



HAL
open science

Développement des techniques optiques et acoustiques de mesure de champs orientées vers la vibroacoustique

Ioana Theodora Nistea

► **To cite this version:**

Ioana Theodora Nistea. Développement des techniques optiques et acoustiques de mesure de champs orientées vers la vibroacoustique. Autre [cond-mat.other]. INSA de Rouen, 2010. Français. NNT : 2010ISAM0025 . tel-00585533

HAL Id: tel-00585533

<https://theses.hal.science/tel-00585533>

Submitted on 13 Apr 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

présentée à

L'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen

pour obtenir le grade de Docteur de l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen

spécialités :

- Mécanique, Génie mécanique
- Optronique, photonique et systèmes

Développement des techniques optiques et acoustiques de mesure de champs orientées vers la vibroacoustique

par

Ioana Theodora NISTEA

Soutenue le 6 décembre 2010 devant la commission d'examen composée de :

ARGHIR Mariana	Examineur, Université Technique de Cluj-Napoca
BENSRHAIR Abdelaziz	Examineur, INSA de Rouen
BORZA Dan	Directeur de thèse, INSA de Rouen
EL HAMI Abdelkhalak	Examineur, INSA de Rouen
MOLIMARD Jérôme	Rapporteur, Ecole des Mines de Saint-Etienne
ORTEU Jean-José	Examineur, Ecole des Mines d'Albi
PICART Pascal	Rapporteur, Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans

Avant Propos

L'objectif général de la thèse est l'optimisation des techniques interférométriques de champs dans les directions de la mesure du comportement vibro-acoustique et des régimes transitoires des structures.

Cette thèse s'est déroulée dans le cadre du projet PREDIT - REBECA (Réduction du Bruit Extérieur dans la Conception Automobile).

La thématique de la thèse est liée à un programme commun de recherches en vibro-acoustique effectuées par des chercheurs de l'INSA de Rouen et de l'Université Paris 6, en collaboration avec Peugeot-Citroën Automobiles, le CEVAA, et les sociétés INTERAC et TREVES entre 2006 et 2009. Le programme, y compris cette thèse, a été financé par l'ADEME.

Une partie des équipements intégrés dans les systèmes de mesure réalisés dans le cadre de la thèse a été procurée grâce à l'aide financière que la D.G.E. a accordé au projet AUDACE à partir de 2008.

La thèse a bénéficié aussi du soutien matériel de l'INSA de Rouen, du Conseil Scientifique de l'INSA et du Laboratoire de Mécanique de Rouen.

Remerciements

Ce travail de recherche s'est déroulé au sein du Laboratoire de Mécanique de Rouen de l'INSA de Rouen.

Mes premiers remerciements vont à mon directeur de thèse, Mr. Dan BORZA, pour avoir rendu possible cette aventure scientifique, pour sa confiance, pour son soutien, pour sa rigueur et pour tous les moments de discussion à la fois dans le domaine scientifique et humain, que nous avons pu avoir.

Je tiens à remercier Francis Pégard pour sa disponibilité sans limites lors de la mise en place du dispositif expérimental.

J'adresse mes remerciements à l'ensemble des membres du LMR pour la contribution que chacun d'eux a pu m'apporter pour l'avancement de mes travaux.

J'exprime toute ma reconnaissance à Mr. Pascal Picart et Mr. Jérôme Molimard qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir accepter d'être les rapporteurs de ce mémoire. Je remercie Mme. Mariana Arghir, Mr. Abdelaziz Bensrhair, Mr. Abdelkhalak El Hami et Mr. Jean-José Orteu, d'avoir assumé les rôles d'examineurs de ce travail.

Mes remerciements à mes collègues, l'ancienne équipe des thésards, qui m'ont gentiment accueilli parmi eux lors de mon arrivée au laboratoire, pour l'ambiance chaleureuse et très amicale qu'ils ont su créer. Merci à mon camarade d'armes, Kareem, pour sa présence et son soutien moral durant ces deux dernières années.

Je remercie toutes les personnes de mon entourage qui m'ont soutenue et encouragée au cours de cette thèse.

Enfin, je voudrais dédier ce travail à ma Maman, à qui je dois tout.

Sommaire

Avant Propos.....	I
Remerciements.....	III
Sommaire.....	V
Abréviations.....	X
1 Introduction	1
1.1 Contexte. Motivation.....	1
1.2 Solution envisagée	2
1.3 Structure du mémoire.....	2
2 Principes des techniques de mesure de champs cinématiques.....	4
2.1 Principes de base des techniques optiques interférométriques de champs	5
2.1.1 Principes généraux.....	5
2.1.2 Holographie.....	7
2.1.3 Holographie numérique (HN)	12
2.1.4 Interférométrie speckle (IS).....	14
2.2 Principes de base d'autres techniques de mesure sans contact des vibrations ..	25
2.2.1 Vibrométrie Doppler (LDV).....	25
2.2.2 Holographie acoustique (NAH).....	28
2.3 Comparaison LDV-SI-NAH.....	31
3 État de l'art dans la mesure de la phase par interférométrie speckle dynamique	37
3.1 Évaluation de la phase dans l'interférométrie speckle classique	37
3.1.1 Décalage temporel de phase	37
3.1.2 Décalage spatial de phase	40
3.1.3 Obtention des champs de phase dépliée.....	41
3.1.4 Erreurs et incertitudes de la phase estimée.....	41

3.2	Evaluation de la phase dans le cas des mesures des vibrations stationnaires par IS à TAV	42
3.2.1	Obtention des tableaux de franges Bessel.....	42
3.2.2	Estimation quantitative des champs d'amplitudes	42
3.3	Estimation de la phase optique dans l'interférométrie speckle dynamique.....	45
3.3.1	Méthodes 2D.....	46
3.3.2	Méthodes 1D. Suivi des histoires temporelles	48
3.4	Mesure des phénomènes dynamiques par interférométrie speckle	51
3.5	Principales limitations des systèmes d'interférométrie speckle	53
3.6	Direction de développement proposée pour l'interférométrie speckle hors-plan à laser continu.....	54
4	Algorithmes et logiciels développés	55
4.1	Algorithmes de décalage de phase.....	55
4.1.1	Décalage à 4 pas.....	56
4.1.2	Décalage à 2 pas.....	57
4.1.3	Limitations des algorithmes appliqués	58
4.2	Logiciels de commande et de contrôle	60
4.2.1	Environnement de programmation.....	60
4.2.2	Commande du système de mesure à décalage de phase	61
4.2.3	Commande du système rapide à mémoire embarquée.....	63
4.2.4	Commande du système d'interférométrie speckle en temps réel	65
4.3	Traitement des données.....	66
4.3.1	Simulation numérique: estimation de l'amplitude de vibration à partir d'un seul specklegramme	67
5	Systèmes de mesure réalisés.....	71
5.1	Objectifs et caractéristiques envisagées.....	71
5.1.1	Système rapide en temps réel (A).....	74
5.1.2	Système rapide à mémoire embarquée sur la carte (B).....	76
5.1.3	Système standard en temps réel avec une caméra industrielle à balayage progressif (C).....	77
5.2	Composants matériels	79
5.2.1	Schéma optique	80
5.2.2	Principaux composants communs	81

5.2.3	Principaux composants spécifiques.....	84
5.3	Erreurs liées au système de mesure	86
5.3.1	Sensibilité par rapport aux conditions aux limites.....	86
5.3.2	Limites de la vitesse d'acquisition, temps d'exposition.....	86
5.3.3	Aspects liés à la géométrie du système	87
6	Résultats expérimentaux	89
6.1	Présentation générale.....	89
6.2	Vibration stationnaire entretenue mono-fréquence.....	91
6.2.1	Mesures avec décalage de phase à 4 pas	91
6.2.2	Mesures avec décalage de phase à 2 pas	96
6.2.3	Mesures sans décalage de phase	101
6.3	Vibration libre amortie suite à un choc mécanique.....	102
6.3.1	Mesures sans décalage de phase	102
6.4	Vibration entretenue avec une forme d'onde arbitraire.....	106
6.4.1	Mesures sans décalage de phase	106
6.4.2	Mesures avec décalage de phase à 4 pas traité 2 pas.....	107
6.5	Sollicitation dynamique par une séquence d'échelons de force de faibles valeurs. Suivi d'une déformation complexe statique et vibratoire multi-fréquence.....	108
6.6	Sollicitation dynamique par un échelon de force de valeur importante.....	112
7	Conclusions. Contributions personnelles. Perspectives	119
7.1	Conclusions.....	119
7.2	Contributions personnelles.....	121
7.3	Perspectives.....	121
8	Annexe A: Publications.....	123
8.1	Annexe A1: Liste des publications réalisées au cours de la thèse	123
8.2	Annexe A2: Trois publications réalisées dans le cadre de la thèse.....	125
8.2.1	Article publié dans la revue "STRAIN"	126
8.2.2	Communication présentée à la Conférence Internationale IEEE-TTTC, 2010	139
8.2.3	Communication présentée au Colloque Francophone CMOI 2010, "Contrôles et Mesures Optiques pour l'Industrie"	145
9	Annexe B: Programmes de Contrôle	152

9.1	Système standard en temps réel avec une caméra industrielle à balayage progressif (C)	152
9.1.1	Boucle d'acquisition d'images.....	153
9.1.2	Boucle 1 de traitement de données.....	154
9.1.3	Boucle 2 de traitement de données.....	155
9.1.4	Groupe d'affichage	155
9.1.5	Boucle de sauvegarde.....	156
9.1.6	Initialisation et paramétrage.....	157
9.2	Système rapide en temps réel (A)	158
9.2.1	Initialisation et paramétrage.....	159
9.2.2	Boucle de traitement de données.....	160
9.2.3	Boucle d'acquisition d'images.....	161
9.2.4	Boucle de sauvegarde.....	161
9.3	Système rapide à mémoire embarquée sur la carte (B)	162
9.4	VI auxiliaires	163
9.4.1	Générateur de signal de commande du décalage.....	163
10	Bibliographie	164
11	Liste des illustrations	171

Abréviations

Abbrev.	Description
ADEME	Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie
AUDACE	Analyse des caUses de DéfaillAnces des Composants des systèmes Electroniques embarqués
AO	Analog Output
CCD	Charge Coupled Device
CEVAA	Centre d'Essais Vibroacoustiques pour l'Automobile
CMOS	Complementary Metal-Oxyde-Semiconductor
CoMAC	Coordinate Modal Assurance Criterion
DPSS	Diode-Pumped Solid-State (Laser)
DRAM	Dynamic Random Access Memory
ECoMAC	Enhanced Coordinate Modal Assurance Criterion
EF	Elements Finis
E/S	Entrées/Sorties
EMD	Empirical Mode Decomposition
EO	Electro-Optique
FFT	Fast Fourier Transform
FO	Fibre Optique
FPGA	Field-Programmable Gate Array
FT	Transformée Fourier
GB	GigaByte
Gb	Gigabit
HN	Holographie Numérique
HP	Hewlet-Packard
HVA	High Voltage Amplifier

IMF	Intrinsic Mode Functions
INSA	Institut National de Sciences Appliquees
IS	Interférométrie Speckle
kHz	Kilohertz
LDV	Vibrométrie Laser Doppler
LMR	Laboratoire de Mécanique de Rouen
MAC	Modal Assurance Criterion
Méch	Mega-Echantillons
MEO	Modulateur Electro-Optique
NAH	Holographie Acoustique en Champ Proche
Nd-YAG	Neodymium Doped Yttrium Aluminum Garnet (Crystal)
NI DAQ	National Instruments Data Acquisition
NI IMAQ	National Instruments Image Acquisition
PCI	Peripheral Component Interconnect
PCIe	Peripheral Component Interconnect Express
PREDIT	Programme de Recherche et d'Innovation dans les Transports Terrestres
PZT	Titanate de Zirconium et Plomb
RAM	Random Access Memory
REBECA	Réduction du Bruit Extérieur dans la Conception Automobile
RF	Radio Frequency
RMSE	Root Mean Square Error
ROI	Region Of Interest
RTSI	Real Time System Integration
SLM	Single-Line Mode
SPMII	Sciences Physiques, Mathématiques et de l'Information pour l'Ingénieur
TAV	Time-Average
TH	Transformée Hilbert
TIC	Techniques Interférométriques de Champs
TOC	Techniques Optiques de Champs

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte. Motivation

L'étude des vibrations des structures présente un intérêt majeur dans un nombre important de secteurs industriels. L'un des aspects particulièrement suivis en ce moment est la réduction des vibrations, afin de répondre aux contraintes imposées aux niveaux d'émission sonore, en particulier dans les activités liées au transport. L'identification des propriétés dynamiques des matériaux, le contrôle non destructif et l'étude du comportement vibroacoustique des structures nécessitent une riche base de données expérimentales. Ces données sont utilisées dans l'analyse modale, le calcul du rayonnement acoustique ou le recalage des modèles numériques. Elles peuvent être obtenues à partir de mesures physiques complexes des champs d'amplitudes de vibrations et de pressions acoustiques.

Les techniques de mesure sans contact sont l'outil préféré dans la mesure des vibrations. Contrairement aux méthodes traditionnelles basées sur les capteurs discrets, ces techniques sont caractérisées par l'absence des masses attachées à la structure vibrante. Leur utilisation ne modifie donc pas les paramètres de la structure étudiée. Dans la plupart des applications industrielles, l'échelle des amplitudes de vibration est de nature à favoriser l'utilisation des techniques interférométriques.

Les deux techniques interférométriques les plus utilisées dans les applications industrielles sont la vibrométrie laser Doppler (LDV) et l'interférométrie speckle (IS). Le développement des sources laser, des détecteurs et des systèmes informatiques permet une amélioration continue des techniques de mesure des vibrations. Toujours est-il qu'un choix douloureux doit être fait entre la résolution temporelle et la résolution spatiale. En effet, si la LDV est capable d'effectuer des mesures ayant de hautes résolutions temporelles (de l'ordre de plusieurs MHz), la nature ponctuelle des mesures permet au mieux le balayage, à une

vitesse limitée, d'un certain nombre de points sur la surface de l'objet testé. D'un autre coté, l'IS fournit des mesures des champs complets d'amplitudes de vibration, mais la résolution temporelle des mesures est réduite à cause des cadences des dispositifs qui réalisent la détection, l'acquisition et le transfert de ces champs. Cela limite l'application de la technique IS à la mesure des vibrations sinusoïdales et des phénomènes quasi-stationnaires.

1.2 Solution envisagée

Ce travail de thèse est consacré au développement et à la réalisation d'un système interférométrique de champs réalisant un meilleur compromis entre la contrainte de la résolution temporelle et celle de la résolution spatiale et qui soit bien adapté à la mesure des vibrations et des phénomènes transitoires des structures. Le système est basé sur les principes de l'interférométrie speckle hors plan, utilisant un laser continu.

Nous nous proposons donc d'intégrer une caméra rapide dans le système interférométrique et d'effectuer des mesures dans une région d'intérêt (ROI) réduite, en vue d'améliorer la résolution temporelle de la mesure.

Le résultat désiré est de rapprocher les résultats de la mesure des besoins des vibroacousticiens, en allant vers la possibilité d'une caractérisation complète du comportement lors des sollicitations vibratoires et des sollicitations aléatoires des structures. Pour cela il est nécessaire d'opérer à une vitesse d'acquisition suffisamment élevée pour effectuer des mesures résolues dans le temps et donc obtenir l'information sur les amplitudes, les fréquences et les déphasages relatifs entre les mouvements des différents points de la surface au cours de la déformation dynamique ou vibratoire.

1.3 Structure du mémoire

Ce manuscrit est structuré en sept chapitres, deux annexes et une bibliographie.

Après un premier chapitre qui contient l'introduction, le chapitre 2 décrit les principes de base des techniques de mesure investiguées au cours du travail de thèse - l'interférométrie speckle et l'holographie optique numérique. Ce chapitre contient aussi une investigation des caractéristiques de mesure des principales techniques de mesure sans contact "concurrentes" dans le domaine de la vibroacoustique – la LDV et l'holographie acoustique en champ proche (Nearfield Acoustic Holography, ou NAH). Une étude comparative est également faite entre

les résultats expérimentaux obtenus par ces différentes techniques, afin de mettre en évidence les avantages et limitations spécifiques de chacune dans la mesure des vibrations, ainsi que la complémentarité des résultats obtenus. Cette comparaison est d'ailleurs nécessaire pour valider par IS les résultats fournis par les techniques qui fournissent des résultats obtenus par des mesures indirectes, après une modélisation numérique complexe, utilisant parfois des algorithmes et des calculs lourds liés à la propagation des ondes.

Dans la première partie du chapitre 3 sont rappelés les principaux algorithmes permettant l'estimation de la phase optique ainsi que les méthodes d'estimation de la phase liée aux déplacements dynamiques. Dans la deuxième partie du chapitre, on présente un état de l'art de l'application de l'interférométrie speckle dans le domaine des mesures des phénomènes dynamiques.

Le chapitre 4 est dédié à la présentation de la partie informatique du système IS. On discute ici les algorithmes de décalage de phase, les logiciels de commande et de contrôle réalisés et les algorithmes de traitement des données développées. Dans le chapitre 5 on présente les principaux composants physiques des systèmes réalisés et les principales caractéristiques de leur fonctionnement.

Finalement, dans le chapitre 6 on présente et on discute les premiers résultats expérimentaux obtenus concernant le comportement vibratoire de quelques objets testés. Les différents cas de sollicitation explorés couvrent l'excitation sinusoïdale, une vibration à forme d'onde arbitraire, des échelons de force, un choc mécanique. Ces dernières situations représentaient jusqu'à présent des cas pour la plupart impossibles à étudier expérimentalement par des techniques de champ, en particulier à l'aide de l'interférométrie speckle utilisant un laser continu.

Dans le dernier chapitre on résume les principales réalisations ainsi que les limitations des systèmes de mesure réalisés et on propose quelques directions souhaitables de développement pour l'avenir.

Comme tout le reste de la thèse, ces conclusions visent aussi bien des aspects liés à la photonique et à la métrologie optique cohérente, que des aspects liés aux problèmes particuliers propres à la mécanique expérimentale.

Chapitre 2

Principes des techniques de mesure de champs cinématiques

Les méthodes de mesure sans contact occupent une place importante dans les domaines du contrôle industriel et de la caractérisation mécanique expérimentale. Un intérêt particulier existe pour les techniques de champ permettant des mesures des distributions 2D des grandeurs physiques telles que déplacements, déformations, pentes, courbures ou coordonnées des points d'une surface. Les domaines d'applications concernent l'analyse vibratoire [1], l'identification des propriétés de matériaux [2], [3] ; la détection d'endommagements [4] ; la mesure de forme [5] ; etc.

Les nombreuses techniques de champs disponibles permettent d'obtenir des résultats très variés en termes de quantités mesurées, résolution temporelle et spatiale, précision, etc. Le choix de la méthode de mesure est fait en fonction du mesurande, de l'étendue de mesure, des considérations liées à la précision de mesure, aux conditions expérimentales ou bien en fonction de la simplicité de la méthode.

