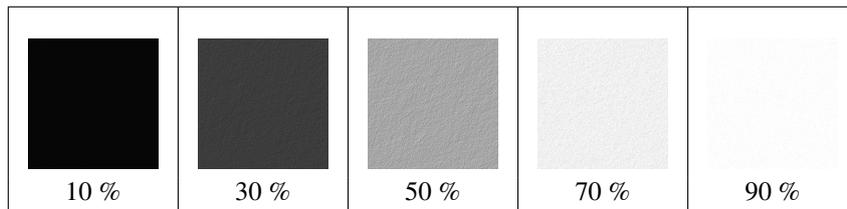


Figure 12. Interférogrammes simulés pour différents niveaux de saturation (en %)

Une dynamique utilisée à  $\alpha = 10\%$  donne un interférogramme sombre, dans les bas niveaux de gris, alors que si la référence est à 90 % de la dynamique du capteur (dans les hauts niveaux de gris), possède une texture très claire (blanche si saturé complètement).

### 3.3.2. Impact sur la reconstruction de la différence de phase

Pour chaque instant calculé, la phase mesurée est simulée et est ensuite soustraite de la phase initiale exacte pour obtenir l'erreur de phase. Cette erreur de phase comprend le bruit de décorrélation de speckle, qui est étroitement lié aux conditions d'enregistrement. On comprend donc ici, que le bruit de décorrélation de speckle est lié aux bruits de photons et de quantification. De l'erreur de phase, la densité de probabilité (équation (13)) peut être approximée par moindres carrés et le facteur de cohérence  $|\mu|$  peut être déterminé.

La figure 13 montre les cartes de bruit en fonction des paramètres  $R_c$  et  $\alpha$ . Un bruit de décorrélation est important pour des interférogrammes enregistrés avec un ratio  $R_c < 1$ , c'est-à-dire, lorsque l'onde objet est plus énergétique que l'onde de référence. En revanche, lorsque l'onde de référence est prédominante ( $R_c > 100$ ), le bruit est plus faible. Le bruit diminue également quand on augmente  $\alpha$ , c'est-à-dire que le capteur est utilisé sur le haut de la dynamique.

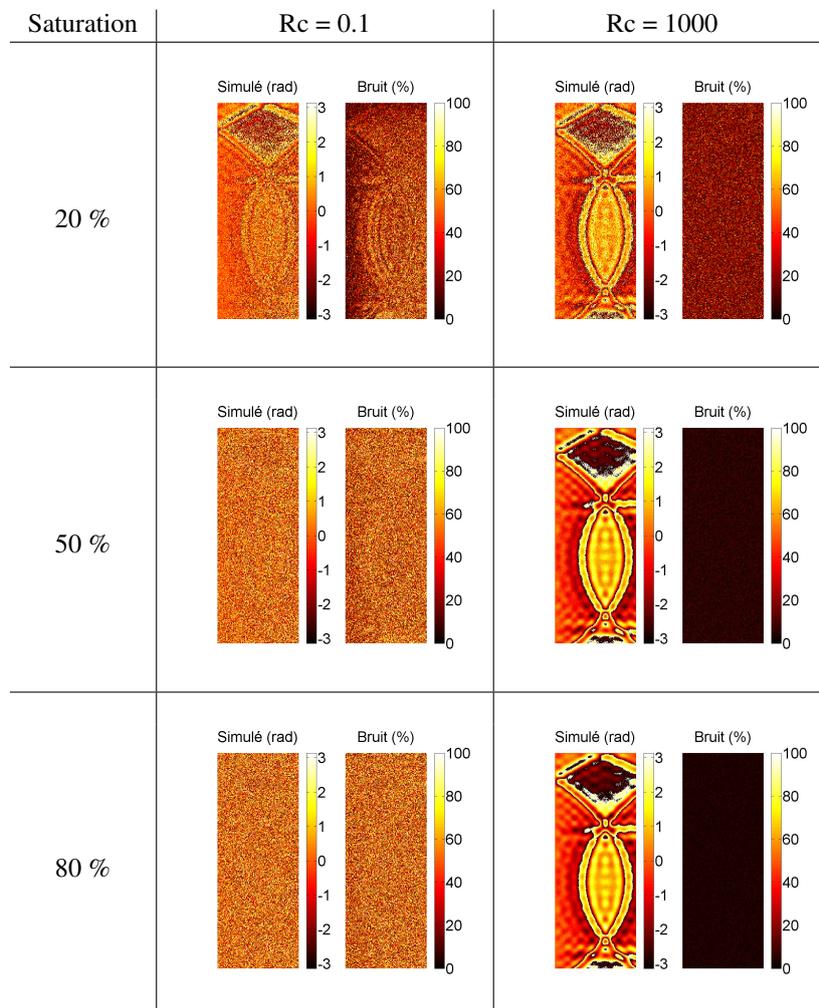


Figure 13. Cartes de différence de phase simulée (mod.  $2\pi$ , en radian), et cartes de bruit pour différentes configurations d'éclairage. La plaque étudiée est excitée par une impulsion de Dirac, avec une troncature modale à une fréquence de 20 kHz et les deux instants vibratoires considérés sont à  $t_0 = 80$  ms et  $t_1 = t_0 + 10$   $\mu$ s

### 3.3.3. Critère de qualité

A partir de la loi de densité de probabilité du bruit (équation (13)) évaluée à partir des différences de phase, le coefficient de corrélation du bruit peut être calculé. A titre d'exemple, la figure 14 montre la loi de probabilité issue de la simulation sur laquelle est ajustée la loi théorique. La figure correspond au cas  $\alpha = 50$  % et  $R_c = 200$ . La loi théorique fournit le facteur de cohérence qui est estimé à  $|\mu| = 0,99$ , indiquant une très

bonne corrélation des phases entre les deux instants, et donc un bruit de décorrélation faible.

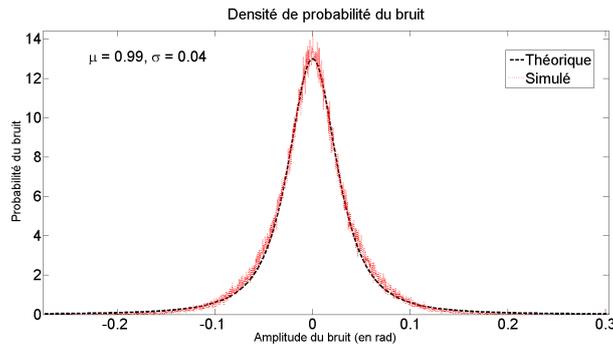


Figure 14. Densité de probabilité théorique et simulée du bruit pour un niveau de saturation de 50 % et un ratio de 200

Le facteur de cohérence  $|\mu|$  peut être utilisé comme critère de qualité pour déterminer les réglages optimaux du couple  $(R_c, \alpha)$  en vue de minimiser le bruit de décorrélation.

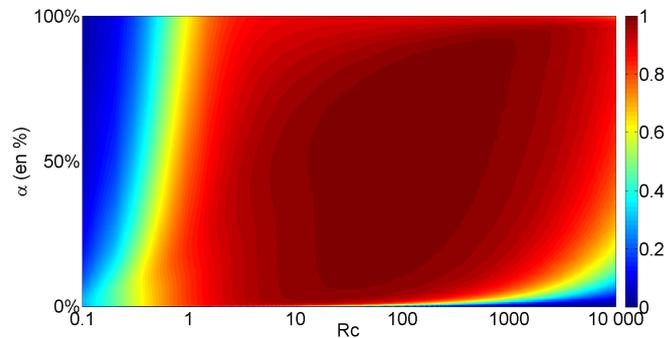


Figure 15. Facteur de cohérence en fonction du ratio des amplitudes ( $R_c$ ) et du niveau de saturation du capteur ( $\alpha$ , en %)

La figure 15 montre les valeurs de  $|\mu|$  en fonction du couple  $(R_c, \alpha)$ . La zone correspondant à des coefficients proches de 1 est localisée pour des ratios entre 20 et 1 000 et des dynamiques de 5 % à 95 %. Cette figure montre que la méthode holographique peut donner de bons résultats même si l'hologramme est saturé partiellement. Ce résultat est compatible avec l'étude menée par P. Tankam (Picart *et al.*, 2011) qui avait montré une bonne qualité de l'image d'amplitude reconstruite, même avec un fort niveau de saturation.