En accord avec la thématique de la thèse, dans la suite on s'intéresse aux techniques interférométriques de champs avec applicabilité dans les mesures dynamiques. Nous verrons brièvement d'abord quelques bases théoriques. Ensuite nous présenterons les principes des techniques interférométriques de champs qui font l'objet de ce travail de thèse, notamment l'holographie (analogique et numérique) et, plus particulièrement, l'interférométrie speckle. On va aborder les éventuelles difficultés ainsi que les sources d'erreurs lors de leur application pour la mesure des vibrations. Les principales techniques concurrentes dans la mesure des vibrations, la vibrométrie laser Doppler et l'holographie acoustique en champ proche, seront

présentées dans la deuxième partie du chapitre et on finira par une étude comparative entre les techniques présentées par rapport aux résultats de mesure obtenus.

2.1 Principes de base des techniques optiques interférométriques de champs

2.1.1 Principes généraux

Les techniques interférométriques de champs sont basées sur le phénomène d'interférence des ondes cohérentes. Ce type d'ondes présente les caractéristiques suivantes : monochromaticité et polarisation linéaire.

2.1.1.1 L'interférence

L'interférence est définie comme la superposition de plusieurs ondes de la même nature et ayant la même fréquence. On va limiter la discussion à des ondes optiques monochromatiques, ayant une polarisation linéaire. Chacune de ces ondes est une solution harmonique de l'équation de Helmholtz, décrite par :

$$E(x, y, z) = A_E \cdot e^{-j\omega t} \cdot e^{j\phi} \quad (2.1)$$

où E est le champ électrique dans la direction de polarisation et A_E est l'amplitude du champ.

Dans les applications pratiques, la composante temporelle de l'équation (2.1) est négligée, car les capteurs physiques actuels ne permettent pas de suivre les oscillations du champ électrique. En conséquence, l'onde sera décrite par la composante spatiale du champ, appelée *amplitude complexe* – contenant la phase spatiale et l'amplitude de l'onde:

$$A(x, y, z) = A_E \cdot e^{j\phi} \quad (2.2)$$

L'amplitude complexe résultante est la somme entre A_1 et A_2 . L'intensité devient ainsi:

$$\begin{aligned} I &= \left| \bar{A}_1 + \bar{A}_2 \right|^2 = (\bar{A}_1 + \bar{A}_2)(\bar{A}_1 + \bar{A}_2)^* \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \\ &= I_1^2 + I_2^2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta\phi \end{aligned} \quad (2.3)$$

I_1 et I_2 sont les intensités individuelles et $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$. L'intensité résultante est la somme des intensités individuelles plus le terme interférométrique qui dépend de la différence de phase entre les deux ondes (Figure 2.1). L'intensité du champ d'interférence atteindra donc

ses maximums pour tous les points où $\Delta\varphi = 2n_i\pi$ (interférence constructive) et ses minimums pour $\Delta\varphi = (2n_i + 1)\pi$ (interférence destructive). On a noté par n_i l'ordre d'interférence. Le champ d'interférence entre deux ondes dont les directions de propagation font un angle θ consiste dans une alternance de franges sombres et claires avec une fréquence spatiale de :

$$f = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.4)$$

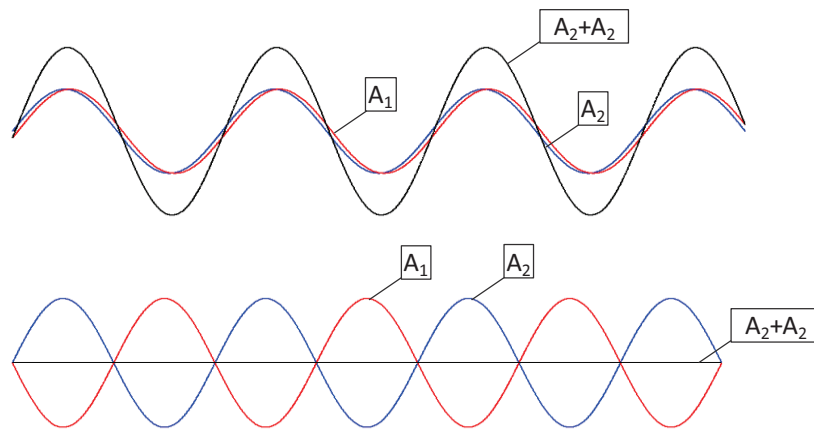


Figure 2.1: Interférence (en haut) constructive ; (en bas) destructive

2.1.1.2 Cohérence temporelle et spatiale

L'une des conditions pour obtenir l'interférence dans de bonnes conditions de contraste est la cohérence des ondes. Il y a deux aspects qu'on doit considérer : la cohérence spatiale (corrélation entre les différents points appartenant au même front de l'onde) et la cohérence temporelle (qui décrit l'autocorrélation d'une onde à deux instants différents).

Pour satisfaire la condition de cohérence spatiale, la source doit être ponctuelle. Dans le cas contraire, de la cohérence partielle, on a une source étendue, multi-ponctuelle, où les systèmes de franges d'interférence correspondant à chaque point de la source s'ajoutent en intensité et le contraste est réduit. Si les dimensions de la source dépassent une certaine limite, on a un éclairage incohérent. Les lasers utilisés en interférométrie peuvent être considérés comme des sources ponctuelles.

La cohérence temporelle est déterminée par la longueur des trains d'ondes émis par la source. Si la différence de marche entre les ondes qui se superposent dans un point dépasse la longueur de cohérence, l'interférence ne se produit pas, car les trains d'ondes ayant été émis à des instants différents, les phases optiques ne sont plus corrélées.

La longueur de cohérence L_c est liée à l'écart de monochromaticité $\Delta\lambda$ de la source par la relation :

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.5)$$

Si, pour un montage holographique par exemple, la largeur spectrale de la source est de $\Delta\lambda = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ pm}$, pour un laser vert ($\lambda = 0,523 \mu\text{m}$) la longueur de cohérence est $L \approx 300 \text{ m}$.

Dans le tableau suivant on présente les paramètres de cohérence pour quelques sources usuelles:

Source	$\Delta\lambda$ [nm]	λ [nm]	Lc
Laser à solide	10^{-6}	532	300m
Laser HeNe	10^{-4}	633	4 m
Diode Laser	10^{-3}	650	420 μm
Lumière blanche	300	550	1 μm

Tableau 2.1: Paramètres de cohérence des sources usuelles

2.1.2 Holographie

2.1.2.1 Historique

C'est le physicien anglais d'origine hongroise Dennis Gabor qui a découvert le principe de l'holographie en 1947, alors qu'il effectuait des recherches en microscopie électronique. Il propose alors un montage holographique "en ligne" avec une source à vapeurs de mercure [6].

Toutefois, ce n'est qu'après l'apparition des lasers en 1960, que l'holographie a connu une véritable expansion. D. Gabor a ensuite reçu en 1971 le prix Nobel de physique [7] pour son invention.

Les premiers hologrammes "off-axis" sont réalisés par les américains E.N. Leith, J.U. Upatnieks et C.W. Stroke en 1962-63 [8].

L'interférométrie holographique s'est développée à la fin des années '60 par les contributions de Stetson, Powell [9] et d'autres chercheurs. Elle permet de mesurer le déplacement de la surface diffusante avec précision d'une centième de micromètre.

Le fort développement des technologies informatiques a rendu possible la réalisation numérique de l'opération de restitution de l'onde objet. Les premiers essais dans ce domaine

ont été faits par Goodman et Lawrence [10] et par Kronrod, Merzlyakov et Yaroslavsky [11]. Leur démarche à l'époque était de numériser des hologrammes analogiques pour ensuite les restituer numériquement. Un autre développement important à été l'enregistrement des hologrammes numériques sur un support CCD par Schnars et Jüptner [12]. De cette manière, à l'exception du phénomène d'interférence, la technique est devenue entièrement numérique.

Depuis les années 1970, l'holographie a fait l'objet de nombreuses recherches, notamment pour son application à la mesure sans contact et non intrusive.

En France, la plupart des chercheurs dans le domaine de l'holographie bénéficient du soutien logistique du club "Contrôles et Mesures Optiques pour l'Industrie" initié et dirigé par P. Smigielski [13].

2.1.2.2 Principe de la technique

L'holographie analogique est basée sur les phénomènes d'interférence et de diffraction. L'interférence permet de codifier l'amplitude et la phase de l'onde réfléchi par un objet tridimensionnel dans un champ d'intensité enregistré sur un milieu photosensible, tandis que la diffraction agit comme un décodeur en permettant la restitution de l'onde qui semble provenir de l'objet précédemment éclairé.

Ce codage contient toute l'information sur l'objet: phase optique, donc amplitude et phase de l'onde objet. Pratiquement le procédé analogique se décompose en trois étapes : la première concerne l'enregistrement sur un support photosensible, la seconde implique un procédé chimique de développement du support d'enregistrement, et la dernière est le processus de restitution physique de l'onde objet. Au cours de cette troisième étape une réplique de l'onde de référence diffracte sur le réseau sinusoïdal codé dans le support photosensible de haute résolution spatiale.

Le phénomène de diffraction consiste dans la déviation de la lumière de sa trajectoire rectiligne lorsqu'elle rencontre un "obstacle" sur son passage, tel qu'un écran opaque avec une fenêtre optique (Fig. 2.2) ou vice-versa – une transparence contenant des parties opaques.

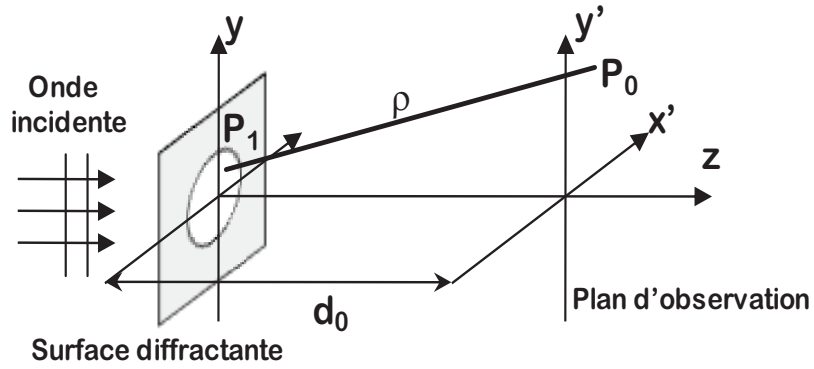


Figure 2.2: Principe de la diffraction

Le phénomène est dû à la nature ondulatoire de la lumière – chaque point du front de l'onde au moment t_1 est considéré comme source secondaire et l'enveloppe des ondes secondaires forme le front de l'onde à l'instant t_2 .

Enregistrement

Un hologramme est réalisé par l'interférence de deux ondes cohérentes, en général l'onde objet (réfléchiée ou transmise) et une onde de référence. L'intensité résultante dans le plan du support holographique lors de l'exposition (x_h, y_h) est décrite par :

$$H(x, y) = (O(x, y) + R(x, y)) \cdot (O(x, y) + R(x, y))^* \quad (2.5)$$

où les amplitudes complexes des ondes objet, de référence et de leurs conjuguées sont :

$$\begin{aligned} O(x, y) &= |O| \cdot e^{j\phi_O} & R(x, y) &= |O| \cdot e^{j\phi_R} \\ O^*(x, y) &= |O| \cdot e^{-j\phi_O} & R^*(x, y) &= |O| \cdot e^{-j\phi_R} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Pour simplifier les formules, on renonce à la notation (x, y) ; l'intensité de l'hologramme sera donc décrite par :

$$H = |O|^2 + |R|^2 + O \cdot R^* + O^* \cdot R \quad (2.7)$$

Les deux premiers termes $|R|^2$ et $|O|^2$ représentent les intensités des deux ondes ; $O \cdot R^*$ et $O^* \cdot R$ sont les termes croisés interférométriques, contenant l'information utile. L'intensité enregistrée est fonction du temps d'exposition T_{exp} et du facteur de transmission du support photosensible après développement.

Restitution

La restitution de l'onde objet se fait en éclairant l'hologramme par une réplique de l'onde de référence, U . L'onde diffractée est décrite par :

$$U \cdot H = U \cdot |R|^2 + U \cdot |O|^2 + U \cdot R^* \cdot O + U \cdot R \cdot O^* \quad (2.8)$$

Les deux premiers termes de l'Eq. 2.8 forment l'ordre zéro de diffraction, qui se propage suivant la direction de l'onde de restitution, U . Les termes d'interférence 3 et 4 produisent deux images conjuguées de l'objet : $U \cdot R^* \cdot O$ représente l'image virtuelle située à l'endroit où se trouvait initialement l'objet. Le quatrième terme, $U \cdot R \cdot O^*$, forme une image réelle conjuguée de l'objet, qui est symétrique par rapport à l'hologramme.

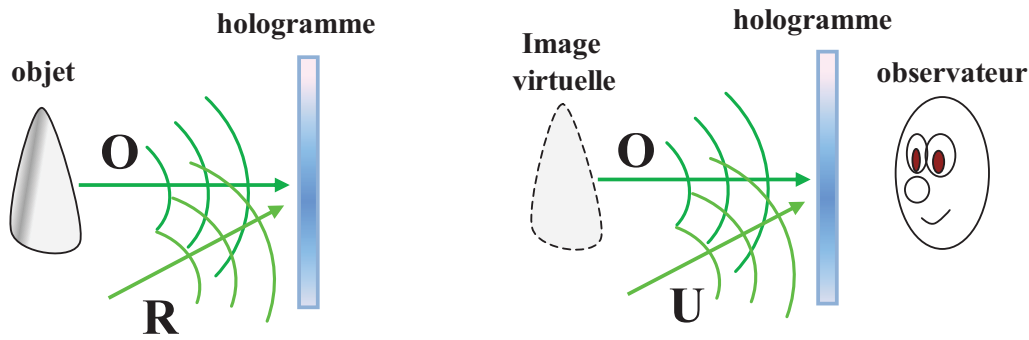


Figure 2.3: Enregistrement (à gauche) et restitution (à droite) holographique

Par rapport à l'angle θ entre les ondes objet et référence, les différents termes d'interférence correspondent à des ondes qui se propagent suivant des directions différentes lors de la reconstruction. On a $R(x, y) = |R| \cdot e^{ikx \sin \theta}$:

$$I = |R|^2 + |O|^2 + |R| \cdot e^{-ikx \sin \theta} \cdot O + |R| \cdot e^{ikx \sin \theta} \cdot O^* \quad (2.9)$$

Les facteurs de phase indiquent que les ondes associées aux termes 3 et 4 se propagent selon un angle $-\theta$, respectivement θ par rapport à la direction de l'onde d'illumination U . L'ordre zéro se trouve dans la direction de U . Ainsi, on peut séparer spatialement les différents ordres pour faciliter leur observation. Dans une configuration hors d'axe l'onde de référence est inclinée d'un angle θ . Lorsque l'onde de restitution a une inclinaison différente, θ' , par rapport à l'hologramme, la phase obtenue sera la somme entre la phase de l'onde objet et la phase du produit $U \cdot R^* = \theta + \theta'$ (au signe près, suivant que l'on s'intéresse à l'image réelle ou à l'image virtuelle).

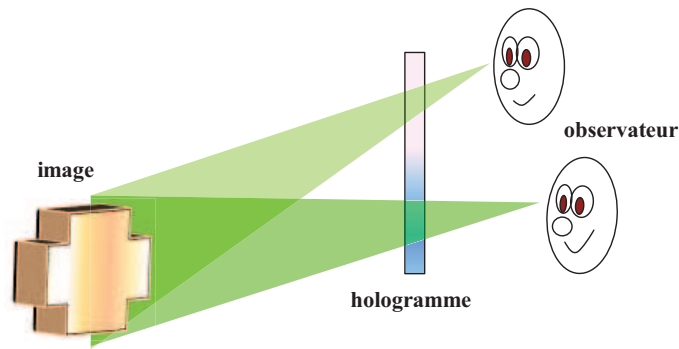


Figure 2.4: Effet de parallaxe

L'hologramme contient l'information sur l'onde complexe diffusée par l'objet. Chaque région recueille une information spécifique à l'angle de prise de vue correspondant. Chaque portion de l'hologramme contribue ainsi à restituer l'onde objet entière, sous un certain angle de vue, d'où l'effet de parallaxe illustré dans la Fig. 2.4.

2.1.2.3 Interférométrie holographique

L'interférométrie holographique représente l'extension de l'holographie vers la mesure quantitative des déplacements. La technique consiste à enregistrer le front de l'onde diffusée par un objet dans un état initial, de référence, et à la restituer ultérieurement (Fig. 2.5) pour la faire interférer avec l'onde diffusée par le même objet déformé (par exemple par une sollicitation mécanique) ou en vibration.

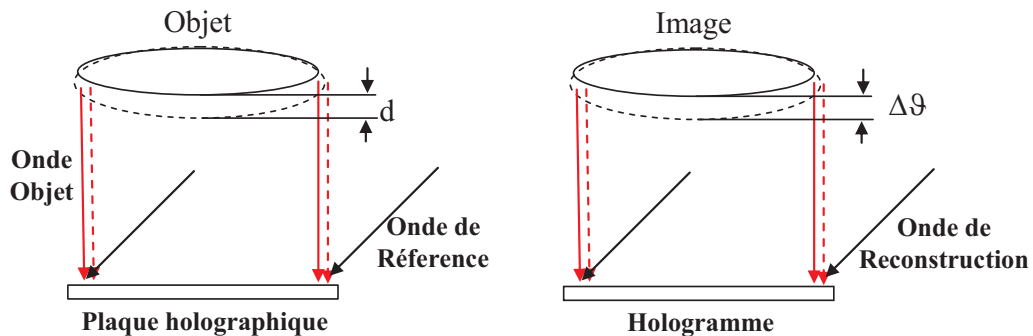


Figure 2.5: Principe de l'IH: à gauche - enregistrement ; à droite - restitution

Les variations du chemin optique introduites par le déplacement sont décrites par une variation dans la phase de l'onde objet:

$$O(x, y) = |O| \cdot e^{j\phi_o + \Delta\phi_o} \quad (2.10)$$

où le déplacement est donné par :

$$d(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\phi_o(x, y) \quad (2.11)$$

La distribution de l'intensité d'un champ d'interférence holographique est décrite par :

$$I_h = (O + O') \cdot (O + O')^* = 2|O|^2(1 + \cos \Delta\phi_o) \quad (2.12)$$

2.1.3 Holographie numérique (HN)

2.1.3.1 Principe de la technique

Le fort développement des technologies impliquées (caméras performantes, ordinateurs puissants), a permis de remplacer le support photosensible, éventuellement argentique, utilisé dans l'holographie classique par un capteur numérique.

La phase d'enregistrement est semblable à celle de l'holographie classique: l'onde objet interfère avec une onde de référence dans le plan du support d'enregistrement - cette fois, un détecteur matriciel CCD. Ainsi l'hologramme devient tout simplement une image numérisée contenue dans un fichier informatique.