### 3.3.4. Synthèse

Cette étude par simulation numérique a permis de mettre en évidence les effets de décorrélation de speckle induite par les effets conjoints du bruit de quantification et du bruit de photons. Le critère de qualité de la phase retenu est le facteur de cohérence. Il est maximisé et proche de 1 si le bruit de décorrélation est faible. Une zone optimale existe pour des ratios d'énergie entre la référence et l'objet compris entre 20 et 1 000 et une occupation de la dynamique variant de 5 % à 95 %. Il semble donc que l'enregistrement d'interférogrammes à faible dynamique ou partiellement saturés fournisse des mesures de phase dans lesquelles la décorrélation de speckle est minimale.

## 4. Validations expérimentales

Dans cette partie, nous mettons en évidence les capacités de la méthode d'un point de vue pratique. Les résultats de simulation précédemment obtenus sont utilisés pour valider expérimentalement la démarche et la méthodologie de la mesure. Pour cela, des essais sont réalisés pour établir la zone de bon fonctionnement de la méthode, à partir de différents réglages des intensités lumineuses des bras optiques de référence et objet ainsi que du paramétrage de la caméra. La procédure de mesurage sera validée après confrontation des mesures obtenues par holographie optique à celles obtenues à l'aide d'un traditionnel vibromètre-laser.

### 4.1. Plateforme opto-vibro-acoustique

Les essais de validation expérimentale sont réalisés à partir du banc optique présenté en figure 16 et figure 17. Les principaux équipements qui constituent ce banc optique sont un laser VERDI 6 Watts, d'une longueur d'onde 532 nm, une caméra rapide PHOTRON SA-X2 et un ensemble de composants opto-mécaniques.

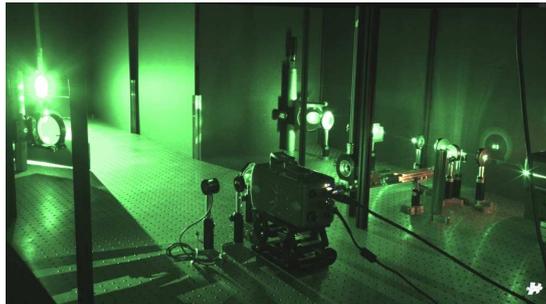


Figure 16. Photographie du montage expérimental

La source lumineuse est séparée en deux faisceaux par un cube polariseur. La polarisation de l'onde objet est alors tournée de  $90^\circ$ , pour être parallèle à celle de l'onde de référence, afin d'obtenir des interférences. L'onde objet et l'onde de référence sont recombinaisonnées par un cube 50 % placé devant la caméra. L'onde de référence est élargie,

filtrée spatialement en utilisant un filtre spatial (objectif de microscope et trou microscopique) et collimatée pour produire un front d'onde plan, impactant le capteur. Ainsi, les fréquences spatiales du faisceau de référence sont  $[u_R, v_R](0, 0)$ , donnant une configuration dite « en ligne ». L'onde objet est spatialement étendue pour illuminer la structure, en utilisant un ensemble de lentilles et de miroirs.

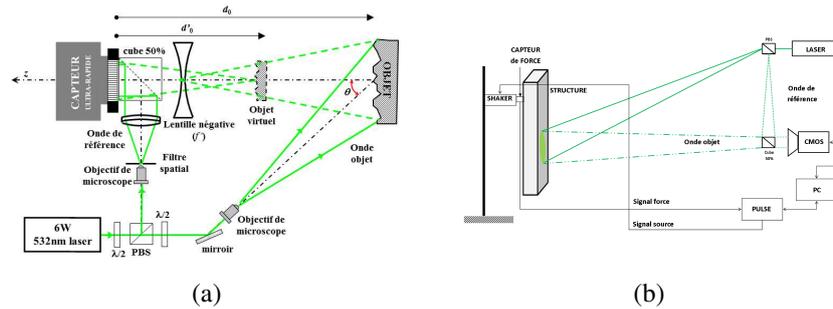


Figure 17. Schémas du montage optique (a) et mécanique (b)

Un jeu de lentilles négatives est inséré sur le chemin de l'objet, en face du cube entre l'objet et le capteur. Ce montage permet d'augmenter la zone étudiée (Schnars *et al.*, 1996 ; Mundt, Kreis, 2010). Cette lentille négative induit un changement dans la distance objet-capteur, qui devient  $d'_0$ , au lieu de  $d_0$  initialement. De cette manière, le grandissement optique entre le plan objet et le premier plan d'image virtuelle est environ 0,0233 et la distance entre l'objet virtuel et le capteur est de 151 mm.

#### 4.2. Optimisation de l'enregistrement

L'étude paramétrique par simulation numérique a permis de mettre en évidence l'importance du couple  $(R_c, \alpha)$ . Cette partie aborde le volet expérimental de l'étude. L'objet étudié est une poutre en aluminium de dimensions  $89,5 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times 0,2 \text{ cm}$ , suspendue et excitée par un pot vibrant (figure 17.b). Les signaux sont générés, mesurés et analysés via le système d'acquisition PULSE (Brüel&Kjaer).

La figure 17.b montre le montage expérimental couplant le dispositif holographique au montage mécanique. La poutre est excitée par un signal de type sinus glissant entre 20 Hz et 10 kHz, d'une durée de 0,4 s. La cadence d'acquisition est fixée à 50 kHz, pour une résolution de  $384 \times 568$  pixels. Le temps d'exposition est ajusté entre  $0,3 \mu\text{s}$  et  $15 \mu\text{s}$  de façon à explorer au maximum la dynamique du capteur. Pour chaque enregistrement, le capteur est systématiquement déclenché à  $t = 5 \text{ ms}$  de manière à enregistrer des hologrammes toujours dans le même état de l'objet de vibration. Ainsi, le bruit de décorrélation induit par la quantification et le bruit de photons sont mesurés. Celui-ci s'ajoute au bruit de décorrélation induit par la déformation mécanique de la poutre.

Pour l'ensemble des interférogrammes enregistrés, les phases optiques sont extraites en utilisant la Transformée de Fresnel discrète et les différences de phase sont

ensuite calculées. L'identification du bruit et sa caractérisation (équation (12)) sont obtenus comme suit : la soustraction de la différence de phase filtrée passe-bas à partir de la différence de phase initiale conduit à une estimation du bruit inclus dans les données brutes (Karray *et al.*, 2012 ; Picart *et al.*, 2001). Un filtre à « moyenne glissante » de dimensions  $5 \times 5$  est utilisé. Ensuite, le facteur de cohérence ( $|\mu|$ ) est estimé en ajustant la densité de probabilité expérimentale  $p(\epsilon)$  avec l'équation (12) par le critère des moindres carrés.

#### 4.2.1. Plan d'expérience

Afin de retrouver expérimentalement la zone de bon fonctionnement de la méthode de mesure, une centaine de mesures sont réalisées en faisant varier trois paramètres : le temps d'exposition, le ratio des amplitudes optiques et l'occupation de la dynamique du capteur. Les résultats obtenus sont ensuite présentés sous la forme d'un nuage de points dans un espace 3D (figure 18).

Le ratio  $R_c$  est mesuré en masquant successivement les bras optiques de référence, et objet . Le niveau d'énergie totale vu par le capteur est obtenu en mesurant simultanément les bras optiques, objet et de référence. La limite du plan d'expérience correspond à la limite de saturation du capteur, soit une puissance de  $650 \mu\text{W}$  pour un temps de pose de  $15 \mu\text{s}$ . Les 100 enregistrements sont projetés dans le repère 3D (figure 18).

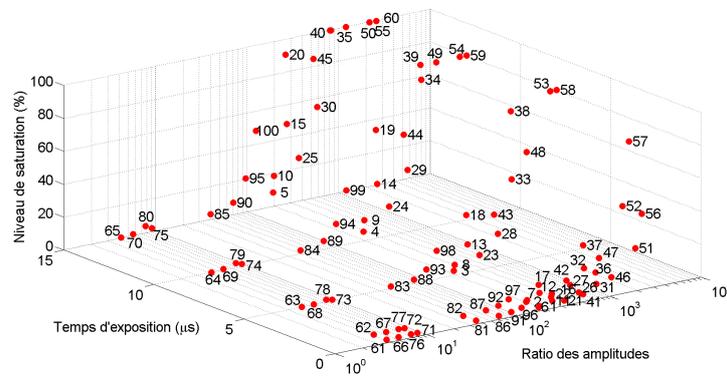


Figure 18. Représentation des 100 mesures projetées dans un diagramme 3D « temps d'exposition-dynamique-ratio des énergies »

#### 4.2.2. Résultats expérimentaux

Pour chaque différence de phases reconstruites, à partir des 100 essais, la densité de probabilité du bruit de décorrélation et le facteur de cohérence sont évalués. La figure 19 montre un jeu de 6 résultats issus de ces enregistrements. Les cartes de phase modulo  $2\pi$  montrent la propagation de l'onde mécanique dans la poutre, 5 ms après le choc par le pot vibrant. Puisque les enregistrements sont toujours synchronisés avec

l'excitation, ces cartes de phase devraient être toutes identiques s'il n'y avait aucune influence des bruits de quantification et de photons.

La figure 19.a montre le cas  $R_c = 96,58$  et  $\alpha = 13,33 \%$ , avec un facteur de cohérence  $|\mu| = 0,884$ , avec respectivement de la gauche vers la droite, la fonction de densité de probabilité du niveau de gris de l'interférogramme expérimental, la carte de différence de phase entre les deux instants (mod.  $2\pi$ , en radian), et la densité de probabilité du bruit (extraite à partir de données expérimentales et l'équation (13)).

La figure 19 montre les résultats obtenus avec les paramètres suivants :

- b)  $R_c = 825$ ,  $\alpha = 51 \%$ , et  $|\mu| = 0,862$ ,
- c)  $R_c = 271,4$ ,  $\alpha = 31,37 \%$ , et  $|\mu| = 0,874$ ,
- d)  $R_c = 39,8$ ,  $\alpha = 1,17 \%$ , et  $|\mu| = 0,602$ ,
- e)  $R_c = 1203$ ,  $\alpha = 67,8 \%$ , et  $|\mu| = 0,80$ ,
- f)  $R_c = 809$ ,  $\alpha = 100 \%$ , et  $|\mu| = 0,02$ .

Pour les mesures (a),(b),(c) le bruit de décorrélation est faible et la carte de phase est exploitable. Cependant, ceci n'est pas le cas pour les points (d),(e),(f) pour lesquels les cartes de phase sont fortement bruitées. Sur la figure 19.f la carte de phase est significativement déformée car l'interférogramme est fortement saturé. Dans ce cas, le résultat n'est pas exploitable.

#### 4.2.3. Zone de fonctionnement optimal

A partir de la figure 15, une configuration optimale de mesure est identifiable, en fixant un critère de seuil sur le facteur de cohérence à  $|\mu| > 0,9$  (Poittevin *et al.*, 2015). C'est-à-dire que nous considérons qu'une mesure « de qualité » a un facteur de cohérence supérieur à 0,9 et qu'une mesure « de moins bonne qualité » aura un facteur de cohérence inférieur. Ce seuil permet de définir globalement la zone utile (figure 20), qui a été définie à l'aide d'une simulation qui se veut la plus fidèle possible. Toutefois, d'un point de vue expérimental, il existe d'autres sources de bruit qui n'ont pas été prises en compte, comme par exemple les perturbations extérieures, le bruit électronique du capteur CMOS (dont le bruit est supérieur à un capteur CCD), la décorrélation liée à la résolution du capteur qui n'est pas toujours celle utilisée pour la simulation. Notons également que la simulation a été menée avec un temps de pose infiniment court. Dans l'expérience, le temps de pose est ajusté de  $0,3 \mu\text{s}$  à  $15 \mu\text{s}$  de façon à explorer au maximum la dynamique du capteur. Pour prendre en compte ces différents facteurs, nous estimons qu'une zone intermédiaire avec  $0,8 < |\mu| < 0,9$  serait acceptable. La figure 20 montre le repère  $(R_c, \alpha)$  dans lequel sont superposés la zone optimale simulée seuillée à 0,9 et les 100 points de mesure.

Le code couleur des points est le suivant : les points rouges correspondent aux points pour lesquels  $|\mu| < 0,8$  ; les points verts sont ceux pour lesquels  $|\mu| > 0,9$  ; les points bleus sont ceux pour lesquels  $0,8 < |\mu| < 0,9$ .

On constate une bonne concordance entre la zone obtenue par simulation et les points expérimentaux. Les points de coefficients  $|\mu| > 0,9$  sont bien situés dans la

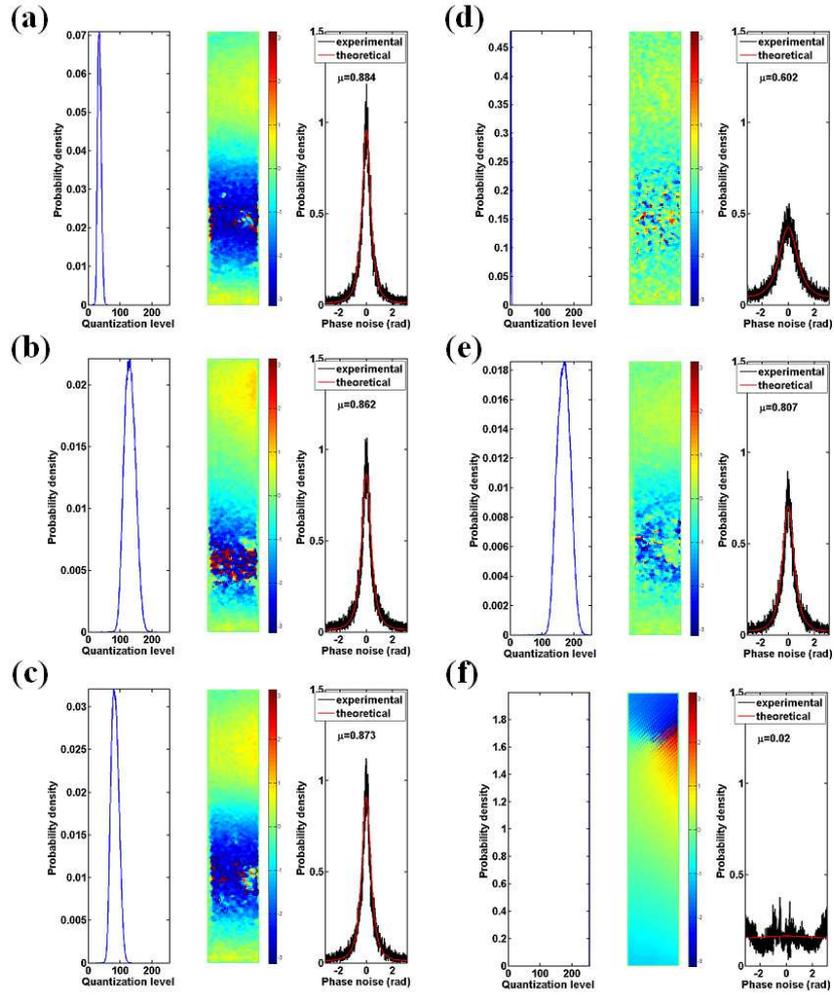


Figure 19. (a)  $R_c=96,58$  et  $\alpha=13,33\%$ ,  $|\mu|=0,884$ , avec respectivement de gauche à droite, la densité de probabilité de l'hologramme, la différence de phase (mod.  $2\pi$ , en radian), et la densité de probabilité du bruit de phase (extraite des données expérimentales et comparée à l'équation (13)), (b)  $R_c=825$ ,  $\alpha=51\%$ ,  $|\mu|=0,862$ , (c)  $R_c=271,4$ ,  $\alpha=31,37\%$ ,  $|\mu|=0,874$ , (d)  $R_c=39,8$ ,  $\alpha=1,17\%$ ,  $|\mu|=0,602$ , (e)  $R_c=1203$ ,  $\alpha=67,8\%$ ,  $|\mu|=0,80$ , (f)  $R_c=809$ ,  $\alpha=100\%$ ,  $|\mu|=0,02$

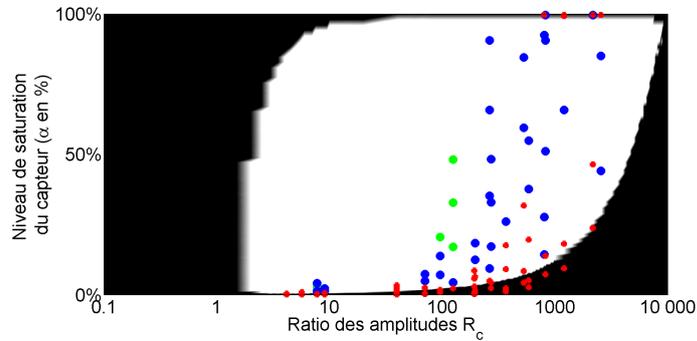


Figure 20. Facteur de cohérence  $|\mu|$ , en fonction du ratio des amplitudes  $R_c$  et du niveau de saturation du capteur  $\alpha$ . Les valeurs sont forcées à 0 lorsqu'elles sont inférieures à la valeur 0,9 et forcées à 1 pour  $|\mu| > 0,90$ . Les points expérimentaux sont notés respectivement (●)  $\mu_{exp} > 0,9$ , (●)  $\mu_{exp} = [0,8 - 0,9]$  et (●)  $\mu_{exp} < 0,8$

zone optimale. Ceux compris pour lesquels  $0,8 < |\mu| < 0,9$  sont aussi globalement bien répartis dans la zone optimale. Les points rouges ( $|\mu| < 0,8$ ) sont globalement en bordure de la zone d'intérêt. Néanmoins, certains points rouges et bleus ne sont pas exactement à l'emplacement auquel ils devraient se situer sur la carte. Nous attribuons ces écarts aux sources de bruit discutées précédemment. Effectivement, il est impossible expérimentalement de négliger l'influence de l'ensemble des paramètres tels que le facteur temps d'exposition, la taille des pixels ou encore la résolution.