L'obtention de l'hologramme est immédiate car on s'affranchit de la phase de développement du matériel photographique: après numérisation, l'information sur l'amplitude et la phase est obtenue par un calcul informatique et les images sont restituées à l'écran du moniteur. Grâce à la grande sensibilité des capteurs CCD, l'holographie numérique permet en outre de réduire notablement les temps d'exposition et la puissance des lasers nécessaires.

La distribution d'intensité résultante dans le plan du capteur est décrite par l'équation:

$$I_H = (O + R) \cdot (O + R)^* = |R|^2 + |O|^2 + R^* \cdot O + R \cdot O^* \quad (2.13)$$

En holographie classique l'onde objet est restituée par diffraction de l'onde de référence sur le support holographique. Dans l'holographie numérique, l'étape de restitution doit être remplacée par une simulation numérique. Il s'agit de simuler l'éclairage de l'hologramme avec l'onde de reconstruction U . On calcule l'amplitude complexe résultante à une distance z_r derrière l'hologramme, c'est-à-dire dans le plan de l'image réelle de l'objet.

On va noter par x_o, y_o les coordonnées dans le plan de l'objet, par x_h, y_h les coordonnées dans le plan de l'hologramme (le plan du capteur CCD) et par x_r, y_r les coordonnées dans le plan de reconstruction.

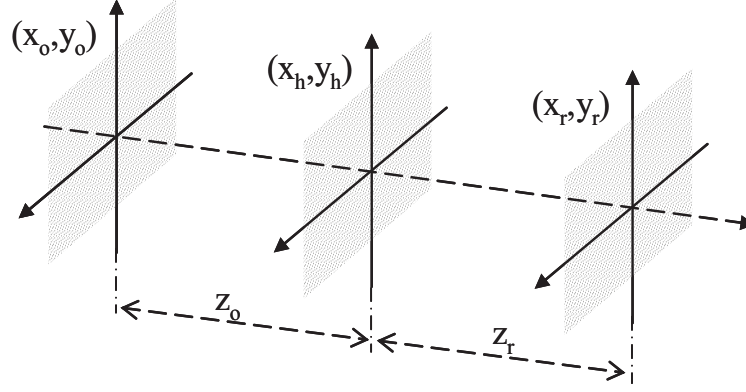


Figure 2.6: Plans objet, de l'hologramme et de restitution

Dans le cas des hologrammes numériques, afin d'obtenir l'information sur la phase et l'amplitude du champ initial, on va simuler numériquement la diffraction de l'onde de référence incidente sur l'hologramme :

$$I_r(p, q) = \frac{e^{j \cdot k \cdot z}}{j \cdot \lambda \cdot z} e^{\frac{j \cdot k}{2 \cdot z} [(p \cdot dx_r)^2 + (q \cdot dy_r)^2]} \text{DFT} \left\{ I_H(m, n) \cdot R_N(m, n) \cdot e^{\frac{j \cdot k}{2 \cdot z} [(m \cdot dx_h)^2 + (m \cdot dy_h)^2]} \right\} \quad (2.14)$$

La transformée discrète de Fourier est donnée par :

$$\text{DFT} \{ f_{m,n} \} = \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} f_{m,n} \cdot e^{-j \cdot 2\pi \cdot \left(\frac{m \cdot p}{M} + \frac{n \cdot q}{N} \right)} \quad (2.15)$$

Pour reconstruire correctement l'onde objet, il est nécessaire d'utiliser une onde de référence numérique qui soit la réplique de l'onde de référence, de manière à avoir :

$$R_N(m, n) = R(m, n) = e^{j \cdot k \cdot (m \cdot dx_h + n \cdot dy_h)} \quad (2.16)$$

A l'issue du calcul, on obtient une matrice complexe de dimensions $M \times N$, qui correspond à l'onde objet dans le plan de reconstruction (x_r, y_r) . Si la distance de reconstruction choisie est égale à la distance initiale entre l'objet et l'hologramme, ce champ complexe peut créer l'image de l'objet focalisée dans le plan (x_r, y_r) . Les distributions d'amplitude et de phase de l'image reconstruite de l'objet sont obtenues par :

$$\begin{aligned} |O(p, q)| &= \sqrt{(\text{Re}\{H_r(p, q)\})^2 + (\text{Im}\{H_r(p, q)\})^2} \\ \mathcal{A}(p, q) &= \arctan \frac{\text{Im}\{H_r(p, q)\}}{\text{Re}\{H_r(p, q)\}} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Pour connaître les dimensions réelles de l'image reconstruite, on utilise les relations liant les variables conjuguées pour obtenir les dimensions des pixels de l'image reconstruite :

$$dx_r = \frac{\lambda \cdot z_r}{M \cdot dx_h} \qquad dy_r = \frac{\lambda \cdot z_r}{N \cdot dy_h} \qquad (2.18)$$

2.1.3.2 Particularités

L'holographie numérique est un outil puissant qui permet simultanément l'étude des champs de déplacements mécaniques ou vibratoires mono- ou multi-composantes, ses atouts majeurs étant:

- la rapidité de la mesure - celle-ci peut-être effectuée dans une seule acquisition et sans qu'il y ait besoin d'un développement chimique du support d'enregistrement comme en holographie classique ;

- le coût peu élevé en consommables: l'enregistrement holographique est effectué sur un support numérique permettant de réaliser un nombre illimité d'acquisitions.

Les inconvénients sont liés à la restitution de l'onde objet en utilisant des méthodes numériques coûteuses en termes de CPU, qui nécessitent des systèmes informatiques performants. Les temps de calcul peuvent être importants, ce qui, à l'exception des montages "on-line", fait perdre la possibilité des mesures en temps réel. Finalement, l'implémentation de la technique nécessite l'utilisation des caméras ayant des capteurs CCD ou CMOS de grande résolution et des pixels de taille réduite, pour pouvoir résoudre les franges d'interférence ayant de hautes fréquences spatiales.

2.1.4 Interférométrie speckle (IS)

2.1.4.1 Historique

La technique d'interférométrie speckle est apparue au début des années 1970, avec les travaux de Leendertz et Butters [14] et Macovski, Ramsey et Schaefer [15]. Elle a rapidement gagné l'intérêt du monde scientifique dû au fait qu'elle a permis de dépasser les difficultés liées aux milieux d'enregistrement (en général des plaques et films argentiques puis des films thermoplastiques) de l'interférométrie holographique. Par rapport à l'interférométrie holographique classique, son grand avantage est l'utilisation des détecteurs matriciels CCD ou CMOS pour enregistrer des interférogrammes speckle de la surface étudiée.

Les caméras CCD et CMOS ont une résolution spatiale faible (2,2 μm au mieux aujourd'hui) comparée à celle des plaques photographiques argentiques (qui peut arriver à 0,1-0,2 μm). Le moyen usuel d'extraire la phase relative entre l'onde objet et l'onde de

référence, codée dans l'intensité de l'interférogrammes, est d'appliquer un décalage de phase. En fait, l'introduction du principe de décalage de phase dans les systèmes IS à transformé une technique optique qualitative, principalement destinée au contrôle non destructif, dans une technique capable de réaliser une mesure précise pour tout pixel de l'image, grâce aussi au progrès dans les algorithmes de dépliement de la phase.

Granularité laser (speckle)

Le phénomène de speckle apparaît lorsqu'un front d'onde cohérente est réfléchi par une surface dépolie. Il se manifeste par une distribution aléatoire d'amplitudes complexes dans le front d'onde émergent, à cause des interférences aléatoires des ondes provenant des différents points de la surface.

En holographie, l'existence des speckles est gênante à cause du bruit de mesure qu'il introduit. Des efforts soutenus sont faits pour le réduire [16]. Par contre, le principe de l'IS repose sur l'exploitation directe de la variation de la phase optique des speckles pour remonter à l'information sur le champ de déplacements de la surface. En fait, même si la distribution spatiale du speckle est aléatoire, la variation de sa phase, due au déplacement / déformation de la surface diffusante ou bien due aux variations de la géométrie d'éclairage ou d'observation est déterministe et peut être utilisée pour effectuer des mesures.

L'interférométrie speckle a connu un développement important ces dernières années, devenant, à côté de la corrélation d'images numérique, l'une des principales techniques sans contact de mesure de champs utilisées aujourd'hui sur le plan industriel.

2.1.4.2 Principe de la technique

Selon la nature des ondes qui interfèrent, on parle d'interférométrie classique ou bien d'interférométrie speckle. Dans l'interférométrie classique on considère les ondes réfléchies par des surfaces optiquement polies. Dans l'interférométrie speckle, au moins l'une des ondes qui interfèrent est une onde speckle, diffusée par une surface rugueuse.

Dans un système IS on a deux groupes d'éléments :

- les éléments optiques qui forment l'interféromètre proprement dit. Divers composants peuvent être rajoutés à la configuration de base, pour implémenter certaines méthodes (décalage de phase, modulation d'amplitude, etc.) ;

- les outils de calcul – logiciels dédiés – qui permettent d’obtenir l’information d’intérêt (déplacements, amplitudes de vibration) à partir des franges primaires.

On va considérer quelques aspects correspondant aux différentes étapes du processus de mesure qui caractérisent la plupart des réalisations pratiques de systèmes d’IS:

A – **La géométrie du système** ; la détermination correcte de la géométrie du système permet le calcul du vecteur de sensibilité en chaque point et donc l’estimation du mesurande.

B – **L’enregistrement des images primaires** (les specklegrammes primaires) ; cet aspect détermine la fonction de frange (la relation entre le mesurande et l’intensité enregistrée). Il dépend du type de comportement (dynamique, vibratoire, quasi-statique) de l’objet durant l’enregistrement et du type de source laser utilisée.

C – **L’extraction de la phase** ; cet aspect impose l’implémentation des méthodes adéquates pour le filtrage et pour le dépliement des distributions de phase repliée. On fait appel à des traitements numériques spécifiques pour l’analyse des franges. La procédure utilisée est déterminée par la fonction de franges générée durant l’enregistrement. Ces aspects seront traités au chapitre 3.

A - Géométrie du système

Le choix de la géométrie du système de mesure est déterminant pour accéder au mesurande.

L’intensité de l’onde qui résulte de l’interférence des deux ondes cohérentes, A_1 et A_2 (Eq.2.3) dont au moins une est une onde speckle, peut être réécrite d’une façon plus convenable :

$$I = I_0 + I_M \cdot \cos(\Phi) \quad (2.19)$$

où l’on définit les intensités de fond et de modulation :

$$I_0 = I_1 + I_2 \quad I_M = 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.20)$$

La différence de phase entre les deux ondes est donnée par:

$$\Phi = \Phi_{OR} + \psi_{sp} \quad (2.21)$$

où ψ_{sp} est une composante aléatoire liée à la rugosité de la surface et Φ_{OR} est une composante déterministe, liée à la différence de marche \bar{D} entre les deux ondes et au vecteur de sensibilité \bar{K}_S :

$$\Phi_{OR} = \bar{K}_S \bar{D} \quad (2.22)$$

Dans l'IS, les mesures sont basées sur la variation de ce terme de phase. Dans Eq. 2.22 on observe que cette variation peut être réalisée de deux manières différentes. Une première modalité est d'imposer un changement connu du vecteur de sensibilité et de maintenir la position de la surface constante – dans ce cas-là on peut effectuer une mesure de forme. Une deuxième modalité est de garder le vecteur de sensibilité constant, de façon à ce que les variations de phase soient créées uniquement par la variation du vecteur déplacement $\Delta\bar{D} = \bar{d}$.

Dans la suite, la discussion sera limitée aux systèmes de mesure des déplacements.

Les systèmes interférométriques permettent, selon la modalité dont est réalisée l'interférence entre les deux ondes, la mesure du déplacement (composante selon x, y, z, où tridimensionnelle) ou de la dérivée spatiale du déplacement.

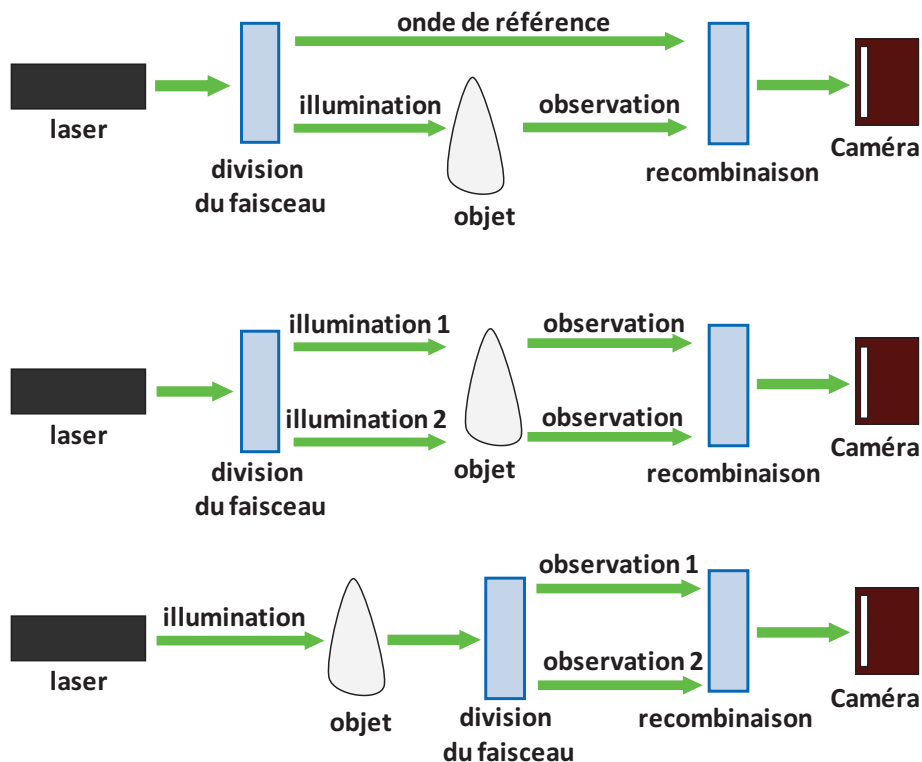


Figure 2.7: Groupes des montages optiques dans l'IS

Selon ce critère, on a trois grands groupes de montages optiques [17] :

- interférence entre l'onde de référence et l'onde objet, Fig. 2.7 (en haut) ;
- interférence entre deux ondes – objet (double illumination), Fig. 2.7 (au centre) ;
- interférence entre deux ondes – objet (double observation), Fig. 2.7 (en bas).

Interférence entre une onde de référence et une onde objet qui traversent les deux bras de l'interféromètre. Cette topologie correspond au montage à sensibilité hors plan qui est la configuration la plus utilisée depuis l'apparition de l'IS.

L'onde diffusée par la surface de l'objet est focalisée par la lentille image dans le plan du capteur CCD qui enregistre l'intensité du champ d'interférence avec l'onde de référence. Pour que le capteur puisse résoudre les franges d'interférence, l'angle entre les deux ondes doit être le plus réduit possible. Dans ce but, entre l'objectif et la caméra on peut introduire un cube séparateur qui permet de recombinaison des deux ondes de façon colinéaire.

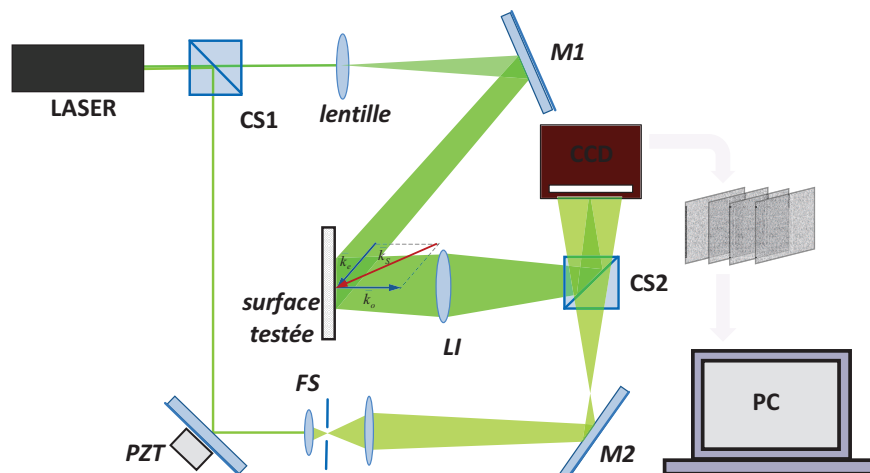


Figure 2.8: Montage à sensibilité hors plan

La phase de l'onde objet varie en fonction du déplacement d hors plan de la surface selon la relation:

$$\Delta\Phi_{OR} = \frac{4\pi}{\lambda} d \quad (2.23)$$

Interférence entre deux ondes – objet (double illumination)

Cette configuration est représentée par le **montage à sensibilité dans le plan**. Dans ce cas les deux ondes incidentes sur la surface de l'objet sont symétriques par rapport à la direction d'observation.

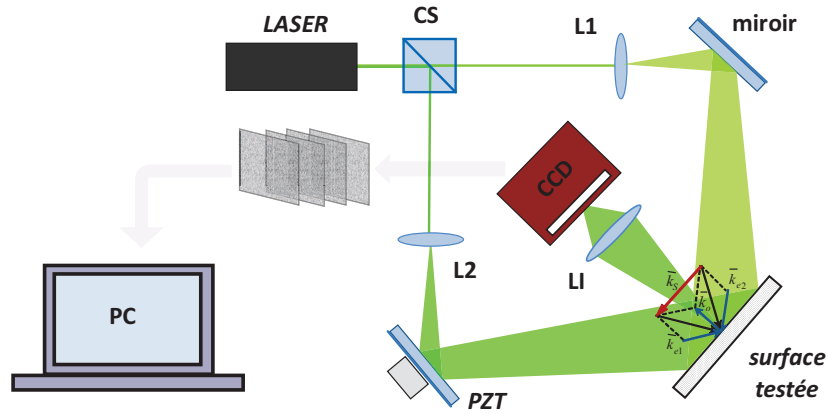


Figure 2.9: Montage à sensibilité dans le plan

La relation entre la variation de phase optique et le déplacement dans le plan de la surface dépend de l'angle entre les deux faisceaux d'illumination :

$$\Delta\Phi_{OR} = \frac{4\pi}{\lambda} d \sin \theta \quad (2.24)$$

Etant donné que cette fois il s'agit de l'interférence entre deux ondes speckle, la qualité des franges primaires est réduite, par rapport au montage à sensibilité hors plan (bruit de speckle élevé).

Des mesures des composantes spécifiques du déplacement (par exemple la normale à la surface de l'objet) peuvent être obtenues par la combinaison des vecteurs d'illumination et d'observation convenablement choisis.