#### 4.2.4. Synthèse

Cette section a permis d'identifier une zone de bon fonctionnement de la méthode en fonction des conditions d'enregistrement. Cela a pu être observé numériquement (section 3.3) puis confirmé d'un point de vue expérimental.

La superposition des résultats est cependant très compliquée. En effet, malgré la prise en compte d'un nombre important de paramètres dans la simulation numérique, il est impossible de modéliser toutes les sources de bruit.

Par la suite, la mesure vibrométrique par holographie optique numérique ultrarapide est confrontée à une mesure ponctuelle sans contact par vibrométrie laser.

### 4.3. Comparaison vibromètre-laser et holographie optique

Pour mesurer le champ vibratoire de la poutre sur la zone définie sur la figure 17, les paramètres d'acquisition sont définis à partir des résultats de l'étude paramétrique discutée précédemment. La mesure optique est réalisée à une cadence d'acquisition de 50 kHz, un temps d'exposition de  $1 \mu s$  et une résolution de  $256 \times 352$ . Afin d'obtenir un capteur correctement éclairé, la puissance laser est fixée à 5 Watts et le ratio des bras optiques ( $R_c$ ) est évalué à 150. La séquence d'interférogrammes contient 25 000

images correspondant à une fenêtre temporelle de 500 ms (une fenêtre temporelle identique aux mesures vibrométriques). Après post-traitements des interférogrammes, des exemples de cartes de phase sont présentés en figure 21.

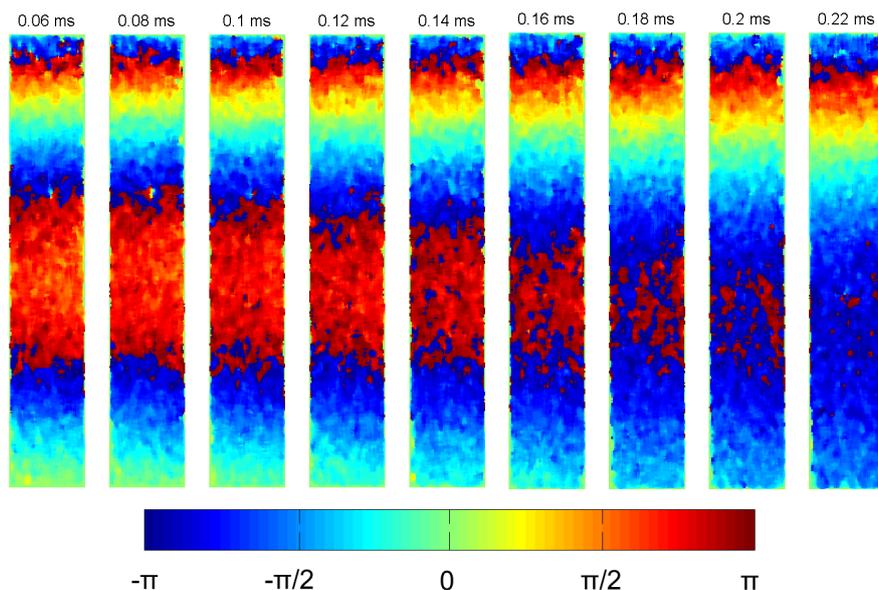


Figure 21. Différences de phase optique (mod.  $2\pi$ , en radian) calculées à partir de deux interférogrammes successifs, au cours du temps

La figure 21 montre une évolution des franges de phase optique au cours du temps, entre les instants [0,06-0,22] ms, qui sont relativement peu bruitées. Après extraction de l'information temporelle au point P1 (un point au centre du domaine d'étude), les signaux temporels de vitesse vibratoire obtenus par vibrométrie-laser et holographie sont comparés.

La figure 22 montre une bonne concordance entre les vitesses vibratoires mesurées. En effet, les amplitudes de vitesse sont comparables et il n'est pas observé de décalage temporel entre les deux signaux.

Les fonctions de transfert calculées en amplitude et en phase, au point P1, sont présentées en figure 23. Les amplitudes ont les mêmes tendances générales, les résonances du système sont clairement identifiables sur les deux mesures. Notons que la mesure holographique est plus bruitée que la mesure réalisée au vibromètre, dans les bandes atténuées. Cependant, le résultat du vibromètre est issu d'un moyennage de 4 mesures tandis que la mesure holographique est issue d'une seule acquisition. Un écart significatif est visible après 10 kHz, correspondant à la limite haute fréquence du sinus glissant d'excitation.

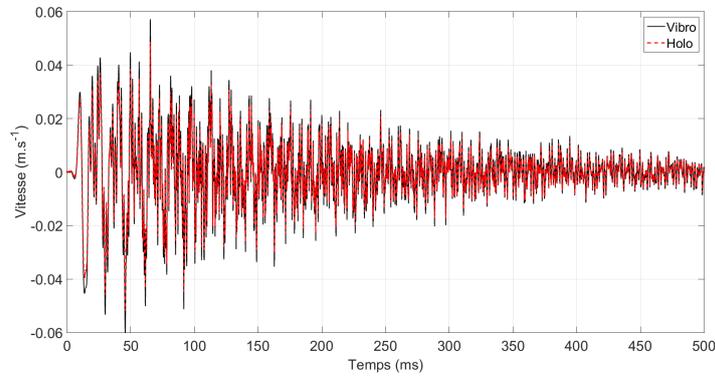


Figure 22. Vitesse vibratoire (m/s) mesurée au cours du temps par holographie optique (---) et vibrométrie-laser (—)

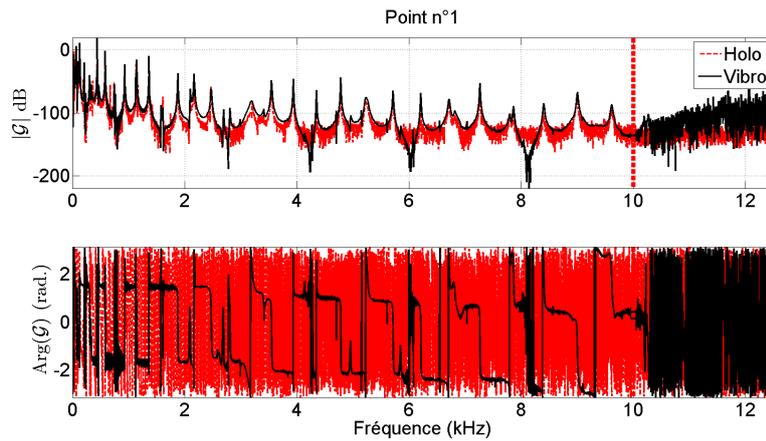


Figure 23. Fonctions de transfert ( $\mathcal{G}$ ) de la poutre, évaluées en P1, à l'aide d'un vibromètre-laser (—) et de l'holographie optique ultra-rapide (---)

Les fonctions de transfert en phase présentées en figure 23 n'ont pas les mêmes tendances. En effet, la phase de la mesure vibrométrique varie localement sur les anti-résonances jusqu'à 10 kHz, et des sauts de phase sont observés à ces fréquences particulières. Quant à la phase de la fonction de transfert holographique, elle varie entre  $[-\pi-\pi]$  et aucune information pertinente ne peut en être extraite. Le bruit visible sur l'amplitude de la fonction de transfert rend l'information sur la phase difficilement exploitable.

#### 4.3.1. Synthèse

Après avoir identifié une zone de bon fonctionnement de la méthode, nous avons montré que la méthode holographique possède les capacités de réaliser des mesures simultanées multipoints avec une sensibilité similaire à celle du vibromètre-laser.

Cependant, les résultats présentés montrent un bruit de mesure non négligeable sur les mesures holographiques. Cela a été principalement observé sur les mesures de la réponse en fréquence de la poutre.

La section suivante présente une application de la méthode holographique développée à l'étude d'une structure munie d'un trou noir acoustique.

### 5. Application à l'étude du Trou Noir Acoustique

Dans le but de diminuer les nuisances vibratoires et sonores, plusieurs méthodes d'atténuation « passive » des vibrations sont étudiées au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM). L'une d'entre elles consiste à tirer partie de l'effet « trou noir acoustique » en réalisant un « piège à ondes ».

#### 5.1. Principe du Trou Noir Acoustique

L'effet du trou noir acoustique repose sur le principe suivant : considérons une poutre dont l'épaisseur est décroissante (figure 24), la célérité des ondes de flexion diminuant avec l'épaisseur, M.A.Mironov (Mironov, 1988) a pu montrer que le temps de vol d'une impulsion dans ce milieu est infini si l'épaisseur résiduelle à l'extrémité est strictement nulle. Dans ce cas, l'extrémité de la poutre n'induit pas de réflexion de l'onde incidente. Elle se comporte alors comme une terminaison anéchoïque idéale, caractérisée par un coefficient de réflexion nul.

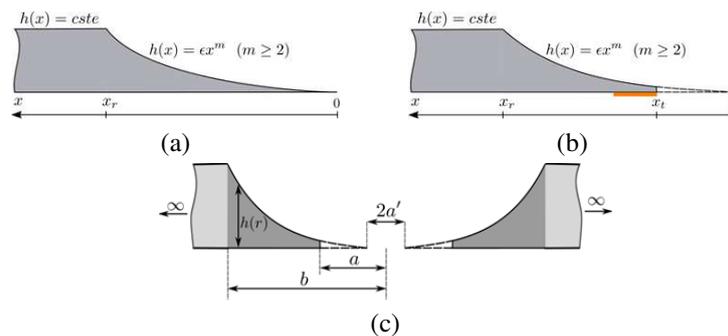


Figure 24. Principe du trou noir mono-dimensionnel idéal (a), réel (b) et (c) bi-dimensionnel, avec  $a$  le rayon de troncature,  $b$  le rayon de la zone trou noir,  $h(r)$  l'épaisseur du trou noir en fonction  $r$  la coordonnée radiale

En pratique, l'extrémité de la poutre n'est pas d'épaisseur strictement nulle. Le coefficient de réflexion de cette extrémité tronquée est non nul. Krylov et al. (Krylov,

Tilman, 2004) ont proposé de munir l'extrémité d'un revêtement visco-élastique. Ce revêtement permet d'obtenir un coefficient de réflexion très faible malgré une troncature non nulle (Denis *et al.*, 2013 ; Denis, 2014). Le trou noir acoustique (Cuenca, 2009) a été étendu à des configurations bi-dimensionnelles. En réalisant sur une plaque une cuvette de révolution dont le profil est similaire à celui donné sur la figure 24, on peut montrer qu'il est possible d'induire un amortissement conséquent (Gautier *et al.*, 2008 ; Aklouche *et al.*, 2015).

La méthode holographique devrait permettre de visualiser le comportement vibratoire du trou noir 2D, usiné sur une plaque polygonale.

### 5.2. Présentation du banc de mesure

L'étude du comportement vibratoire d'une plaque polygonale munie d'un trou noir acoustique bi-dimensionnel, est réalisée à partir du banc expérimental présenté en figure 25a. La plaque est constituée d'un trou noir débouchant d'une dimension de 12 cm de diamètre, avec une perforation de 2 cm de diamètre. La plaque est suspendue à un portique, et la zone éclairée par le faisceau laser représente une zone de 20 cm de diamètre centrée sur le centre du trou noir.

Le montage holographique est similaire aux expérimentations précédentes, c'est-à-dire comme détaillé en figure 16. Les paramètres temporels d'enregistrement des interférogrammes possèdent dans cette configuration, une cadence d'acquisition de 72 000 images/seconde et un temps d'exposition de 5  $\mu$ s. Pour accéder à ces performances, la résolution spatiale de la caméra est fixée à 384  $\times$  384 pixels. Le schéma du montage mécanique est équivalent à celui présenté en figure 17 à l'exception que l'excitation n'est pas réalisé par le pot vibrant, mais par un marteau d'impact (cf. figure 25).

Le marteau vient impacter la plaque suspendue par une force transitoire (figure 25b), en dehors de la zone éclairée par le faisceau laser.

Les signaux de force présentés en figure 25c, montre une quasi-impulsion de Dirac, sans double impact. La densité spectrale de puissance confirme l'excitation large bande, avec un niveau constant jusqu'à 30 kHz.

### 5.3. Résultats

Le signal temporel présenté en figure 25b, montre un impact, qui génère la propagation d'une onde de flexion le long de la plaque, pour interagir avec la zone trou noir. La mesure plein champ de la propagation de l'onde vibratoire va permettre d'observer le comportement spatio-temporel du front d'onde dans ce milieu complexe. Les résultats montrés en figure 26 sont donnés en carte de phase modulo  $2\pi$  (radians).

Les cartes présentées dans les figures 26 et 27 montrent l'arrivée d'un front d'onde quasi-plan dans la zone d'observation. Après 0,99 ms, la diffraction de l'onde incidente par l'obstacle que constitue le trou noir se produit : le front d'onde « s'en-

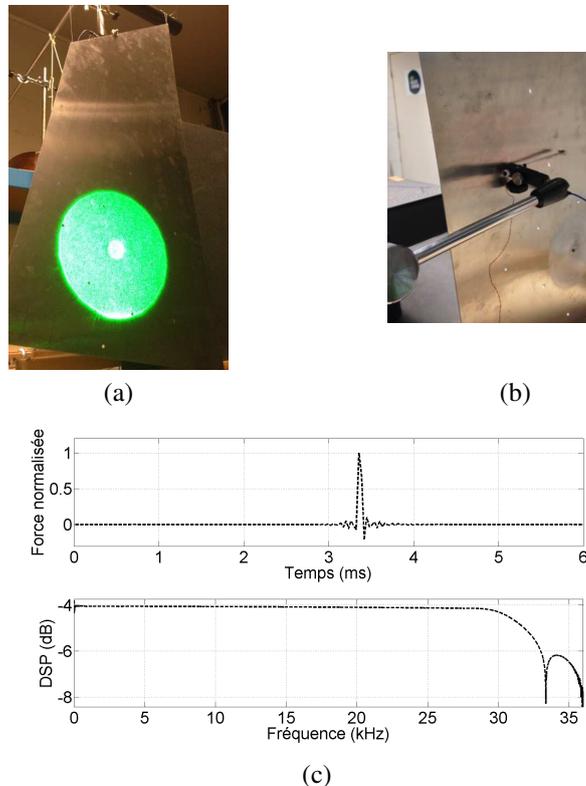


Figure 25. Photographies de la plaque trou noir éclairée sur une zone de 20 cm de diamètre (a), et excitée par un marteau d'impact (b), sur la face non éclairée. (c) Signal temporel de la force et sa densité spectrale de puissance, injecté par le marteau d'impact

roule » autour de la terminaison trou noir, avec formation le long du bord trou noir d'une zone de forte amplitude vibratoire (à env. 2,25 ms).

Après quelques instants (figure 27), le champ vibratoire se répartit de façon inhomogène dans la zone d'étude. En effet, on observe une conservation du fort niveau vibratoire le long du bord trou noir avec un grand nombre de sauts de phase, bien qu'en périphérie, un champ vibratoire de plus faible amplitude soit visible.