Pour obtenir l'information complète, tridimensionnelle, sur le champ de déplacements il est nécessaire d'effectuer des mesures avec au moins trois vecteurs de sensibilité $\bar{K}_i, \bar{K}_j, \bar{K}_k$ indépendants. Le vecteur de déplacement \bar{D} est calculé à partir du système linéaire :

$$\begin{cases} \Delta\Phi_{ORi} = \bar{K}_i \bar{d} \\ \Delta\Phi_{ORj} = \bar{K}_j \bar{d} \\ \Delta\Phi_{ORk} = \bar{K}_k \bar{d} \end{cases} \quad (2.25)$$

ou, mieux encore, d'un système redondant contenant plus de trois équations, en utilisant les moindres carrés. Cela est réalisé en combinant les montages à sensibilité hors plan et dans le plan, en utilisant un montage avec des directions d'illumination et/ou d'observation multiples

(montages à plusieurs caméras ou à plusieurs directions d'éclairage). Ce type de systèmes souffre des problèmes inhérents à la complexité élevée des montages respectifs.

Interférence entre deux ondes – objet (double observation)

L'exemple typique est celui des systèmes shearographiques. L'objet analysé est éclairé par un faisceau d'éclairage. Le montage optique consistant dans un cube séparateur et deux miroirs réalise un dédoublement de l'onde objet et introduit un décalage latéral réglable de l'une des images. Le capteur CCD enregistre l'intensité de l'interférence entre les deux ondes.

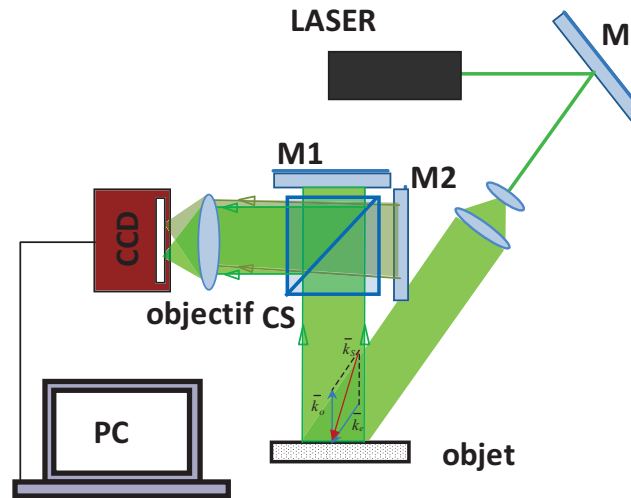


Figure 2.10: Montage shearographique

L'objectif de la caméra peut être placé soit entre l'objet et l'interféromètre, soit entre l'interféromètre et la caméra.

La variation de la phase optique est liée à la dérivée du déplacement hors plan selon la direction du décalage latéral introduit. La relation généralement acceptée est:

$$\Delta\Phi_{OR}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(1 + \cos \theta) \frac{\partial d}{\partial x} + \sin \theta \frac{\partial u}{\partial x} \right] S \quad (2.26)$$

où S représente le décalage latéral, u le déplacement dans le plan et θ l'angle entre les directions d'éclairage et d'observation de l'objet. Assez souvent on utilise une relation approximative, permettant d'accéder à la dérivée du déplacement hors plan d :

$$\Delta\Phi_{OR} = \frac{4\pi}{\lambda} \left(\frac{\partial d}{\partial x} \right) S \quad (2.27)$$

En alignant la direction du décalage suivant les axes x et y , on obtient les dérivées partielles de ces composants du déplacement. C'est un montage peu sensible aux vibrations

parasites, tant que celles-ci ne modifient l'état de déformation de l'objet. Le bruit de speckle est le plus important des trois types de montages.

B - Enregistrement des images primaires

L'intensité instantanée du champ d'interférence dans le plan du détecteur optique est décrite par l'expression:

$$i(t) = I_0 + I_M \cdot \cos[\Phi(t)] \quad (2.28)$$

où $\Phi(t)$ représente la différence de phase entre les deux ondes ; il contient l'information d'intérêt sur le déplacement de la surface.

L'intensité enregistrée est la somme de toutes les positions de la surface pendant la période d'exposition :

$$I_{enreg} = I_0 + I_M \cdot \frac{1}{T_{exp}} \cdot \int_{T_{exp}} \cos[\Phi(t)] dt \quad (2.29)$$

En supposant un comportement dynamique de la surface (vibration entretenue mono-harmonique) Φ_{OR} contient une composante introduite par la vibration de l'objet, $\Phi_v(x, y, t)$, égale à:

$$\Phi_v(x, y, t) = \varphi_v(x, y) \cdot \cos(\omega \cdot t + \phi) \quad (2.30)$$

Les specklegrammes primaires enregistrés sont modulés en fonction du type de variation de la phase-objet durant l'acquisition de chaque image. Les différentes formes de la fonction de frange dépendent du type de source laser utilisée et du rapport entre le temps d'exposition et la période de vibration de la surface.

Montage utilisant un laser continu

Dans le cas d'un laser continu, le temps d'exposition dépend des paramètres intrinsèques de la caméra utilisée. Pour une caméra standard (25 images/s), la cadence d'acquisition est en général inférieure à la fréquence de vibration. En conséquence, l'intensité enregistrée est intégrée sur plusieurs périodes de vibration et l'expression sous l'intégrale devient:

$$I = I_0 + I_M \cdot \cos(\Phi_{st}) \cdot J_0(\varphi_v) \quad (2.31)$$

où l'on a noté par Φ_{st} la différence de phase statique :

$$\Phi_{st} = \Phi_0 + \Psi_{sp} + \Delta\Phi_R \quad (2.32)$$

avec Φ_0 la différence de phase due à la géométrie du système et $\Delta\Phi_R$ la variation de la phase optique de l'onde de référence.

$J_0(\varphi_v)$ est la fonction de Bessel de première espèce et ordre 0, dont la variation de la valeur absolue est présentée en Figure 2.11, ayant comme argument le produit scalaire entre le vecteur de sensibilité du système et le déplacement en chaque point de la surface analysée :

$$\varphi_v = \overline{K}_S \overline{A}_v \quad (2.33)$$

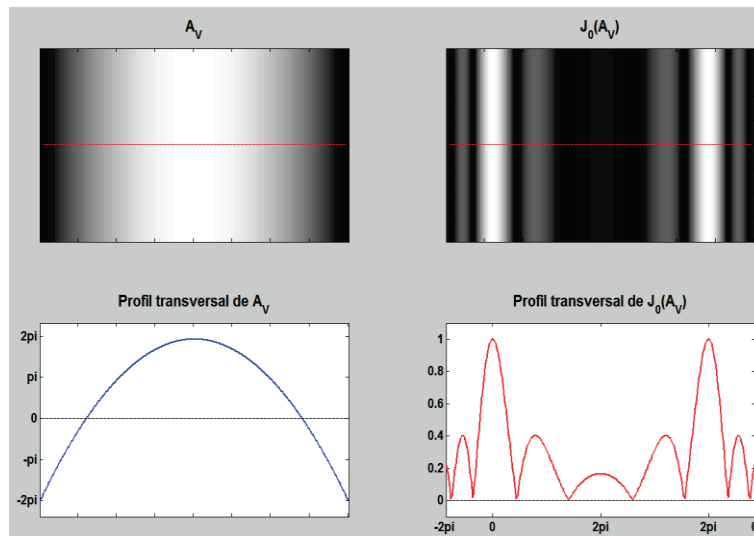


Figure 2.11: Variation de la valeur absolue de la fonction Bessel avec l'amplitude de vibration

Les franges noires (zéros de la fonction de Bessel) de différents ordres k correspondent aux amplitudes de vibration A_V selon la relation :

$$\varphi_V = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda} \cdot A_V \quad (2.34)$$

L'interfrange (la différence d'amplitude de vibration entre deux points situés sur des franges adjacentes) est d'environ $\frac{\lambda}{4}$ (133 nm pour un laser Nd-YAG). Elle est légèrement décroissante avec l'ordre k de la frange ; la décroissance est proportionnelle aux intervalles entre les zéros de la fonction de Bessel.

Les lignes nodales du mode de vibration mesuré apparaissent très clairement comme franges très brillantes, mais dans les régions ventrales, la visibilité des franges brillantes décroît avec l'amplitude.

Montage stroboscopique

Le montage d'interférométrie speckle à laser continu peut être modifié en intégrant un dispositif stroboscopique tel qu'un modulateur acousto-optique, ou une modulation électronique de la source si c'est une diode laser, ou bien un hacheur mécanique. On obtient ainsi un éclairage intermittent ayant la même fréquence que l'excitation et une différence de phase réglable par rapport à celle-ci. Dans ces conditions, si l'objet vibre sinusoïdalement, à la même fréquence que l'excitateur, on peut obtenir l'image de l'objet figée dans une phase de vibration donnée.

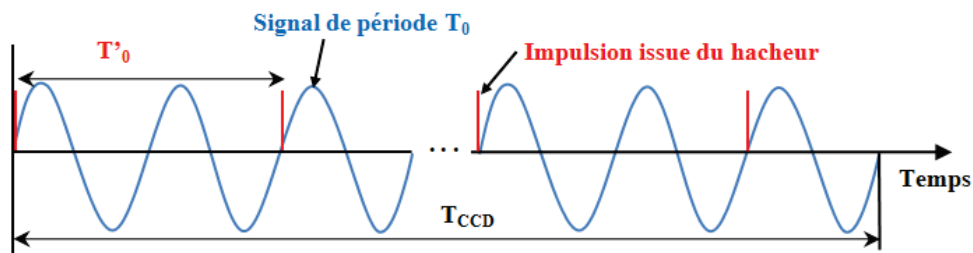


Figure 2.12: Diagramme des signaux dans un montage stroboscopique

En effet, si la durée d'exposition est suffisamment courte pour que nous puissions considérer l'objet comme fixe, nous nous trouvons dans la même situation qu'en temps réel sans vibration. Dans ce cas, l'information sur les amplitudes de vibration peut être obtenue par rapport à un état de référence (objet en repos) ou par rapport à un autre point strobé. En agissant sur la différence de phase entre les impulsions stroboscopiques et l'excitation, ce qui revient à agir sur la différence de phase entre ces impulsions et la vibration, on peut visualiser la déformée de l'objet en vibration.

En pratique, il peut être nécessaire de réaliser des expositions multiples pour compenser la réduction (due aux temps courts d'exposition) de l'énergie lumineuse incidente sur le capteur de la caméra.

Il faut veiller à ce que la durée d'exposition de l'interferogramme soit beaucoup plus courte que la période de vibration de l'objet. (Fig. 2.12).

Montage à laser pulsé

L'utilisation d'une source laser pulsée (Fig. 2.13) permet la mesure des phénomènes dynamiques, non périodiques. Le temps d'exposition peut devenir de l'ordre des

nanosecondes, ce qui fait que cette implémentation de la technique est très peu sensible aux vibrations mécaniques, donc applicable dans le milieu industriel.

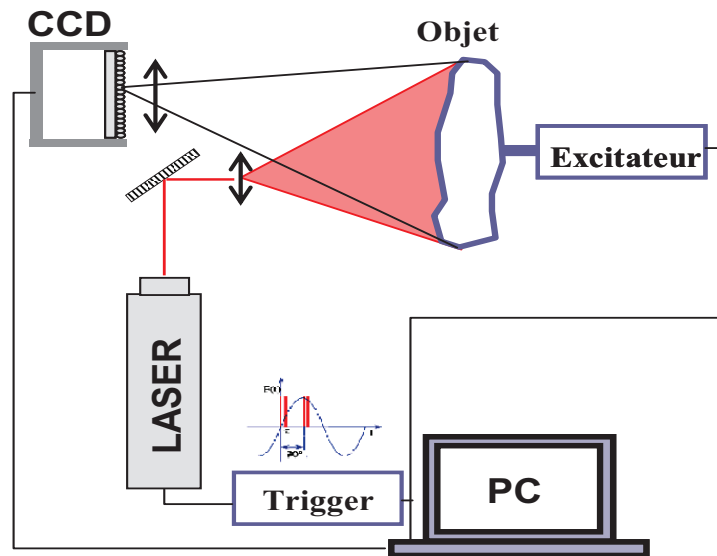


Figure 2.13: Montage d'IS à double impulsion

La plupart des systèmes pulsés utilisent deux impulsions décalées par un intervalle très court. Le dispositif est basé sur l'utilisation d'un laser pulsé qui génère des impulsions de courte durée (env. 30 ns) permettant ainsi de figer tout état vibratoire de la structure étudiée. En sortie de laser, le faisceau est séparé en un faisceau de référence et un faisceau objet illuminant la structure. La caméra CCD est synchronisée avec les déclenchements du laser. L'acquisition de deux interférogrammes relatives à deux impulsions laser permet, après traitements numériques, de disposer de la variation de phase optique introduite dans l'onde objet par l'état vibratoire de la structure. Cette variation de phase est directement proportionnelle à une composante du déplacement de la structure entre les deux instants de tir laser.

2.1.4.3 Particularités

Cette technique de mesure donne accès à des mesures plein champ des amplitudes de vibration de l'objet analysé. Les différents montages permettent d'obtenir les composantes hors plan et dans le plan de la surface, avec une sensibilité de mesure élevée. Un avantage très important de la technique est le caractère *Temps Réel* des mesures. Le balayage fin du domaine fréquentiel rend possible la détection avec une grande précision des fréquences de résonance.

L'un des inconvénients principaux de la technique dans l'application pour la mesure des vibrations est sa *résolution temporelle réduite*. Cette limitation dépend principalement de la cadence d'acquisition des caméras (25-50 images/s), qui, mis à part le cas des phénomènes lents, ne permet pas un échantillonnage temporel du comportement dynamique des structures mesurées.

Un problème caractéristique dans la mesure des vibrations en éclairage laser continu est la perte de l'information sur la phase de vibration de l'objet. Comme déjà présenté dans la section 2.1.4.2, les résultats de la mesure sont des tableaux des franges modulés par la fonction de Bessel dont l'argument dépend exclusivement de la valeur absolue de l'amplitude de vibration de la surface. Pour cela, l'état vibratoire de la surface peut être complètement déterminé seulement dans le cas de la résonance – ou la phase temporelle des points ne peut prendre que deux valeurs, séparées par π .

2.2 Principes de base d'autres techniques de mesure sans contact des vibrations

Les concurrents principaux des techniques interférométriques de champs pour l'application dans la mesure des vibrations sur le plan industriel sont la vibrométrie laser Doppler et l'holographie acoustique en champ proche, présentées brièvement dans la suite.

2.2.1 Vibrométrie Doppler (LDV)

La vibrométrie laser Doppler représente une autre implémentation du principe interférométrique.

Montage

La technique est basée sur l'utilisation d'un interféromètre classique pour mesurer la vitesse de vibration d'un point-cible. La mesure ponctuelle peut être répétée, afin d'explorer la surface d'intérêt et caractériser les déformées opérationnelles avec suffisamment de points.

Le montage repose sur une source laser dont le faisceau est divisé par le cube séparateur CS1 dans le faisceau de mesure, qui est dirigé vers l'objet, et celui de référence. Les deux faisceaux sont redirigés par CS3 vers une photodiode qui va émettre un signal électrique proportionnel à l'intensité résultante de leur interférence.

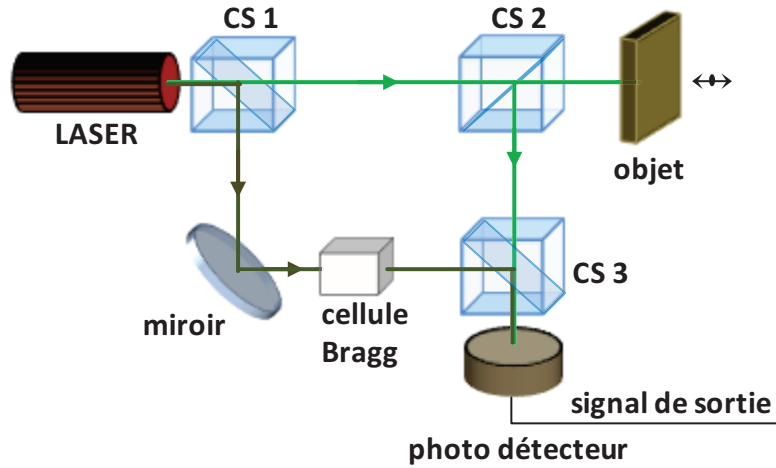


Figure 2.14: Montage de mesure pour vibrométrie laser Doppler (interféromètre hétérodyne)

En fonction de la différence de chemin parcouru, l'interférence des deux faisceaux est constructive ou destructive. Si l'objet se déplace, la fréquence du faisceau renvoyé de sa surface sera décalée par effet Doppler :

$$f_o' = f_0 + 2 \frac{v}{\lambda} \quad (2.35)$$

où $f_0 = 4.74 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ est la fréquence du faisceau laser ; v est la vitesse de l'objet.

Il existe deux possibilités pour obtenir la direction du déplacement de l'objet [18], selon que le montage de mesure est de type homodyne ou hétérodyne.

Dans le cas du montage hétérodyne (Figure 2.14), on introduit dans le bras de l'onde de référence un modulateur acousto-optique (cellule Bragg), qui a le rôle de moduler le faisceau de référence à une fréquence connue, en général de 40 MHz, beaucoup plus élevée que la fréquence de vibration de l'objet. L'intensité résultée de leur interférence est décrite par:

$$I = I_0 + I_M \cos \left[2\pi \left(f_B - 2 \frac{v}{\lambda} \right) t \right] \quad (2.36)$$

f_B est la fréquence de modulation de la référence.

La tension de sortie est modulée donc à une fréquence $f_m = f_B - \frac{2v}{\lambda}$, où seule la vitesse de l'objet est inconnue. Une vitesse négative de l'objet résulte dans un battement optique de fréquence légèrement en dessous de 40 MHz et une vitesse positive dans un

battement de $f_m < f_B$. Cela permet de mesurer non seulement l'amplitude du mouvement, mais aussi sa direction.

Le montage homodyne (Fig. 2.15) utilise un retardateur de $\frac{\lambda}{2}$, un cube séparateur polarisant et un détecteur optique supplémentaire.

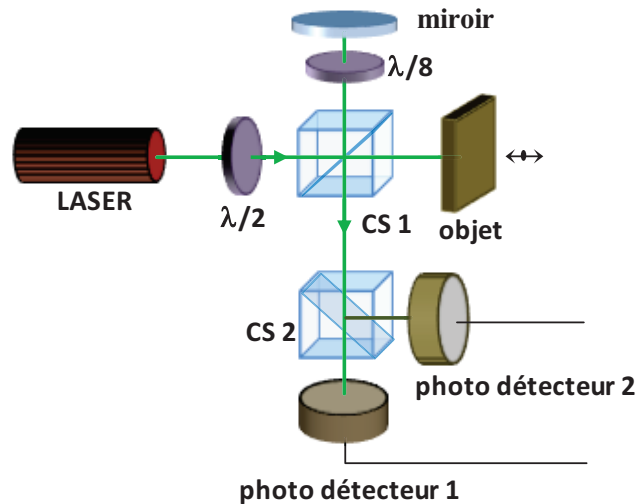


Figure 2.15: Montage de mesure pour vibrométrie laser Doppler (interféromètre homodyne)

Le faisceau du bras de l'onde de référence a une polarisation circulaire. Le cube séparateur polarisateur sépare les deux composantes orthogonales du faisceau en les renvoyant vers les deux détecteurs optiques. Les intensités enregistrées sont :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{1}{2} \left\{ I_0 + I_M \cos \left[2\pi \left(f_B - 2 \frac{v}{\lambda} \right) t \right] \right\} \\
 I_2 &= \frac{1}{2} \left\{ I_0 + I_M \sin \left[2\pi \left(f_B - 2 \frac{v}{\lambda} \right) t \right] \right\}
 \end{aligned}
 \tag{2.37}$$

A l'aide de ces deux signaux, on peut soit extraire directement la phase d'interférence, pour calculer le déplacement, soit faire une démodulation FM pour obtenir la vitesse de vibration.

Le côté spécifique de cette technique est la possibilité d'obtenir des mesures de la vitesse de vibration d'une surface, avec une très bonne résolution temporelle, tout en ayant une mise en œuvre aisée. Cependant, le caractère ponctuel de la mesure est un inconvénient ; afin d'obtenir l'information sur la distribution spatiale de la réponse vibratoire le faisceau exécute un balayage à l'aide d'un jeu de miroirs.

En utilisant plusieurs faisceaux de mesure et plusieurs détecteurs, on peut effectuer des mesures des vibrations dans le plan de l'objet, hors plan, ou même obtenir toutes les trois composantes du déplacement (avec trois faisceaux). On peut aussi faire des mesures des vitesses ou des vibrations rotationnelles, si l'on utilise un couplage différentiel.

Les sources d'excitation les plus traditionnelles sont le marteau d'impact pour l'excitation impulsionnelle et le pot vibrant électromagnétique et l'excitateur électrodynamique. La force est mesurée à l'aide d'un capteur piézoélectrique placé entre l'excitateur et son embout.

A partir des transformées Fourier des histoires temporelles acquises, $i(x, y, t)$, on obtient les FRF de tous les points investigués :

$$h(j\omega) = \frac{F\{i(x, y, t)\}}{F\{f(x, y, t)\}} \quad (2.38)$$

Une fois le modèle fréquentiel établi, on peut extraire les paramètres modaux du spécimen (fréquences propres, déformées modales et amortissements) dans la plage de fréquence mesurée.

Particularités de la méthode

La vibrométrie laser Doppler est actuellement la technique la plus utilisée pour la mesure sans contact des vibrations. Ses avantages sont : la facilité de mettre en œuvre, sensibilité réduite aux vibrations, une très bonne résolution temporelle, la méthodologie de mesure et d'interprétation des données.

Les inconvénients sont liés à son caractère de méthode de mesure ponctuelle. Les champs de données obtenus par balayage ne constituent pas des mesures continues et simultanées. De plus, dû à l'échantillonnage fréquentiel dans l'étape de traitement des données par synthèse modale, on n'a pas toujours assez de précision autour des pics de résonance.

2.2.2 Holographie acoustique (NAH)

Pour la caractérisation acoustique des structures vibrantes, une alternative aux techniques optiques est représentée par l'holographie acoustique en champ proche (near-field acoustical holography, NAH), proche des principes de l'holographie optique numérique.

On sait que tout mouvement vibratoire crée un rayonnement sonore. En plaçant un microphone à proximité d'une surface vibrante, le signal de pression acoustique mesuré devrait permettre de localiser les sources acoustiques sur la surface.

La NAH est basée sur l'acquisition du champ de pression sonore complexe dans un plan situé à faible distance de la surface étudiée : $d < \frac{\lambda}{2}$.

L'équipement employé (Fig. 2.16) consiste usuellement dans une antenne de microphones (ou bien un seul microphone qui est déplacé dans un maillage de points de mesure, démarche similaire avec celle utilisée en LDV).

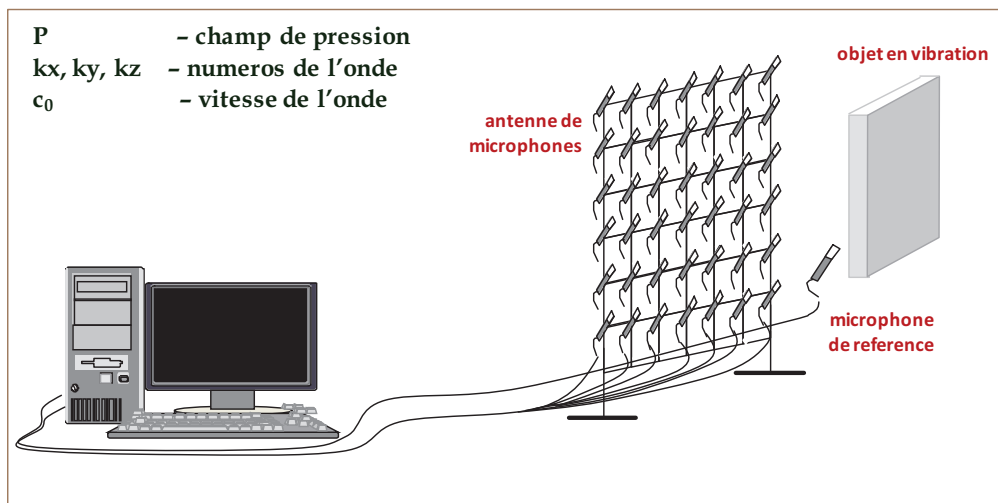


Figure 2.16: Montage de mesure pour holographie acoustique en champ proche

Un microphone est placé dans le plan de l'objet pour obtenir la référence. Le champ de données acquises (hologramme acoustique) doit respecter les conditions d'échantillonnage pour représenter correctement le champ sonore.

La reconstruction du champ acoustique et vibratoire à la surface se fait par des algorithmes de rétro-propagation (démarche analytique similaire à l'holographie numérique). Les étapes du traitement numérique appliqué sont [19]:

- la décomposition de l'hologramme en ondes élémentaires ;
- rétro-propagation des ondes élémentaires vers la surface ;
- synthèse des ondes, pour reconstruire le champ acoustique à la surface.

Le champ sonore reconstruit correspond à une transformée Fourier 2D du produit entre l'hologramme acoustique et G_p^{-1} , l'opérateur inverse de propagation :

$$p(x, y, z) = F^{-1} \left\{ p(k_x, k_y, z) G_p^{-1}(k_r, d) W(k_r) \right\} \quad (2.39)$$

avec $k_r^2 = k_x^2 + k_y^2$, et:

$$G_p^{-1}(k_r, d) = \begin{cases} e^{jd\sqrt{k^2 - k_r^2}}, & k_r^2 \leq k^2 \\ e^{d\sqrt{k_r^2 - k^2}}, & k_r^2 > k^2 \end{cases} \quad (2.40)$$

avec d – la distance entre l'hologramme et le plan de la source. L'Eq. 2.40 montre que le domaine k des nombres d'onde est divisé en deux parties par le cercle de rayon $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Les composantes à l'intérieur du cercle (Fig. 2.17) sont propagées dans le champ lointain, tandis que celles à l'extérieur du cercle décroissent rapidement dans les champs proches (ondes évanescentes).

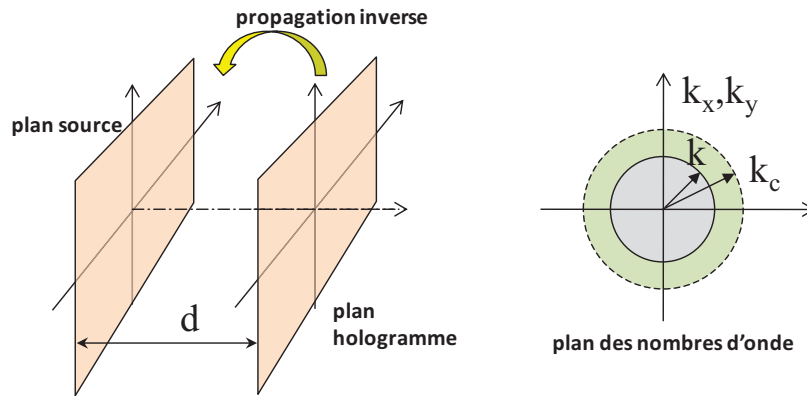


Figure 2.17: Principe du traitement des données dans NAH

$W(k_r)$ représente une fenêtre de filtrage qui supprime les composantes au-delà d'un nombre d'onde de coupure k_c . La restitution des ondes évanescentes est nécessaire pour obtenir une résolution du champ sonore reconstruit plus fine que $\frac{\lambda}{2}$, mais la propagation inverse va les amplifier exponentiellement, ce qui rend l'opérateur G_p^{-1} instable. Il apparaît donc la nécessité de filtrer les composantes contaminées par le bruit.

Particularités de la méthode

L'holographie acoustique en champ proche est la technique de mesure la mieux adaptée pour analyser la relation entre le rayonnement acoustique et le comportement dynamique des structures. Son domaine d'applicabilité peut être étendu au calcul du flux de transfert de l'énergie vibratoire, à la localisation des points d'excitation mécanique ou à la détection des défauts.

Les inconvénients majeurs de la technique sont liés aux erreurs introduites par les algorithmes de calcul utilisés, à la résolution spatiale limitée et à la restriction des mesures aux géométries planes ou cylindriques.

2.3 Comparaison LDV-SI-NAH

En dépit de certains principes interférométriques communs à ces techniques, il existe de multiples et profondes différences. Les différences concernent l'excitation des vibrations (par choc ou par excitation harmonique entretenue), le mode d'acquisition des champs de données (par balayage ou simultanément), les méthodes de traitement des données, la résolution spatiale et les quantités mesurées (déplacements, vitesses, phases), le contenu spectral des résultats, etc.

Pour l'holographie numérique et l'interférométrie speckle on a l'avantage d'une haute résolution spatiale assurée par la mesure simultanée dans tous les points de la structure. De l'autre côté, on a l'inconvénient de la résolution temporelle faible, car la cadence d'une caméra standard est de 30 images par seconde, ce qui correspond à un cycle de mesure de 0,133 secondes.

L'excellente résolution temporelle est l'avantage caractéristique pour la vibrométrie Doppler, qui souffre, par contre, au niveau de la résolution spatiale. Comme on l'a vu, le LDV est à la base une méthode de mesure ponctuelle qui peut être adaptée pour des mesures à balayage. On obtient donc des champs de données acquis successivement, pendant une durée qui peut être assez longue et ayant souvent une résolution spatiale limitée.

Dans le cas de la NAH on doit mentionner que le résultat direct de la mesure est un champ de pressions acoustiques émises par une source sonore (champ restitué par des méthodes numérique similaires à celles utilisées dans l'holographie numérique) ou bien un champ de vitesses dans le milieu de propagation. Son utilisation dans l'analyse des vibrations pour l'estimation des vitesses vibratoires de la source même constitue une extension souhaitable du domaine d'application de la technique, mais qui doit passer par des modélisations et approximations de calcul lourdes.

Dans ces conditions il est utile de faire une estimation comparative des performances de ces différentes techniques, d'abord en ce qui concerne les paramètres vibratoires (déformées opérationnelles ou modales estimées, fréquences de résonance), ensuite en ce qui concerne d'une manière plus générale les autres informations utilisables dans les techniques

d'identification de propriétés. Cette étude comparative permettra d'établir des indices de confiance propres à chacune des techniques, mais elle peut aussi contribuer à l'enrichissement et au développement de ces techniques par des approches complémentaires.

La difficulté de cette estimation comparative réside dans les natures différentes des résultats obtenus ainsi que les échelles et les résolutions spatiales différentes de ces résultats.

Conditions Expérimentales

Les mesures sont menées pour le cas d'une structure testée simple - une plaque rectangulaire - qui a été adoptée en vue des mesures utilisant toutes les techniques mentionnées. La plaque en dural de dimensions 450 x 350 x 5 mm est suspendue à l'aide de supports élastiques pour s'approcher le plus possible du cas des conditions aux limites libre-libre (Fig. 2.18).

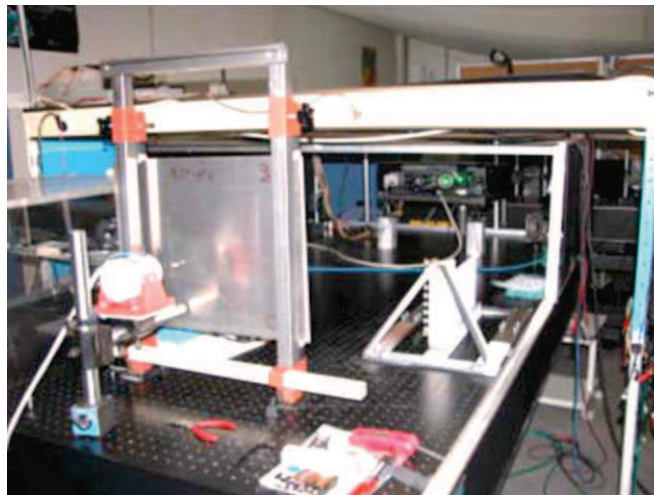


Figure 2.18: Dispositif d'essai

Dans le cas de l'IS, l'excitation est ponctuelle - on a une excitation sinusoïdale fournie par un générateur numérique HP 33120 A, dans un intervalle de fréquences entre 60 Hz et 2600 Hz. Le signal a été amplifié et appliqué au pot vibrant. La mesure est directe.

Les résultats des mesures par LDV et NAH sont obtenus pour une excitation par choc à l'aide d'un marteau d'impact. Les paramètres vibratoires de la plaque sont extraits par des algorithmes spécifiques à chacune de ces techniques, avec l'utilisation de la transformée de Fourier.

La comparaison s'étend aussi à un modèle numérique (éléments finis), ce qui permet d'avoir une référence commune et fiable. Le modèle numérique du comportement dynamique de la plaque est réalisé en Matlab et utilise 116 x 152 éléments quadratiques.

Prétraitement des données

Pour une comparaison fiable on a comparé aussi bien les fréquences propres que les distributions complètes des amplitudes de vibration en tout point de la surface. Afin de réaliser cette comparaison, la première opération est de rééchantillonner les résultats holographiques dont le format est de 487 x 381 pixels pour les ramener aux dimensions des autres champs de données : EF – 152 x 119 pixels ; LDV – 64 x 51 pixels ; NAH – 74 x 58 pixels. Cette opération diminue la quantité d'information contenue dans les résultats expérimentaux obtenus par IS mais la comparaison souhaitée nous y oblige.

Ensuite, il est nécessaire de normaliser les champs d'amplitudes sur l'intervalle [-1, 1], étant donné que les résultats obtenus par EF sont adimensionnels et que pour IS les mesures sont faites pour une valeur arbitraire de l'excitation. De plus, les signes peuvent être changés pour que les déformées soient en phase.

L'étude complète a fait l'objet d'un article publié dans la revue STRAIN [20], inclus dans les Annexes, et dont les principaux éléments sont traités dans cette Section.

Comparaison des données et discussion

Pour mesurer l'écart entre les résultats fournis par les différentes techniques investiguées, on a employé deux types de critères. D'une part, des critères développés dans la modélisation mécanique des structures, utilisées généralement pour la comparaison des simulations des différents modèles analytiques ou la comparaison entre des résultats numériques et expérimentaux. D'autre part, des critères spécifiques que nous avons établis en fonction de la forme de l'objet et des champs estimés. Nous avons utilisé aussi bien le domaine spatial que le domaine fréquentiel.

Les trois sets de fréquences propres sont donnés (en Hertz) dans le tableau suivant:

IS	143	357	491	651	740	803	837	937	1142	1207	1632	1809
NAH	140	353	482	661	733	784	831	940	1139	1210	1621	1806
VID	143,6	366,5	493,2	672,4	732,1	787,5	811,5	937,5	1093,6	1205,3	1622,3	1800,4

Tableau 2.2: Valeurs des fréquences propres détectées par les trois techniques

La comparaison des fréquences propres extraites par les différentes méthodes consiste à déterminer l'erreur relative moyenne (RMSE):

$$RMSE = \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^N \left(\frac{f_{1k} - f_{2k}}{f_{1k}} \right)^2}}{N} \quad (2.41)$$

Les valeurs trouvées sont:

Comparaison	RMSE [%]
IS – NAH	0,36
NAH – VLD	0,59
VLD - IS	0,6

Tableau 2.3: Valeurs RMSE obtenues lors de la comparaison des fréquences propres

Les valeurs maximales de l'erreur relative ont été trouvées pour la 2^{ème} fréquence (3,8% entre IS et NAH), pour la 2^{ème} fréquence (3,8% entre IS et NAH), pour la 6^{ème} fréquence (2,3% entre VLD et NAH), et pour 9^{ème} fréquence (4,4% entre IS et VLD).

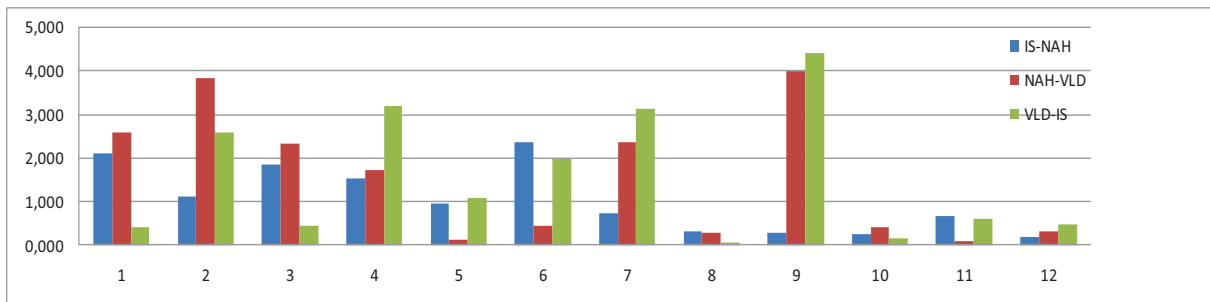


Figure 2.19: Erreur relative des fréquences propres [%]

La comparaison des distributions d'amplitudes comprend deux étapes :

Une première étape consiste dans la comparaison globale, étendue à tous les modes détectés, effectuée en utilisant le critère d'assurance modale (MAC) [21], [22].

$$MAC_{kl} = \frac{(A_k \cdot B_l)^2}{A_k^2 \cdot B_l^2} \quad (2.42)$$

Où A_k est le mode k de la première série des données et B_l est le mode l de la deuxième série. Cette méthode est appliquée pour corrélérer toutes les paires des modes correspondants dans deux séries des données. Elle fournit une matrice de produits scalaires des deux sets des résultats ayant le même nombre de termes.

Dans le cas idéal, si les deux ensembles de distributions d'amplitudes sont identiques, la matrice MAC est égale à la matrice unité. En général pour des résultats expérimentaux on

considère que si $MAC_{kl} > 0,9$ alors les formes modales sont identiques et si $MAC_{kl} < 0,1$ elles sont orthogonales.