#### 5.4. Synthèse

Les résultats portant sur le comportement vibratoire du trou noir acoustique bi-dimensionnel peuvent être confrontés aux observations décrites dans la littérature (Gautier *et al.*, 2008 ; Aklouche *et al.*, 2015). Pour la première fois, à notre connaissance, l'application de la technique de vibrométrie multipoint par holographie nu-

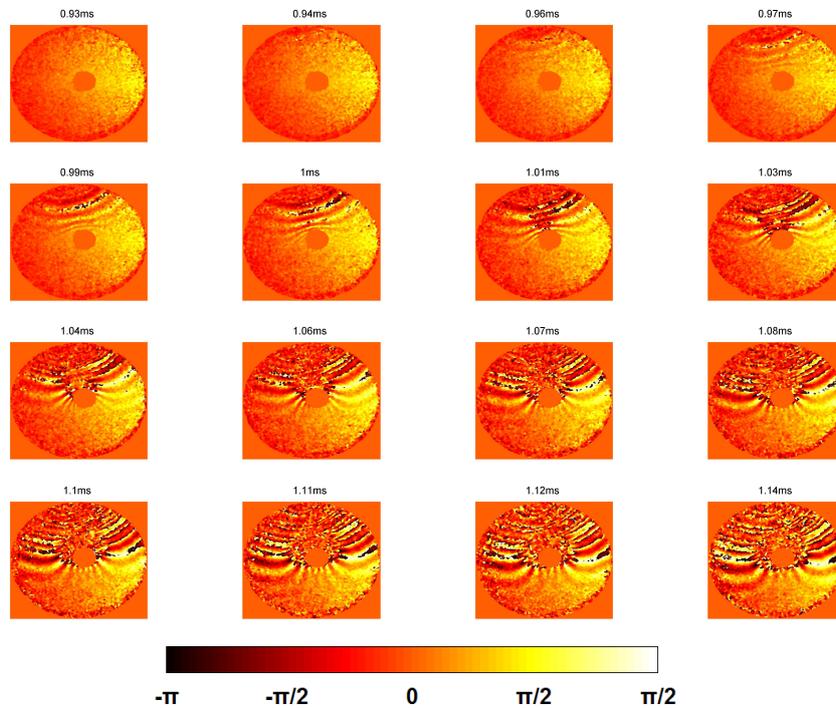


Figure 26. Cartes de phase optique ( $\text{mod}.2\pi$ , en radian) au cours du temps  $[0,93 - 1,18]$  ms de la plaque trou noir soumise à un impact

mérique permet de visualiser l'interaction entre une onde transitoire et un trou noir acoustique, à l'échelle de temps de la propagation de l'onde et en fournissant une image plein champ. La technique est donc capable de fournir une analyse opérationnelle pour étudier la propagation d'ondes se propageant dans un milieu complexe. Les limites à l'obtention d'une information quantitative dans cette zone sont liées à la résolution spatiale dégradée qui engendre des dislocations de phase qui doivent être traitées. Nous travaillons actuellement sur le traitement de ces images afin d'en extraire des données quantitatives.

## 6. Conclusion

Cet article démontre la possibilité de vibrométrie multipoint basée sur l'holographie numérique haute cadence. À une cadence de 50 kHz, la mesure comprend 5916 points de mesure indépendants et constitue la meilleure performance jamais obtenue jusqu'à présent pour les mesures vibrométriques multipoints. La méthode est tout à fait adaptée à l'enregistrement de l'évolution spatiale et temporelle d'un objet dynamique produisant une modulation de phase transitoire. Le dispositif expérimental a été testé avec une excitation transitoire et les résultats expérimentaux ont été confrontés

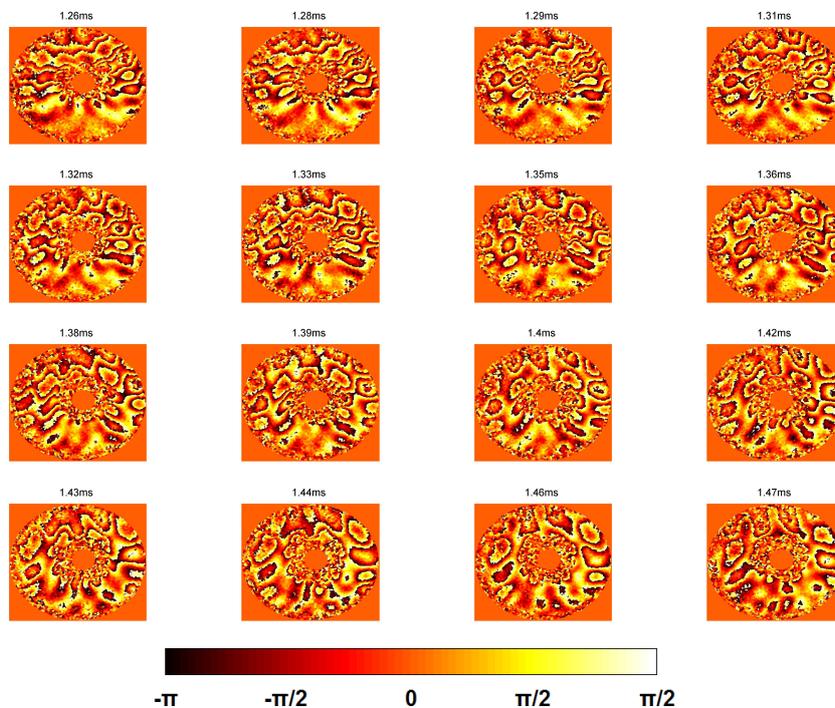


Figure 27. Cartes de phase optique ( $\text{mod}.2\pi$ , en radian) au cours du temps  $[1, 26 - 1, 47]$  ms de la plaque trou noir soumise à un impact

à une mesure obtenue avec un vibromètre-laser classique. Les résultats confirment la capacité de la méthode proposée pour fournir des mesures sans contact plein champ de vibration transitoire, à son échelle de temps.

Les principaux paramètres régissant les performances ont été étudiés à l'aide d'une simulation numérique complète du processus d'acquisition, comprenant le comportement physique de la structure, la propagation et la diffraction des ondes, l'enregistrement et la reconstruction numérique des hologrammes. La simulation montre que les premiers instants de la vibration transitoire sont critiques, en particulier au niveau du point d'excitation. En effet, une erreur due à la valeur finie du temps d'exposition peut se produire, ce qui nécessite donc le développement de nouvelles stratégies de correction. L'effet de la surface active des pixels du capteur a été analysé et il est montré que plus la surface augmente, plus il est induit un bruit de décorrélation de speckle sur la mesure de phase. Ce bruit de décorrélation est également induit par le bruit de photons et le bruit de numérisation du capteur. Un critère de qualité a été proposé : il repose sur la mesure du facteur de cohérence de deux phases à deux instants différents. Une zone optimale de fonctionnement a été mise en évidence en fixant le facteur de cohérence à au moins 0,9. Les paramètres clés sont le rapport entre les ondes de référence et de mesure, ainsi que le taux de saturation du capteur. Il est ainsi démontré que les

mesures avec un bruit réduit sont possibles avec environ 40 % à 50 % de la pleine dynamique du capteur et un rapport référence/objet d'environ 100, ce qui fournit des cartes de phase convenant à des fins de métrologie. La méthode holographique a été appliquée à la visualisation de l'interaction entre un front d'onde vibratoire transitoire généré par un marteau d'impact et un trou noir acoustique bidimensionnel. Pour la première fois, nous montrons le front d'onde incident se disloquant dans la zone trou noir où la fréquence spatiale et l'amplitude des ondes augmentent fortement. Les limites à l'obtention d'une information quantitative dans cette zone sont liées à la résolution spatiale dégradée qui engendre des dislocations de phase qui doivent être traitées par des approches de type « inpainting » par exemple. Ces résultats ouvrent des perspectives prometteuses pour l'étude des non-linéarités en bord de piège trou noir, l'exploitation des résultats dans des méthodes inverses vibratoires et l'utilisation des données spatio-temporelles pour la caractérisation de matériaux.

#### Remerciements

*Cette étude fait partie du programme de la chaire VIBROLEG (Vibroacoustique des structures légères) soutenu par l'IRT Jules Verne (Institut français de recherche en technologies de fabrications avancées pour les structures hybrides composites et métalliques). Les auteurs tiennent à associer les partenaires industriels et académiques de ce projet; respectivement Airbus, Alstom Power, Bureau Veritas, le CETIM, Daher, DCNS Research, STX et Université du Maine.*

#### Bibliographie

- Aguayo D. D., Mendoza Santoyo F., Torre-I M. H. De la, Salas-Araiza M. D., Caloca-Mendez C., Gutierrez Hernandez D. A. (2010). Insect wing deformation measurements using high speed digital holographic interferometry. *Optics Express*, vol. 18, n° 6, p. 5661–5667.
- Aklouche O., Pelat A., Maugeais S., Gautier F. (2015). Scattering of flexural waves by a pit of quadratic profile inserted in an infinite thin plate. *Journal of Sound and Vibration (soumis)*.
- Alexeenko I., Gusev M., Gurevich V. (2009). Separate recording of rationally related vibration frequencies using digital stroboscopic holographic interferometry. *Applied Optics*, vol. 48, n° 18, p. 3475–3480.
- Anderson D. J., Valera J. D., Jones J. D. C. (1993). Electronic speckle pattern interferometry using diode laser stroboscopic illumination. *Measurement Science and Technology*, vol. 4, n° 9, p. 982.
- Bertling K., Perchoux J., Taimre T., Malkin R., Robert D., Rakić A. D. *et al.* (2014). Imaging of acoustic fields using optical feedback interferometry. *Optics express*, vol. 22, n° 24, p. 30346–30356.
- Borza D. N. (2004). High-resolution time-average electronic holography for vibration measurement. *Optics and lasers in engineering*, vol. 41, n° 3, p. 515–527.
- Castellini P., Revel G., Tomasini E. (1998). Laser doppler vibrometry: a review of advances and applications. *The Shock and vibration digest*, vol. 30, n° 6, p. 443–456.
- Chambard J., Chalvidan V., Carniel X., Pascal J. (2002). Pulsed tv-holography recording for vibration analysis applications. *Optics and lasers in engineering*, vol. 38, n° 3, p. 131–143.