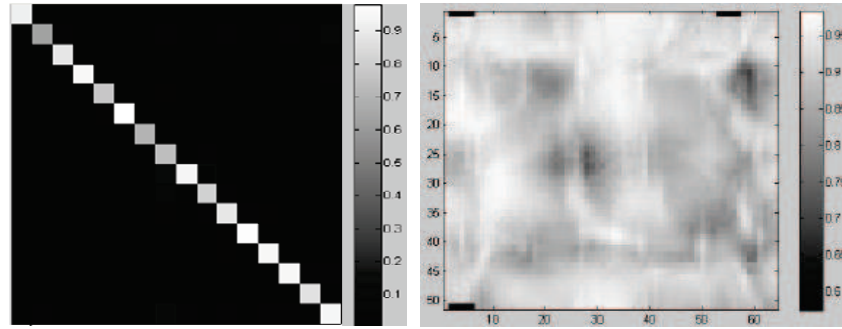


Figure 2.20: Matrices de corrélation: à gauche, MAC entre IS et LDV ; à droite, ECOMAC entre IS et NAH

Le calcul du MAC pour les deux groupes de déformées permet une séparation concluante des paires de modes. Les coefficients de corrélation rendent des résultats dans les limites de (0,96 – 0,99) pour les comparaisons entre les résultats IS, EF, LDV et entre (0,8-0,9) pour la comparaison avec les résultats NAH.

Dans une deuxième étape, pour détecter les régions des éventuelles erreurs systématiques dans les séries des champs d'amplitudes, on applique des critères locaux de comparaison, notamment le CoMAC (coordinate modal assurance criterion) et le ECoMAC (enhanced coordinate modal assurance criterion) [23] .

Le premier est une extension du MAC faisant une corrélation cumulative entre les éléments de chaque paire de modes identifiée dans l'étape précédente, tandis que le deuxième a été développé pour corriger certains problèmes de normalisation du COMAC.

$$CoMAC(i, j) = \frac{\left[\sum_k (|a_k(i, j) \cdot b_k(i, j)|) \right]^2}{\left[\sum_k (a_k^2(i, j)) \right] \cdot \left[\sum_k (b_k^2(i, j)) \right]} \quad (2.43)$$

$$ECoMAC(i, j) = \frac{\sum_k |a_k(i, j) - b_k(i, j)|}{2 \sum_k [\max(a_k(i, j)) + \max(b_k(i, j))]}$$

Les résultats obtenus en appliquant l'ECoMAC peuvent mettre en évidence, par exemple, une région de faible corrélation sur le bord extérieur de la plaque - Fig. 2.20 - provenant des erreurs systématiques dans le cas de la technique de mesure non-interférométrique.

En ce qui concerne les critères spécifiques que nous avons établis et appliqués pour comparer les distributions d'amplitudes normalisés, ils sont exposés et discutés dans l'article [20] faisant partie des Annexes (A1).

Conclusion

Les trois techniques ont des caractéristiques très différentes, et cela rend leur comparaison difficile. Néanmoins, l'approche que nous avons adoptée en utilisant des critères précis, aussi bien d'ordre général que spécifiques, représente un progrès par rapport à la simple présentation dans une figure, en vue d'une comparaison visuelle, des deux champs d'amplitudes.

L'étude comparative des cartes de vibration a révélé des différences spécifiques qui peuvent provenir soit des conditions expérimentales (montages, conditions aux limites), soit du matériel utilisé (hardware) ou du traitement des données (erreurs de propagation, etc.).

L'inconvénient fondamental des techniques de type IS réside dans la résolution temporelle très réduite pour chaque pixel de l'image, par rapport aux autres techniques, ponctuelles (LDV à balayage, ou NAH).

Les différentes techniques se complètent donc réciproquement, LDV et NAH ont une excellente résolution temporelle permettant l'accès aux phases du mouvement vibratoire, IS a en échange une résolution spatiale supérieure, permettant de mettre en évidence des phénomènes locaux.

Chapitre 3

État de l'art dans la mesure de la phase par interférométrie speckle dynamique

3.1 Évaluation de la phase dans l'interférométrie speckle classique

La stratégie adoptée pour l'évaluation de la phase optique liée au déplacement est déterminée par le régime de mesure (statique ou dynamique) ainsi que par le type d'exposition des images acquises. Dans l'IS standard, la technique confirmée la plus courante est celle du décalage de phase.

On a besoin d'un minimum de trois équations pour pouvoir extraire la phase optique liée au déplacement de la surface. Ces équations sont obtenues en introduisant une variation connue dans la phase optique de l'une des ondes qui interfèrent (d'habitude l'onde de référence). On enregistre alors un nombre de specklegrammes qui permettent le calcul de la phase cherchée.

On distingue le décalage temporel de phase et le décalage spatial de phase.

3.1.1 Décalage temporel de phase

Dans le cas du décalage de phase temporel, un dispositif déphaseur (actionneur PZT, modulateur électro-optique, etc.) produit un mouvement périodique avec un certain nombre d'échelons. Ce mouvement produit la variation du chemin optique de l'onde de référence et donc de la différence de phase entre cette onde et l'onde objet. Le chemin optique de l'onde de référence est modifié en fonction de la valeur de la tension appliquée au déphaseur.

Le pas du décalage est contrôlé par le logiciel de commande du système et doit être synchronisé avec les périodes d’exposition de la caméra. La phase est calculée à partir des opérations mathématiques, conformes aux différents algorithmes, entre les images acquises.

Habituellement le décalage de phase est implémenté à l’aide d’un miroir monté sur un actionneur piézoélectrique; parmi d’autres solutions on peut trouver les modulateurs acousto-optiques, les modulateurs électro-optiques où les éléments polarisants rotatifs.

Dans la suite on présente quelques exemples d’algorithmes le plus souvent utilisés pour réaliser le décalage de phase.

3.1.1.1 L’algorithme de décalage à 3 pas

Cet algorithme utilise le nombre minimum nécessaire d’images pour le calcul de la phase, ce qui est intéressant du point de vue de la rapidité des mesures mais désavantageux par les erreurs générées à cause de la non linéarité du dispositif de décalage de phase utilisé.

Pour une valeur du décalage de $\Delta\Phi_{Rk} = \frac{\pi}{2}(k-1)$, la phase optique est calculée selon :

$$\phi = \arctan \frac{I_1 - I_3}{2I_2 - (I_1 + I_3)} \quad (3.1)$$

3.1.1.2 L’algorithme de décalage à 4 pas

Cet algorithme est le plus utilisé dans l’IS, dû à un meilleur compromis entre le nombre des interférogrammes acquis et l’erreur de phase. Les 4 images primaires successives sont décalées d’un pas incrémental : $\Delta\Phi_{Rk} = (k-1)\frac{\pi}{2}$, avec $k=1, 2, 3, 4$. Pour chaque état de la surface on acquiert une série d’intensités décrites par:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 + I_M \cdot \cos(\Phi_0 + \Psi_{sp} + \Delta\Phi_O) \\ I_2 &= I_0 - I_M \cdot \sin(\Phi_0 + \Psi_{sp} + \Delta\Phi_O) \\ I_3 &= I_0 - I_M \cdot \cos(\Phi_0 + \Psi_{sp} + \Delta\Phi_O) \\ I_4 &= I_0 + I_M \cdot \sin(\Phi_0 + \Psi_{sp} + \Delta\Phi_O) \end{aligned} \quad (3.2)$$

La phase optique de l’onde objet est calculée selon la relation :

$$\phi = \arctan \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \quad (3.3)$$

Afin de réduire les effets des erreurs de non linéarité du déphaseur ou du détecteur, du bruit de mesure et des vibrations, les chercheurs ont développé des algorithmes à un nombre d'images acquises supérieur à 4 (5,6, ..., N) ; le temps d'acquisition plus élevé et la nécessité de stabilité mécanique du système durant la mesure peuvent, dans ces cas, constituer une limitation importante [24].

3.1.1.3 L'algorithme de Carré

En 1966, Carré [25] a proposé une technique de calcul indépendante de la valeur du déphasage introduit. La seule condition imposée est que la phase soit décalée d'une quantité constante, α , entre les images successives acquises.

Le décalage de phase introduit est décrit par :

$$\Delta\Phi_{Rk} = \left(k - \frac{5}{2}\right)\alpha, \quad k = 1, 2, 3, 4 \quad (3.4)$$

La phase est ensuite calculée à partir de :

$$\phi = \arctan \frac{\sqrt{(I_1 - I_4) + (I_2 - I_3)}\sqrt{3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)}}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)} \quad (3.5)$$

Un avantage de la méthode de Carré est que le déphaseur ne nécessite aucun étalonnage: il suffit que l'incrément de phase entre deux images consécutives soit constant.

3.1.1.4 Algorithmes type N+1

Une amélioration des algorithmes à décalage temporel peut être obtenue en appliquant le principe exposé par Surrel en [26]. L'idée est de calculer la phase, pour un décalage de phase à N pas, avec un specklegramme de plus. Le premier et le dernier specklegramme correspondent au même décalage de l'onde de référence.

On dispose alors de l'équivalent de deux séries de mesures, représentées par les specklegrammes 1 jusqu'à (N-1) et 2 jusqu'à N. La phase est calculée alors avec:

$$\phi = \arctan \frac{N_1 + N_2}{D_1 + D_2} \quad (3.6)$$

où N_1, N_2, D_1, D_2 représentent respectivement les numérateurs et les dénominateurs des deux séries d'images utilisées pour le calcul de la phase.

En particulier, pour 4+1 pas on a l'algorithme de Hariharan:

$$\phi = \arctan \frac{2(I_4 - I_2)}{I_1 + I_5 - 2I_3} \quad (3.7)$$

Les algorithmes de type N+1 sont particulièrement insensibles aux erreurs introduites par le décalage de phase.

Tous ces algorithmes sont adaptés à la mesure des déplacements statiques. Pour que les équations soient valables dans le régime dynamique, il est nécessaire que pendant toute la durée d'acquisition d'une série d'images primaires, la phase de l'objet soit stationnaire.

3.1.2 Décalage spatial de phase

Une première méthode pour réaliser le décalage spatial de phase est l'introduction d'une porteuse de haute fréquence spatiale [27] dans l'intensité du champ d'interférence. Usuellement, la porteuse est introduite par l'introduction d'un déplacement angulaire connu entre les ondes qui interfèrent [28].

Une autre solution consiste à diviser les ondes impliquées et les faire parcourir des chemins parallèles, afin d'obtenir simultanément le nombre nécessaire d'images primaires aux phases décalées. Plusieurs approches se sont développées au cours du temps. En [29], les auteurs décrivent un système basé sur l'enregistrement des interférogrammes sur des supports multiples, décalées à l'aide d'éléments polarisants. Les inconvénients des montages aux détecteurs multiples sont liés à la nécessité d'alignement et de synchronisation des caméras [30]. Un autre groupe de systèmes développés [31] repose sur des éléments diffractifs pour enregistrer plusieurs interférogrammes sur des régions adjacentes du même capteur d'image – ce qui se traduit par une baisse inhérente de la résolution des images acquises.

Une autre méthode, décrite en [32], est basée sur l'utilisation d'un masque de phase pixélisé (Fig. 3.1). Le masque est en fait une matrice de "cellules" produisant des polarisations décalées entre elles de $\frac{\pi}{2}$, groupées dans des blocs de quatre, comme illustré en Fig. 3.1.

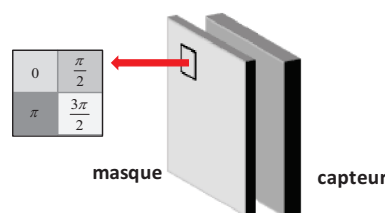


Figure 3.1: Principe du système d'IS à masque de phase pixélisé

Chaque cellule correspond à un pixel du détecteur d'images. Lors des mesures, on obtient donc, avec un seul enregistrement, les quatre images primaires nécessaires à l'estimation de phase.

3.1.3 Obtention des champs de phase dépliée

La dernière étape du traitement des résultats consiste dans l'estimation des champs de phase liée au déplacement de la surface, à partir des distributions de phase modulées dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$.

La phase dépliée est obtenue en éliminant les sauts de 2π entre les points adjacents dans tout le champ de données. L'opération n'est pas triviale: les difficultés liées au bruit de speckles rendent le dépliement de phase susceptible aux erreurs. De plus, si la carte de phase repliée contient des discontinuités aux bords des surfaces analysées ou bien dues aux défauts (par exemple fissures) il y a le risque que celles-ci soient interprétées comme "sauts de phase". Il existe une multitude d'algorithmes de dépliement de la phase qui ont été proposés ; des revues des différentes stratégies abordées peuvent être trouvées dans [33] et [34].

Le bruit de speckles peut être réduit en utilisant des algorithmes de filtrage spécifiques. Une méthode simple et efficace est le filtrage sinus-cosinus itératif [35]. Le principe est d'effectuer le filtrage des champs orthogonaux avant le calcul de l'arctangente. La phase est recalculée à chaque itération de l'algorithme, ce qui permet de mieux préserver la résolution spatiale des données. Une autre méthode avec des résultats excellents est le filtrage Fourier fenêtré, présentée dans la Section 3.3.1.4.

3.1.4 Erreurs et incertitudes de la phase estimée

Il y a toute une série d'erreurs systématiques qui peuvent apparaître lors de l'implémentation du décalage de phase [36], dont les plus communes sont :

- un mauvais étalonnage du déphaseur (valeur du décalage de phase différente de la valeur prise en compte dans le calcul) ;
- des vibrations de provenance extérieure (les méthodes de décalage temporel en sont particulièrement sensibles) ;
- un profil non-sinusoïdal des franges, dû aux interférences multiples, ou bien aux nonlinéarités du détecteur ;
- une variation du décalage de phase d'un point à l'autre sur la surface de l'objet.

Le comportement des erreurs systématiques est fortement influencé par l'algorithme de décalage de phase utilisé ainsi que par le filtrage appliqué (type de filtre, nombre d'itérations) comme discuté dans [37].

3.2 Évaluation de la phase dans le cas des mesures des vibrations stationnaires par IS à TAV

3.2.1 Obtention des tableaux de franges Bessel

Les méthodes disponibles pour l'évaluation de la phase des champs de déformations statiques ne sont pas applicables dans le cas des mesures de vibrations.

Dans ce cas, on dispose des distributions d'intensité modulées par la fonction Bessel d'ordre zéro, ayant comme argument la phase liée à l'amplitude de vibration:
 $I = I_0 + I_M \cdot \cos(\Phi_0 + \Psi_{sp} + \Delta\Phi_R) \cdot J_0(\varphi_v)$ (Section 2.1.4.2.A).

Pour un décalage de phase à 4 pas, l'intensité de l'hologramme intégrée dans le temps est obtenue à partir des champs complexes orthogonaux C et S , décrits par :

$$\begin{aligned} C &= I_1 - I_3 = 2I_M \cdot \cos(\Phi_0 + \psi_{sp}) \cdot |J_0(\varphi_v)| \\ S &= I_4 - I_2 = 2I_M \cdot \sin(\Phi_0 + \psi_{sp}) \cdot |J_0(\varphi_v)| \end{aligned} \quad (3.8)$$

Tous les algorithmes de décalage de phase décrits dans les Sections 3.1.1 et 3.1.2 sont applicables dans l'IS à TAV afin d'obtenir champs orthogonaux.

L'intensité est donnée par:

$$I_{moy} = \sqrt{(I_1 - I_3)^2 + (I_4 - I_2)^2} = 2I_M |J_0(\varphi_v)| \quad (3.9)$$

L'Eq. 3.9 décrit l'image de l'objet en vibration, couverte par un système de franges d'interférence décrites par la fonction de Bessel. Les franges de différents ordres correspondent à des lieux d'isovaleurs des amplitudes de vibration.

3.2.2 Estimation quantitative des champs d'amplitudes

Il n'y a pas d'algorithme simple et généralement accepté pour l'obtention des champs d'amplitude à partir des tableaux de franges de type Bessel. L'une des difficultés majeures liées à l'interprétation quantitative des franges Bessel est représentée par la luminosité réduite

des franges brillantes d'ordre supérieur à 0 ; la luminosité est décroissante avec l'amplitude de vibration.

Un autre problème est la phase aléatoire introduite par le bruit de speckle. Cette phase aléatoire de haute fréquence spatiale dont les valeurs varient de -1 à 1 apparaît comme un facteur multiplicatif qui couvre complètement les variations de la fonction J_0 dont l'argument est la phase déterministe liée à l'amplitude de vibration. Un filtrage direct du terme de phase statique, Φ_{st} , n'est pas possible car le contraste de l'hologramme serait réduit d'une manière significative.

3.2.2.1 Le décalage des franges

La méthode proposée par Stetson en [38] est basée sur la modulation sinusoïdale de l'onde de référence à la même fréquence que la fréquence de vibration. Cela introduit un décalage dans l'argument des franges Bessel:

$$I_{moy} = 2I_M |J_0(\varphi_v - B)| \quad (3.10)$$

En variant le décalage introduit et en approximant la fonction Bessel avec une fonction cosinus, on peut calculer une phase d'une manière similaire à celle utilisée dans le cas du décalage de phase. Ensuite la valeur réelle de la phase est obtenue en ajoutant à la phase calculée une valeur de correction:

$$\Delta\varphi = \arccos(J_0(\varphi_v)) - \varphi_v \quad (3.11)$$

qui correspond à l'erreur de phase introduite par l'approximation. Cette méthode souffre de l'inconvénient d'une procédure d'acquisition particulièrement longue.

3.2.2.2 Intégration temporelle de haute résolution spatiale (True Time Average, TTAV)

La méthode de l'interférométrie speckle à intégration temporelle à haute résolution spatiale, développée dans notre laboratoire et décrite en [39], permet de réduire d'une manière significative la phase aléatoire de haute fréquence spatiale introduite par le speckle dans l'intensité de l'hologramme TAV. Le principe de la TTAV est de calculer les champs orthogonaux à partir d'une série de quatre specklegrammes obtenues durant la vibration et d'une série acquise avec l'objet en repos :

$$\begin{aligned} C &= C_0 C_v + S_0 S_v \\ S &= S_0 C_v + S_v C_0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

où C_v, S_v sont décrits par Eq. 2.34. On obtient :

$$\begin{aligned} C &= I_0 \cdot \cos(\Delta\varphi_0) \cdot J_0(\varphi_v) \\ S &= I_0 \cdot \sin(\Delta\varphi_0) \cdot J_0(\varphi_v) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Dans les Eq. 3.14, $\Delta\varphi_0$ est un terme statique qui peut apparaître à cause des déplacements parasites, des variations de l'indice de réfraction de l'air entre les deux acquisitions ou bien de la variation de l'intensité liée au déplacement mécanique de l'objet. En général ce terme a des valeurs réduites et il peut être éliminé soit par un filtrage adéquat des données soit par une compensation qui consiste à rajouter une phase constante pour décaler $\Delta\varphi_0$.

La différence principale par rapport aux composants orthogonaux obtenus dans le traitement classique des hologrammes TAV est la disparition des termes de haute fréquence spatiale $\cos(\psi_{sp} + \Delta\varphi_0)$ et $\sin(\psi_{sp} + \Delta\varphi_0)$, ce qui permet le filtrage des composants orthogonaux.

Comme pour un hologramme TAV, la distribution des intensités dans l'hologramme TTAV résultant est:

$$I_{TAV} = \sqrt{S^2 + C^2} = I_M |J_0(\varphi_v)| \quad (3.14)$$

Ce tableau de franges TTAV est sensiblement moins bruité que le tableau correspondant TAV. De plus, la position (x, y) des minima (les franges noires) peut être localisée avec précision de sous-pixel.

Ensuite, l'obtention directe des distributions de phase optique dépliée à partir des franges Bessel peut être faite en utilisant l'algorithme décrit en [39].

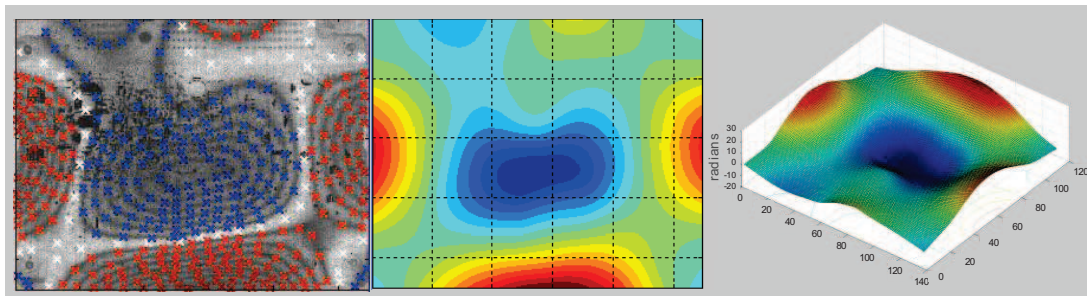


Figure 3.2: Estimation des distributions d'amplitudes de vibration par la méthode d'indexation des franges

Il s'agit ici d'une procédure d'indexation semi-automatique des franges, par l'identification des lignes nodales et des franges noires de différents ordres, suivi soit par l'inversion locale de la fonction Bessel sur ses intervalles de monotonie soit par une interpolation (Fig. 3.2).

3.2.2.3 Zero Crossing method

Une méthode alternative de détection précise des centres de franges noires est décrite dans [40] pour l'HN. L'ordre (+1) du champ d'amplitudes complexes enregistré pour la vibration sinusoïdale d'un objet est modulé par:

$$A_{\text{mod}} = t_{\text{exp}} A_0 e^{j\Phi_{st}} |J_0(\varphi_v)| e^{j\phi_J} \quad (3.15)$$

où le terme de phase ϕ_J compense l'inversion de signe introduite par la fonction valeur absolue:

$$\phi_J = \begin{cases} 0, J_0(\varphi_v) > 0 \\ \pm \pi, J_0(\varphi_v) < 0 \end{cases} \quad (3.16)$$

Ce terme binaire est appelé "phase de passage par zéro", dû au fait que le changement de sa valeur (entre 0 et π) est lié aux passages par zéro de la fonction Bessel.

En supposant une phase Φ_{st} nulle ou de valeur réduite (déplacement sinusoïdal de la surface) – les positions des franges noires sont déterminées avec précision dans le tableau de franges, à partir des distributions de ϕ_J .

En IS, cette même méthode a été décrite, à l'aide d'un formalisme mathématique différent, en [41].

3.3 Estimation de la phase optique dans l'interférométrie speckle dynamique

Différentes méthodes ont été proposées pour l'estimation de la phase dans l'IS dynamique. Une première différence entre ces méthodes peut être établie par rapport à la manière dont les données de mesure sont abordées. La mesure des phénomènes dynamiques nécessite souvent un suivi temporel du mesurande. On dispose donc des champs tridimensionnels de données et lors du traitement on a le choix entre le domaine spatial, 2D, et celui temporel, 1D.

3.3.1 Méthodes 2D

Dans la suite on présente les principales méthodes d'estimation spatiale de la phase. On distingue les algorithmes basés sur le calcul de la phase à partir de plusieurs images primaires décalées en phase et ceux basés sur l'extraction de la phase à partir d'une seule acquisition et sur des démarches mathématiques comme la transformée de Fourier, la transformée de Fourier fenêtrée ou bien l'analyse multiéchelle. Un troisième groupe est représenté par les algorithmes morphologiques.

3.3.1.1 Décalage introduit par l'objet

Une solution proposée pour appliquer l'IS à la mesure des phénomènes dynamiques est le décalage de phase introduit par l'objet [42]. L'idée de base est d'utiliser la variation "naturelle" de phase générée par la déformation (supposée localement linéaire) de l'objet. La condition imposée par le théorème d'échantillonnage est que le décalage de phase entre deux interférogrammes successifs ne dépasse pas la valeur π . L'estimation de la phase est faite pixel par pixel à l'aide d'un algorithme à 5 pas qui assure les meilleurs résultats pour un décalage de phase de $\frac{\pi}{2}$.

3.3.1.2 Décalage à 2 pas

En [30] les auteurs présentent un algorithme à 2 pas. Deux specklegrammes sont enregistrés simultanément sur le même détecteur d'images dans un montage à deux voies. Ils sont décalés de $\frac{\pi}{2}$ à l'aide d'éléments polarisants. La variation de phase entre deux instants est calculée par :

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{2} + 2 \arctan \frac{I_0(\phi_1) - I_{\frac{\pi}{2}}(\phi_2)}{I_{\frac{\pi}{2}}(\phi_1) - I_0(\phi_2)} \quad (3.17)$$

L'inconvénient majeur de cet algorithme est de ne pas pouvoir résoudre le cas $\frac{0}{0}$. La division par zéro apparaît lorsque $\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} = \left\{ \frac{3\pi}{4}; \frac{7\pi}{4} \right\}$ et génère des erreurs dans la phase estimée autour de ces valeurs.

D'autres implémentations du décalage à 2 pas ont été présentées en [43] et [44].

3.3.1.3 La transformée de Fourier spatiale

La méthode de la transformée de Fourier [45] à été proposée dans les années '80 par Takeda [46]. Le principe est d'introduire une porteuse spatiale dans l'interférogramme, par exemple en utilisant la rotation d'un miroir. De cette manière la phase recherchée est décalée et centrée autour de la porteuse, pouvant ainsi être récupérée en effectuant la démodulation du tableau de franges. La méthode originale utilisait une FT unidimensionnelle pour balayer le champ de données ligne par ligne. La version finale de la méthode a été introduite en [47], cette fois on applique une FT bidimensionnelle au champ entier de données.

La Transformée de Fourier (FT) ne se prête pas bien à l'analyse des signaux non-stationnaires. Ce problème dérive de la caractéristique principale de la FT – le domaine fréquentiel et celui spatial sont découplés, ce qui rend l'opérateur mathématique en question insensible à la distribution temporelle des fréquences contenues dans le signal.

Parmi les efforts déployés pour adapter la méthode de FT pour l'analyse de ces signaux on trouve la transformée de Fourier fenêtrée (WFT).

3.3.1.4 La transformée de Fourier fenêtrée

Le principe de la méthode, introduite en [48] par Kemaio et al, est d'effectuer l'analyse du signal dans des intervalles restreints, où le signal peut être considéré stationnaire. La WFT du champ d'intensité est obtenue par:

$$Sf(u, v, \xi, \eta) = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) g_{u, v, \xi, \eta}^*(x, y) dx dy \quad (3.18)$$

où $g_{u, v, \xi, \eta}^*(x, y) = g(x - u, y - v) e^{j(\xi x + \eta y)}$ est la base finie de décomposition de la WFT. La fonction $g(x, y)$ est en général une fonction gaussienne.

Comme la FT, la WFT nécessite l'introduction d'une porteuse spatiale dans l'intensité du champ d'interférence. L'avantage est que cette méthode permet d'obtenir l'information sur le contenu spectral dans chaque point du champ de données – ce qui n'est pas possible avec la FT classique. Le désavantage est un temps de calcul beaucoup plus significatif, car la base de décomposition est redondante.

Il est utile de mentionner que la WFT est aussi la base d'un algorithme de filtrage très efficace, présenté en [49]. Le bruit de speckles est normalement présent dans tout le domaine

fréquentiel, ayant, à cause de son caractère aléatoire, des coefficients d'amplitude faibles. Il est donc facile de l'éliminer en fixant un seuil pour $Sf(u, v, \xi, \eta)$:

$$Sf(u, v, \xi, \eta) = \begin{cases} Sf(u, v, \xi, \eta), Sf(u, v, \xi, \eta) \geq \delta \\ 0, Sf(u, v, \xi, \eta) < \delta \end{cases} \quad (3.19)$$

Après une transformée inverse on obtient une image de phase lisse, décrite par:

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{Sf(u, v, \xi, \eta)} \times g_{u, v, \xi, \eta}(x, y) \cdot du \cdot dv \cdot d\xi \cdot d\eta \quad (3.20)$$

Les résultats obtenus dépendent fortement des paramètres utilisés pour la WFT.

3.3.1.5 Transformée spirale en quadrature de phase (spatiale)

Cette démarche mathématique est l'équivalent d'une extension de la transformée Hilbert au cas 2D. La méthode utilise l'opérateur spirale (à la base une fonction "signum") qui a un saut de π sur n'importe quelle direction, mais dont les valeurs sont situées entre $[-\pi/2$ et $\pi/2]$ uniquement pour une direction. Une étape supplémentaire est donc nécessaire pour déterminer l'orientation des franges - l'angle d'orientation dans l'espace Fourier - afin de pouvoir ajuster l'opérateur dans l'intervalle $[-\pi/2 \dots \pi/2]$. Finalement, la distribution de phase doit être dépliée.

3.3.1.6 Les méthodes morphologiques

Le principe de ces méthodes est de chercher une ressemblance maximale entre les images de franges et des fonctions bidimensionnelles lisses - un plan dans [50], une surface polynomiale dans [50], ou des fonctions B-spline en [51].

En [52], les auteurs utilisent une méthode de régularisation pour le traitement des interférogrammes. L'idée est de minimiser une fonction coût afin d'obtenir la distribution de phase dépliée et lissée. L'application de l'algorithme nécessite un prétraitement des données, pour éliminer les intensités d'arrière-plan et de modulation.

3.3.2 Méthodes 1D. Suivi des histoires temporelles

L'analyse des histoires temporelles des pixels est une approche intéressante devenue possible avec l'apparition de l'IST. Les méthodes basées sur ce principe se sont beaucoup

diversifiées durant ces dix dernières années, car ce type d'analyse se prête particulièrement bien au traitement des résultats obtenus avec des systèmes interférométriques rapides dans le cas des vibrations non-stationnaires et des déformations transitoires.

L'idée est de traiter chaque pixel dans le champ de données comme provenant d'un interféromètre ponctuel indépendant qui acquiert des signaux temporels d'intensité locale du champ d'interférence. Dans le domaine temporel, le signal d'interférence est une fonction cosinus unidimensionnelle dont on veut déterminer l'argument à chaque instant de la mesure. Les principaux algorithmes développés sont basés, comme dans l'évaluation de phase spatiale 2D, sur les méthodes de décalage de phase, ou bien sur l'application des transformées mathématiques – Fourier (temporelle), Hilbert ou l'analyse multiéchelle.

Les avantages évidents de cette approche sont, d'une part, le niveau réduit de bruit (car pour un pixel donné on contourne le problème du bruit de speckles omniprésent dans les champs de données interférométriques) et, d'autre part, la simplification des algorithmes de calcul nécessaires pour l'estimation de la phase. Le procédé revient à un traitement des signaux unidimensionnels, donc lors du dépliement de phase les éventuelles erreurs ne se propagent pas d'un pixel à l'autre, comme dans le cas 2D.

3.3.2.1 Décalage de phase temporel

Le décalage et le dépliement de phase temporel proposés en [53] représentent en fait une adaptation des algorithmes classiques pour le cas de l'IST. Le décalage est implémenté à l'aide d'une cellule de Pockels située sur le parcours de l'onde de référence du système, ce qui introduit un incrément de phase de $\frac{\pi}{2}$ entre les images acquises.

En [54] les auteurs proposent une estimation basée sur une approximation par moindres carrés. Les intensités d'arrière plan et de modulation sont obtenues à partir d'une série de 4 specklegrammes obtenus avec l'objet au repos. Par la suite, on acquiert des images durant la déformation de la surface et le calcul de la phase est fait à partir des valeurs de l'intensité en plusieurs pixels voisins. L'hypothèse prise en compte est que la variation de phase recherchée est localement constante. La méthode est très sensible au bruit et à la décorrélation des speckles.

3.3.2.2 Transformée de Fourier temporelle

La méthode de la transformée de Fourier temporelle [45] représente une approche similaire à celle de l'algorithme de FT 2D. Le système avec hétérodynage proposé en [55] utilise une porteuse temporelle afin de lever l'ambiguïté de signe de la phase calculée.

La méthode souffre du problème intrinsèque de la FT – l'impossibilité d'obtenir une information localisée sur la fréquence du signal analysé.

3.3.2.3 Transformée Hilbert

En [56] les auteurs proposent des algorithmes basés sur la transformée Hilbert pour obtenir la phase instantanée de l'objet.

La Transformée Hilbert (TH) est l'équivalent d'un filtrage, où l'amplitude des composantes n'est pas changée, mais leur phase est variée de $\pm \frac{\pi}{2}$ en fonction du signe de la fréquence ν :

$$TF\{H\{f(t)\}\} = \begin{cases} i \cdot TF\{f(t)\}, \nu > 0 \\ -i \cdot TF\{f(t)\}, \nu < 0 \end{cases} \quad (3.21)$$

Elle permet d'obtenir la composante imaginaire du signal complexe dont la partie réelle est représentée par le signal analysé, $f(t)$. Le signal complexe est un signal analytique dont la notion a été introduite par Gabor [57] en 1946 et qui est décrit par:

$$\Psi(t) = f(t) + jH\{f(t)\} \quad (3.22)$$

L'argument de $\Psi(t)$ correspond à la phase recherchée:

$$\phi(t) = \arctan \frac{H\{f(t)\}}{f(t)} \quad (3.23)$$

Pour que la phase calculée à l'aide de la TH ait une signification physique, un certain nombre de conditions doivent être respectées:

- les fréquences de modulation de l'amplitude et celle de la phase du signal doivent être bien séparées ;
- la valeur moyenne du signal doit être nulle ;
- la bande de fréquences doit être étroite.

Huang et al proposent en [58] la décomposition modale empirique. Cette méthode permet de décomposer le signal d'origine d'une manière adaptative dans une somme finie de

composants (Intrinsic Mode Functions, ou IMF). L'intérêt de ces composants, qui sont des signaux non-stationnaires, est donné par le fait qu'ils respectent les conditions citées pour obtenir des TH valables et permettent donc une estimation correcte de la phase optique.

3.4 Mesure des phénomènes dynamiques par interférométrie speckle

Comme discuté au chapitre 2, le problème caractéristique dans la mesure des vibrations utilisant un laser continu est la perte de l'information sur la phase de vibration de l'objet, ou, plus généralement, l'absence du suivi temporel des déplacements. Les résultats de la mesure sont des tableaux de franges modulées par la fonction de Bessel dont l'argument dépend exclusivement de la valeur absolue de l'amplitude de vibration de la surface, obtenue par intégration au cours d'un certain nombre de cycles. Pour cette raison, on peut déterminer l'état vibratoire de la surface seulement dans le cas de la résonance, où la phase temporelle des points ne peut prendre que deux valeurs, séparées par π .

L'interférométrie speckle utilisant un laser continu est donc adaptée pour la mesure des phénomènes statiques et dynamiques stationnaires (vibrations mono-fréquence), ou bien ayant des variations suffisamment lentes pour permettre l'application d'un décalage de phase temporel impliquant l'acquisition d'au moins trois interférogrammes [59].

La mesure des phénomènes dynamiques non-périodiques nécessite le développement de nouvelles stratégies de mesure. Il y a deux aspects à considérer lorsqu'on essaie d'optimiser un système d'IS pour effectuer des mesures en régime dynamique: la rapidité des mesures et la stratégie adoptée pour le calcul de la phase. Le premier aspect concerne le temps d'exposition et la cadence ; il relève du système physique de mesure.

Parmi les premiers pas dans le traitement temporel on peut citer le dépliement de phase temporel [60]. Basée à l'origine sur l'algorithme standard à 4 pas, cette méthode permet d'obtenir la variation de phase entre deux séries d'images primaires acquises. La variation de phase totale est obtenue en faisant la somme des variations de phase entre les groupes de 4 images consécutives d'une série.

La phase doit être constante durant l'acquisition de chaque groupe de 4 images, ce qui réduit l'applicabilité de la méthode aux phénomènes quasi-stationnaires.

La méthode utilisée par Vikhagen [61] consiste dans l'analyse de l'histoire temporelle d'un pixel dans une série d'images acquises durant la déformation lente de l'objet, afin de

détecter les minima et maxima d'intensité au niveau du pixel respectif, correspondant à $I_M \pm I_F$. Une fois les intensités de fond et de modulation détectées, elles peuvent être éliminées du signal temporel d'intensité. Eq. 2.18 revient alors au cosinus de la phase recherchée, dont on peut obtenir le gradient de la variation de phase optique.

Carlsson et Wei [54] ont amélioré la méthode en estimant la phase initiale, ce qui permet de s'affranchir de l'ambiguïté du signe.

En holographie numérique Fresnel, il faut souligner les travaux de Leval, Picart et al. [62] qui ont décrit un système fonctionnant en mode "vibromètre Doppler plein champ" dans le cas des vibrations d'un objet en régime harmonique stationnaire.

Cependant, il est nécessaire de mentionner que les méthodes citées sont seulement applicables pour la mesure par IS des déformations lentes ou des vibrations stationnaires, car elles sont implémentées avec des caméras standard. L'étude des phénomènes transitoires rapides (choc mécanique, choc thermique, vibrations non stationnaires) est restée pendant longtemps l'apanage des méthodes pulsées ou ponctuelles. On utilise la notion de "phénomènes rapides" par rapport à la cadence d'une caméra standard (en général de quelques dizaines de Hertz).

Dans les dernières années, le développement des caméras numériques de haute cadence a permis le développement de l'interférométrie de speckles temporelle (IST). La technique consiste dans l'acquisition d'une série d'interférogrammes à une fréquence qui permet d'échantillonner correctement le phénomène dynamique suivi. La variation de phase est estimée par l'analyse des histoires temporelles au niveau des pixels. Contrairement à l'IS à décalage de phase, dans l'IST on exploite directement les variations d'intensité dans les séquences d'interférogrammes enregistrés [63], [64].

Servin et al ont montré en [65] que l'IST peut être appliquée pour la mesure des phénomènes sous-échantillonnés dans le domaine temporel ($\Delta\phi(t) > \pi$), à condition que la variation spatiale de la phase soit correctement échantillonnée.

D'autres implémentations de l'IS rapide à haute cadence concernent la mesure de la déformation unidirectionnelle d'un objet [17] avec une caméra de cadence moyenne (300 images/s). En [53], Huntley et Kaufmann décrivent la mesure des déformations lentes d'un objet en utilisant un algorithme rapide (1 kHz) de décalage à 4 pas. Aucun de ces systèmes

n'est bien adapté pour la mesure des vibrations ou des déformations dynamiques, qui ont besoin d'une vitesse d'acquisition sensiblement plus élevée.