- Chebbour A., Gharbi T., Tribillon G. (2001). Laser-diode interferometric heterodyne vibrometer: application to linear motor control. *Applied optics*, vol. 40, n° 31, p. 5610–5614.
- Chijioke A., Lawall J. (2008). Laser doppler vibrometer employing active frequency feedback. *Applied optics*, vol. 47, n° 27, p. 4952–4958.
- Connelly M. J., Szecówka P. M., Jallapuram R., Martin S., Toal V., Whelan M. P. (2008). Multipoint laser doppler vibrometry using holographic optical elements and a cmos digital camera. *Optics Letters*, vol. 33, n° 4, p. 330–332.
- Cuenca J. (2009). *Wave models for the flexural vibrations of thin plates: model of the vibrations of polygonal plates by the image source method, vibration damping using the acoustic black hole effect*. Thèse de doctorat non publiée, Université du Maine, Le Mans, France.
- Dainty J. C. (1975). Laser speckle and related phenomena. *Applied Physics*, vol. 9, p. 298.
- De Greef D., Soons J., Dirckx J. J. (2014). Digital stroboscopic holography setup for deformation measurement at both quasi-static and acoustic frequencies. *International Journal of Optomechatronics*, vol. 8, n° 4, p. 275–291.
- Demoli N., Vukicevic D. (2004). Detection of hidden stationary deformations of vibrating surfaces by use of time-averaged digital holographic interferometry. *Optics Letters*, vol. 29, n° 20, p. 2423–2425.
- Denis V. (2014). *Vibration damping in beams using the acoustic black hole effect*. Thèse de doctorat non publiée, Université du Maine, Le Mans, France.
- Denis V., Poittevin J., Pelat A., Elie B., Gautier F. (2013). Reflexion of flexural waves at the end of a tapered beam of quadratic profile covered with a thin viscoelastic layer. In *Proceedings of meetings on acoustics*, vol. 19, p. 065019.
- Donati S., Norgia M., Giuliani G. (2006). Self-mixing differential vibrometer based on electronic channel subtraction. *Applied optics*, vol. 45, n° 28, p. 7264–7268.
- Doval Á. F., Trillo C., Cernadas D., Dorrío B. V., López C., Fernández J. L. *et al.* (2000). Measuring amplitude and phase of vibration with double-exposure stroboscopic tv holography. In *Interferometry in speckle light*, p. 281–288. Springer.
- Drain L. E. (1980). *The laser doppler techniques* (vol. 1). Chichester, Sussex, England and New York, Wiley-Interscience.
- Ellingsrud S., Løkberg O. (1993). Full field amplitude and phase measurement of loudspeakers by using tv-holography and digital image processing. *Journal of sound and vibration*, vol. 168, n° 2, p. 193–208.
- Fu Y., Guo M., Phua P. B. (2010). Spatially encoded multibeam laser doppler vibrometry using a single photodetector. *Optics Letters*, vol. 35, n° 9, p. 1356–1358.
- Fu Y., Guo M., Phua P. B. (2011). Multipoint laser doppler vibrometry with single detector: principles, implementations, and signal analyses. *Applied Optics*, vol. 50, n° 10, p. 1280–1288.
- Fu Y., Pedrini G., Osten W. (2007). Vibration measurement by temporal fourier analyses of a digital hologram sequence. *Applied Optics*, vol. 46, n° 23, p. 5719–5727.
- Gautier F., Cuenca J., Krylov V., Simon L. (2008). Experimental investigation of the acoustic black hole effect for vibration damping in elliptical plates. *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 123, n° 5, p. 3318.

- Gross M., Atlan M. (2007). Digital holography with ultimate sensitivity. *Optics Letters*, vol. 32, n° 8, p. 909–911.
- Gross M., Atlan M., Absil E. (2008). Noise and aliases in off-axis and phase-shifting holography. *Applied Optics*, vol. 47, n° 11, p. 1757–1766.
- Guyader J.-L. (2002). *Vibrations des milieux continus*. Hermès Science.
- Halkon B. J., Rothberg S. (2003). Vibration measurements using continuous scanning laser doppler vibrometry: theoretical velocity sensitivity analysis with applications. *Measurement science and technology*, vol. 14, n° 3, p. 382.
- Hazell C., Liem S. (1973). Vibration analysis of plates by real-time stroboscopic holography. *Experimental Mechanics*, vol. 13, n° 8, p. 339–344.
- Huntley J. M., Kaufmann G. H., Kerr D. (1999). Phase-shifted dynamic speckle pattern interferometry at 1 khz. *Applied Optics*, vol. 38, n° 31, p. 6556–6563.
- Joud F., Laloë F., Atlan M., Hare J., Gross M. (2009a). Imaging a vibrating object by sideband digital holography. *Optics Express*, vol. 17, n° 4, p. 2774–2779.
- Joud F., Verpillat F., Laloë F., Atlan M., Hare J., Gross M. (2009b). Fringe-free holographic measurements of large-amplitude vibrations. *Optics Letters*, n° 23, p. 3698–3700.
- Karray M., Slangen P., Picart P. (2012). Comparison between digital fresnel holography and digital image-plane holography: the role of the imaging aperture. *Experimental mechanics*, vol. 52, n° 9, p. 1275–1286.
- Kilpatrick J. M., Moore A. J., Barton J. S., Jones J. D., Reeves M., Buckberry C. (2000). Measurement of complex surface deformation by high-speed dynamic phase-stepped digital speckle pattern interferometry. *Optics Letters*, vol. 25, n° 15, p. 1068–1070.
- Kreis T. (1996). Holographic interferometry: principles and methods. In *International symposium on laser applications in precision measurements held, balatonfüred, /hungary*, vol. 2, p. 323.
- Krylov V., Tilman F. (2004). Acoustic black holes for flexural waves as effective vibration dampers. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 274, n° 3, p. 605–619.
- Leclercq M., Karray M., Isnard V., Gautier F., Picart P. (2013). Evaluation of surface acoustic waves on the human skin using quasi-time-averaged digital fresnel holograms. *Applied Optics*, vol. 52, n° 1, p. A136–A146.
- Leissa A. (1969). *Vibration of plates*. Rapport technique. DTIC Document.
- Lesaffre M., Verrier N., Gross M. (2013). Noise and signal scaling factors in digital holography in weak illumination: relationship with shot noise. *Applied Optics*, vol. 52, n° 1, p. A81–A91.
- Leval J., Picart P., Boileau J., Pascal J. (2005). Full-field vibrometry with digital fresnel holography. *Applied Optics*, vol. 44, n° 27, p. 5763–5772.
- Li S., Mohan K. D., Sanders W. W., Oldenburg A. L. (2011). Toward soft-tissue elastography using digital holography to monitor surface acoustic waves. *Journal of biomedical optics*, vol. 16, n° 11, p. 116005–1160057.
- Li Y., Meersman S., Baets R. (2011). Realization of fiber-based laser doppler vibrometer with serrodyne frequency shifting. *Applied optics*, vol. 50, n° 17, p. 2809–2814.

- Lokberg O., Hogmoen K. (1976). Use of modulated reference wave in electronic speckle pattern interferometry. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, vol. 9, n° 10, p. 847.
- MacPherson W. N., Reeves M., Towers D., Moore A., Jones J. D., Dale M. *et al.* (2007). Multipoint laser vibrometer for modal analysis. *Applied Optics*, vol. 46, n° 16, p. 3126–3132.
- Magnani A., Pesatori A., Norgia M. (2012). Self-mixing vibrometer with real-time digital signal elaboration. *Applied Optics*, vol. 51, n° 21, p. 5318–5325.
- Mills G. A., Yamaguchi I. (2005). Effects of quantization in phase-shifting digital holography. *Applied Optics*, vol. 44, n° 7, p. 1216–1225.
- Mironov M. (1988). Propagation of a flexural wave in a plate whose thickness decreases smoothly to zero in a finite interval. *Soviet Physics Acoustics-USSR*, vol. 34, n° 3, p. 318–319.
- Mohan K., Sanders W., Oldenburg A. (2012). Elastic depth profiling of soft tissue by holographic imaging of surface acoustic waves. In *Digital holography and three-dimensional imaging*, p. DSu4C–5.
- Monchalin J. (1993). Progress towards the application of laser-ultrasonics in industry. In *Review of progress in quantitative nondestructive evaluation*, vol. 13. Plenum Press.
- Moore A. J., Hand D. P., Barton J. S., Jones J. D. (1999). Transient deformation measurement with electronic speckle pattern interferometry and a high-speed camera. *Applied Optics*, vol. 38, n° 7, p. 1159–1162.
- Moore T., Kaplon J., McDowall G., Martin K. (2002). Vibrational modes of trumpet bells. *Journal of sound and vibration*, vol. 254, n° 4, p. 777–786.
- Mundt J., Kreis T. (2010). Digital holographic recording and reconstruction of large scale objects for metrology and display. *Optical Engineering*, vol. 49, n° 12, p. 125801–125801.
- O'Malley P., Woods T., Judge J., Vignola J. (2009). Five-axis scanning laser vibrometry for three-dimensional measurements of non-planar surfaces. *Measurement Science and Technology*, vol. 20, n° 11, p. 115901.
- Pandey N., Hennelly B. (2011). Quantization noise and its reduction in lensless fourier digital holography. *Applied Optics*, vol. 50, n° 7, p. B58–B70.
- Pascal J.-C., Carniel X., Chalvidan V., Smigielski P. (1996). Determination of phase and magnitude of vibration for energy flow measurements in a plate using holographic interferometry. *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 25, n° 4, p. 343–360.
- Pedrini G., Froening P., Fessler H., Tiziani H. (1998). Transient vibration measurements using multi-pulse digital holography. *Optics & Laser Technology*, vol. 29, n° 8, p. 505–511.
- Pedrini G., Osten W., Gusev M. E. (2006). High-speed digital holographic interferometry for vibration measurement. *Applied Optics*, vol. 45, n° 15, p. 3456–3462.
- Pedrini G., Schedin S., Tiziani H. (2002). Pulsed digital holography combined with laser vibrometry for 3d measurements of vibrating objects. *Optics and lasers in engineering*, vol. 38, n° 3, p. 117–129.
- Pedrini G., Tiziani H. (1995). Digital double-pulse holographic interferometry using fresnel and image plane holograms. *Measurement*, vol. 15, n° 4, p. 251–260.

- Pedrini G., Tiziani H., Zou Y. (1997). Digital double pulse-tv-holography. *Optics and lasers in Engineering*, vol. 26, n° 2, p. 199–219.
- Pedrini G., Zou Y., Tiziani H. (1995). Digital double-pulsed holographic interferometry for vibration analysis. *Journal of Modern Optics*, vol. 42, n° 2, p. 367–374.
- Pérez-López C., Torre-Ibarra M. H. De la, Mendoza Santoyo F. (2006). Very high speed cw digital holographic interferometry. *Optics Express*, vol. 14, n° 21, p. 9709–9715.
- Picart P., Leval J. (2008). General theoretical formulation of image formation in digital fresnel holography. *Journal of the Optical Society of America*, vol. 25, n° 7, p. 1744–1761.
- Picart P., Leval J., Mounier D., Gougeon S. (2003). Time-averaged digital holography. *Optics Letters*, vol. 28, n° 20, p. 1900–1902.
- Picart P., Leval J., Piquet F., Boileau J., Guimezanes T., Dalmont J. (2007). Tracking high amplitude auto-oscillations with digital fresnel holograms. *Optics Express*, vol. 15, n° 13, p. 8263–8274.
- Picart P., Mercier R., Lamare M., Breteau J.-M. (2001). A simple method for measuring the random variation of an interferometer. *Measurement Science and Technology*, vol. 12, n° 8, p. 1311.
- Picart P., Tankam P., Song Q. (2011). Experimental and theoretical investigation of the pixel saturation effect in digital holography. *Journal of the Optical Society of America*, vol. 28, n° 6, p. 1262–1275.
- Pinard F., Laine B., Vach H. (2003). Musical quality assessment of clarinet reeds using optical holography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, n° 3, p. 1736–1742.
- Poittevin J., Picart P., Faure C., Gautier F., Pézerat C. (2015). Multi-point vibrometer based on high-speed digital in-line holography. *Applied Optics*, vol. 54, n° 11, p. 3185–3196.
- Poittevin J., Picart P., Gautier F., Pezerat C. (2015). Quality assessment of combined quantization-shot-noise-induced decorrelation noise in high-speed digital holographic metrology. *Optics express*, vol. 23, n° 24, p. 30917–30932.
- Powell R., Stetson K. (1965). Interferometric vibration analysis by wavefront reconstruction. *Journal of the Optical Society of America*, vol. 55, n° 12, p. 1593–1597.
- Roos P., Stephens M., Wieman C. (1996). Laser vibrometer based on optical-feedback-induced frequency modulation of a single-mode laser diode. *Applied optics*, vol. 35, n° 34, p. 6754–6761.
- Samson B., Verpillat F., Gross M., Atlan M. (2011). Video-rate laser doppler vibrometry by heterodyne holography. *Optics Letters*, vol. 36, n° 8, p. 1449–1451.
- Schnars U., Kreis T., Ju W. *et al.* (1996). Digital recording and numerical reconstruction of holograms: reduction of the spatial frequency spectrum. *Optical Engineering*, vol. 35, n° 4, p. 977–982.
- Scruby C., Drain L. (1990). *Laser ultrasonics techniques and applications*. CRC Press.
- Shang J., He Y., Liu D., Zang H., Chen W. (2009). Laser doppler vibrometer for real-time speech-signal acquirement. *Chinese Optics Letters*, vol. 7, n° 8, p. 732–733.
- Sim C., Chau F., Toh S. (1995). Vibration analysis and non-destructive testing with real-time shearography. *Optics & Laser Technology*, vol. 27, n° 1, p. 45–49.

- Solís S. M., Santoyo F. M., Hernández-Montes M. (2012). 3d displacement measurements of the tympanic membrane with digital holographic interferometry. *Optics Express*, vol. 20, n° 5, p. 5613–5621.
- Stetson K., Powell R. (1965). Interferometric hologram evaluation and real-time vibration analysis of diffuse objects. *Journal of the Optical Society of America*, vol. 55, n° 12, p. 1694–1695.
- Sun K., Yuan L., Shen Z., Xu Z., Zhu Q., Ni X. *et al.* (2014). Scanning laser-line source technique for nondestructive evaluation of cracks in human teeth. *Applied Optics*, vol. 53, n° 11, p. 2366–2374.
- Trillo C., Doval A. F., Cernadas D., López O., López J. C., Dorrió B. V. *et al.* (2003). Measurement of the complex amplitude of transient surface acoustic waves using double-pulsed tv holography and a two-stage spatial fourier transform method. *Measurement Science and Technology*, vol. 14, n° 12, p. 2127–2134.
- Trillo C., Doval A. F., Mendoza-Santoyo F., Pérez-López C., La Torre-Ibarra M. de, Deán J. L. (2009). Multimode vibration analysis with high-speed tv holography and a spatiotemporal 3d fourier transform method. *Optics Express*, vol. 17, n° 20, p. 18014–18025.
- Vanlanduit S., Guillaume P., Cauberghe B., Verboven P. (2003). An automatic position calibration method for the scanning laser doppler vibrometer. *Measurement Science and Technology*, vol. 14, n° 8, p. 1469.
- Verpillat F., Joud F., Atlan M., Gross M. (2010). Digital holography at shot noise level. *Journal of Display Technology*, vol. 6, n° 10, p. 455–464.
- Zabit U., Atashkhoei R., Bosch T., Royo S., Bony F., Rakic A. (2010). Adaptive self-mixing vibrometer based on a liquid lens. *Optics letters*, vol. 35, n° 8, p. 1278–1280.
- Zabit U., Bernal O. D., Bosch T., Bony F. (2011). Mems accelerometer embedded in a self-mixing displacement sensor for parasitic vibration compensation. *Optics letters*, vol. 36, n° 5, p. 612–614.
- Zhang F., Valera J. D., Yamaguchi I., Yokota M., Mills G. (2004). Vibration analysis by phase shifting digital holography. *Optical Review*, vol. 11, n° 5, p. 297–299.