Un système qui intègre une caméra rapide dans un système standard de LDV hétérodyne est proposé dans [66]. Le principe est d'utiliser une caméra CMOS avec des pixels adressables individuellement pour effectuer des mesures en utilisant séquentiellement un certain nombre de pixels du capteur d'image, un à un, à une cadence d'acquisition de 2,7 kHz. Les mesures concernent la vibration en basse fréquence (10 Hz) du spécimen. Une porteuse de 102 Hz est introduite dans le bras de la référence. Les signaux extraits des pixels individuels sont démodulés à l'aide des algorithmes spécifiques pour le LDV. La méthode présente un intérêt pour le rapprochement proposé entre les 2 techniques. La possibilité d'effectuer des mesures de champs n'est pas exploitée, la caméra étant plutôt perçue et utilisée comme une alternative économique du mécanisme de balayage dans les systèmes standard de LDV.

Dans [67] Pedrini et al. décrivent un système basé sur l'utilisation d'une caméra "single-line" à haute cadence (70kHz) pour la mesure des vitesses et des phases de vibration dans le cas des vibrations stationnaires. Le principe est d'identifier les déformées modales de la surface avec le système fonctionnant en régime de TAV à 70 images/s et ensuite d'effectuer un balayage à haute cadence (quelques dizaines de KHz) dans des régions convenablement choisies, pour obtenir l'information sur la phase de vibration. Un algorithme classique de décalage temporel de phase est implémenté afin de permettre le traitement des données.

3.5 Principales limitations des systèmes d'interférométrie speckle

On a vu que, dans sa formule standard, l'IS utilisant un laser continu n'est pas bien adaptée pour effectuer de mesures dynamiques des phénomènes rapides ou transitoires. Les différentes solutions qui existent à l'heure actuelle permettent de résoudre des cas particuliers dans le domaine de l'analyse de vibrations - mesures des déformations unidirectionnelles, vibrations stationnaires, phénomènes dynamiques relativement lents, qui nécessitent une connaissance a priori des conditions expérimentales.

Certains systèmes de mesure de ce type sont caractérisés par un manque de flexibilité et d'adaptabilité par rapport aux valeurs et aux caractéristiques temporelles du mesurande.

3.6 Direction de développement proposée pour l'interférométrie speckle hors-plan à laser continu

L'objectif de ce travail de thèse est de rapprocher les technique optiques de champs – notamment, l'interférométrie speckle hors-plan à laser continu – des besoins des vibroacousticiens, et en général d'augmenter la quantité d'information qu'on peut obtenir à partir des mesures effectuées.

Dans le cadre de ce travail, nous nous proposons d'étudier et de réaliser un système d'IS rapide basé sur le fonctionnement d'une caméra CMOS de moyenne gamme intégrée dans un système interférométrique utilisant un laser Nd-YAG continu. La caméra intègre un obturateur global, bien adapté pour la mesure des phénomènes rapides. Les interferogrammes acquis peuvent avoir des dimensions d'environ 100 x 100 pixels, ce qui permet de monter à des vitesses d'acquisition de l'ordre de 25 000 images/s, tout en gardant le caractère de mesures de champs. Cette résolution spatiale peut s'avérer souvent suffisante pour caractériser le comportement dynamique d'un objet de dimensions réduites.

Dans le cas de l'utilisation du décalage de phase, on doit pouvoir choisir arbitrairement le nombre de pas et la valeur de chaque décalage, afin de pouvoir établir le meilleur algorithme utilisable pour extraire l'histoire temporelle de la phase.

Le système devrait fournir des informations spatio-temporelles complètes pour la région analysée de l'objet testé. Il doit être capable de fournir, au cours d'une seule expérience, aussi bien des résultats de type "mesure de champ" (des tableaux de franges soit à intégration temporelle soit de phase, repliée et dépliée), que des résultats consistant dans les histoires temporelles de chaque pixel, permettant de calculer des caractéristiques vibratoires telles que l'amortissement, la fréquence des vibrations amorties, les valeurs des deux fréquences présentes simultanément dans certains cas, ou bien de résoudre temporellement des déformations ayant une loi de variation temporelle arbitraire.

La réalisation du système expérimental et les aspects théoriques de son opération seront décrits aux chapitres 4 et 5. Quelques résultats expérimentaux qui illustrent le potentiel du système sont présentés et discutés au chapitre 6.

Chapitre 4

Algorithmes et logiciels développés

4.1 Algorithmes de décalage de phase

Les algorithmes de décalage de phase implémentés dans le système de mesure sont présentés dans cette section.

Le mouvement de la surface testée se traduit par des variations locales dans l'intensité des interférogrammes enregistrées, décrite par :

$$I(x, y, t_e) = I_0(x, y) + I_M(x, y, t) \cos(\Phi_O(x, y, t_e) + \Delta\Phi_R + \psi_{sp}) \quad (4.1)$$

où t_e est la période d'exposition de chaque image et I_M est l'intensité de modulation, qui dépend des intensités relatives des deux ondes d'interférence, de leur cohérence et de leur état de polarisation.

La phase optique comprend une phase aléatoire (la phase du speckle), un terme proportionnel au déplacement hors plan de la surface et une phase introduite par la référence.

L'implémentation du décalage de phase temporel permet d'extraire la phase optique au prix de la réduction de l'intervalle des fréquences mesurables (la fréquence des mesures effectives se réduit proportionnellement avec le nombre N des images nécessaires pour le calcul de la phase).

On applique un algorithme de décalage de phase temporel, avec un incrément de phase entre les images consécutives de $\frac{\pi}{2}$. Le calcul des distributions de phase repliée est fait à partir des séries de 4 images consécutives (décalage à 4 pas) et de 2 images (décalage à 2 pas).

4.1.1 Décalage à 4 pas

Dans le cas d'un algorithme à 4 pas avec un décalage de phase de $\Delta\Phi_R = \frac{\pi}{2}$ la différence de phase optiques entre deux images consécutives est de :

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \Delta\Phi_o + \frac{\pi}{2} \quad (4.2)$$

où $\Delta\Phi_o$ est la variation de la phase optique introduite par le déplacement hors plan de la surface entre les 2 acquisitions consécutives. Si l'échantillonnage de la période de vibration est suffisamment fin on peut considérer le terme $\Delta\Phi_o$ négligeable, donc l'estimation de la phase optique est faite selon l'équation classique de l'algorithme à 4 pas: $\phi = \arctan \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}$.

Au cas contraire, la variation de la phase résultée de l'interférence est calculée en appliquant l'algorithme de Carré. Cet algorithme est insensible aux variations dans le décalage de phase introduites par le mouvement continu de la surface.

Pour un temps d'exposition suffisamment court par rapport à la période de vibration, la variation de la phase optique liée au mouvement de l'objet peut être considérée linéaire pour la durée d'une séquence d'acquisition $t_{cycle} = N \cdot t_{ech}$. Les limites de cette approximation sont discutées au chapitre 3. Dans ces conditions, les décalages de phase entre les images primaires auront une variation linéaire aussi:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = v_{cycle} \cdot t_{ech} + \frac{\pi}{2} \quad (4.3)$$

Dans l'Eq. 4.3, v_{cycle} est la vitesse de déformation, considérée linéaire, durant le cycle d'acquisition. Alors pour une série de 4 images acquises on peut obtenir la phase repliée selon:

$$\Delta\Phi = \arctan \left\{ \frac{\sqrt{[3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)] \cdot [(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)]}}{(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)} \right\} \quad (4.4)$$

Afin d'obtenir un échantillonnage plus fin de la période de vibration, on peut appliquer un algorithme glissant, où la phase est recalculée avec chaque nouveau specklegramme acquis.

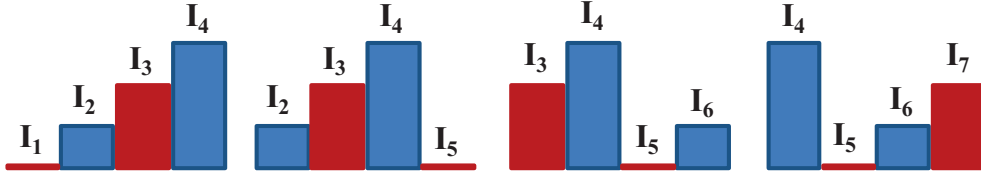


Figure 4.1: Principe du calcul glissant de la phase

4.1.2 Décalage à 2 pas

Afin d'augmenter la vitesse du mouvement vibratoire mesurable, il est nécessaire de réduire le nombre d'images primaires nécessaires pour le calcul de la phase mécanique de l'objet. Comme discuté au chapitre 3, sans une connaissance *a priori* des termes I_M et I_0 , on a besoin d'au minimum trois mesures pour résoudre l'équation d'intensité (Eq. 4.1).

Une solution pour contourner cette limitation est d'obtenir le terme I_0 à partir d'une série de quatre images acquises avec l'objet dans un état de référence:

$$I_0 = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 I_i \quad (4.5)$$

On fait la remarque que, même si l'intensité de modulation peut aussi être calculée à partir de la série d'images de référence, on choisit de ne pas l'éliminer de l'expression des champs orthogonaux, pour éviter les éventuels problèmes introduits par la division par zéro.

Les composantes orthogonales de la phase à un instant donné t_k durant la vibration sont calculées à l'aide de:

$$\begin{aligned} C_v &= I_k - I_0 = I_M \cos(\Phi_k + \psi_{sp}) \\ S_v &= I_{k+1} - I_0 = I_M \sin(\Phi_{k+1} + \psi_{sp}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

où I_k et I_{k+1} sont deux images primaires consécutives, enregistrées à un moment

$t_k = kt_{ech}$ avec $k = 2n + 1$. Le décalage des deux images est de $\Delta\Phi_R = \frac{\pi}{2}$.

La variation de phase optique liée au mouvement de l'objet par rapport à l'état de référence est calculée avec:

$$\Delta\Phi_o = \arctan \left(\frac{S_0 C_v - S_v C_0}{C_0 C_v + S_0 S_v} \right) \quad (4.7)$$

où S_0, C_0 sont les champs orthogonaux qui correspondent à l'état de référence:

$$C_0 = \frac{I_{ref1} - I_{ref3}}{2} = I_M \cos(\Phi_0 + \psi_{sp})$$

$$S_0 = \frac{I_{ref4} - I_{ref2}}{2} = I_M \sin(\Phi_0 + \psi_{sp})$$
(4.8)

4.1.3 Limitations des algorithmes appliqués

Pour que les franges puissent être résolues il est nécessaire que la limite Nyquist soit respectée – la variation de la phase entre deux pixels adjacents ne peut pas dépasser une valeur de π . La condition d'échantillonnage est valable dans le domaine temporel : la variation maximale pour le même pixel entre deux interférogrammes consécutives doit être

inférieure à $(+/-)\pi$, ce qui correspond à une vitesse de vibration de $v_{Nyq} = \frac{\lambda}{4t_{cycle}}$

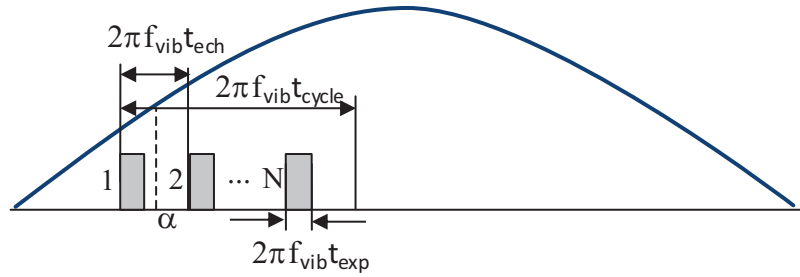


Figure 4.2 : Relation entre les paramètres temporels du décalage de phase

Pour une configuration donnée du montage (longueur de l'onde et sensibilité de l'interféromètre), la vitesse maximale est déterminée par la cadence de la caméra. Pour donner une idée de l'ordre de grandeur des vitesses mesurables : pour un système avec $\lambda = 0,532\mu m$ et une cadence d'acquisition de 10 000 images/s ; la vitesse Nyquist est:

$$v_{Nyq} = \frac{\lambda}{4t_{ech}} 1,33mm/s$$
(4.9)

Cette condition est calculée sans tenir compte de la phase optique introduite dans la référence ; si on introduit le décalage de phase dans l'équation x, la limite de vitesse devient plus restrictive :

$$\left| \frac{2\pi}{\lambda} v t_e + \frac{2\pi}{N} \right| < \pi \quad \left| v_{Nyq} t_e \right| = \frac{\lambda}{2t_e} \left(1 - \frac{2}{N} \right)$$
(4.10)

Dans la suite on discute les erreurs d'estimation de la phase liées aux algorithmes appliqués. Dans le cas de l'algorithme standard à 4 pas, ainsi que de celui à 2 pas, le calcul est fait en considérant un décalage incrémental de $\frac{\pi}{2}$, donc la variation de phase introduite par la vibration de l'objet est négligée. L'incertitude de phase introduite par l'approximation dépend de l'échantillonnage de la période de vibration ainsi que de la vitesse de vibration.

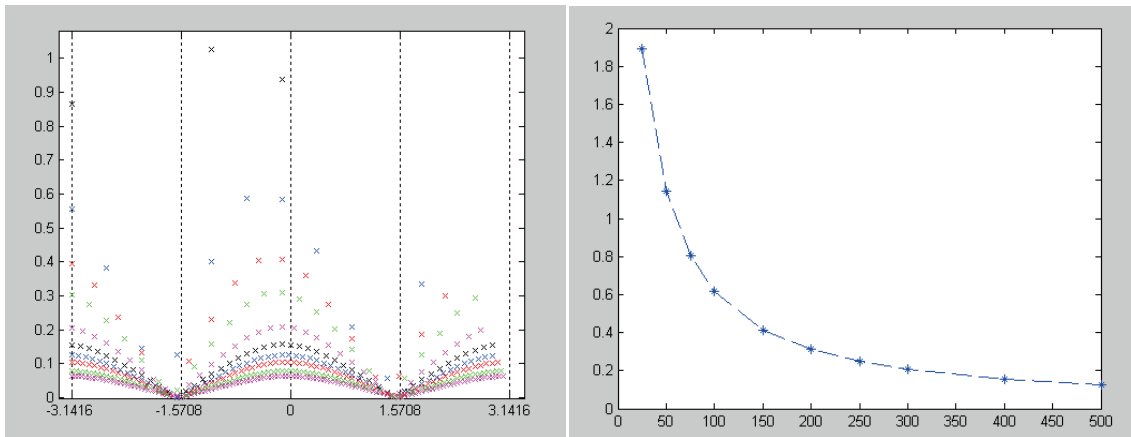


Figure 4.3: Erreur de la phase optique estimée: (a) variation pour une période de vibration ; (b) valeur maximale de l'erreur en fonction de nombre d'images acquises par période

Fig. 4.3(a) montre la variation de l'erreur de phase durant la période de vibration pour l'algorithme à 4 pas à différentes fréquences d'échantillonnage. Les minimums de la fonction d'erreur sont trouvés pour les valeurs $(2k+1)\frac{\pi}{2}$ de la phase de vibration, ce qui, pour une vibration de forme $A\sin(\Phi)$, correspond aux extrêmes de vibration (donc zéro vitesse de la surface). Cette observation est utile dans le cas où l'on veut utiliser comme référence des images acquises durant la vibration de l'objet.

Le calcul de la phase à partir de 4 specklegrammes, en utilisant l'algorithme standard 4-bucket, est effectué en considérant une phase constante pour toute la durée du cycle.

La variation réelle de la phase optique, pour un mouvement sinusoïdal, est donnée par:

$$d\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} A_{vib} \sin(2\pi \cdot f_{vib} \cdot t_{ech}) + \alpha \quad (4.11)$$

où α est une phase initiale quelconque.

Les erreurs de mesure sont liées aux variations de la différence de phase entre deux trames successives :

$$d\Delta\Phi = \Delta\Phi(k) - \Delta\Phi(k-1) = \frac{2\pi}{\lambda} (2\pi f_{vib}) A_{vib} \cos(2\pi \cdot f_{vib} \cdot t_{ech}) \quad (4.12)$$

soit aussi:

$$d\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} v_{vib} t_{ech} \cos(2\pi \cdot f_{vib} \cdot t_{ech}) \quad (4.13)$$

ou on a noté: $v_{vib} = 2\pi f_{vib} A_{vib}$.

On a donc une erreur maximale de:

$$d\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} v_{vib} t_{ech} \quad (4.14)$$

L'erreur est plus importante pour un nombre réduit de cycles d'acquisition par période de vibration.

4.2 Logiciels de commande et de contrôle

Une partie importante du travail a consisté dans la conception et l'élaboration de programmes de commande et contrôle des systèmes de mesure (configuration, décalage de phase, acquisition d'images, synchronisation).

L'intégration de la caméra dans le système interférométrique nécessite le développement des logiciels de contrôle adaptés à son spécifique de fonctionnement et exploitant toutes leurs possibilités (ROI multiples, vitesse optimale d'acquisition, contrôle du temps d'exposition, reset asynchrone, etc).

La synchronisation des différents groupes fonctionnels des systèmes de mesure est une tâche complexe. Elle est également basée sur le fonctionnement des logiciels de commande spécifiques.

4.2.1 Environnement de programmation

Nous avons choisi pour développer la partie de commande et synchronisation du système l'environnement de programmation Labview (LV), dû à la facilité d'utilisation et à la possibilité d'interfaçage avec une variété impressionnante d'instruments. Labview est un langage de programmation graphique ciblé pour l'utilisation des ingénieurs et des scientifiques. Il permet le développement rapide et intuitif d'applications d'acquisition de

données, le contrôle d'instruments par les ports série, parallèle, GPIB, par carte E/S, ainsi que l'analyse, la présentation et le stockage de ces données.

Au contraire des langages de programmation textuelle, le code LV est écrit dans un format de diagramme bloc, selon une logique de flux de données. Cela facilite la création et le dépannage des logiciels qui se présentent sous la forme d'instruments virtuels, en réduisant de manière significative le temps nécessaire pour le développement de ces programmes.

Un instrument virtuel (IV) comporte deux éléments principaux :

- une face-avant du programme – qui est en fait l'interface utilisateur de l'IV, contenant les entrées et les sorties du programme ;
- un diagramme contenant le code graphique proprement dit du programme Labview.

Les commandes et les indicateurs de la face avant figurent sous forme de terminaux dans la fenêtre diagramme et doivent être connectés entre eux selon le traitement désiré.

4.2.2 Commande du système de mesure à décalage de phase

Le logiciel réalise la commande et la synchronisation entre les composants du système:

- carte d'acquisition d'images IMAQ 1429 ;
- carte de E/S du signal DAQ 6251 ;
- modulateur électro-optique.

Le diagramme de fonctionnement du système à décalage de phase est présenté en Fig. 4.4.

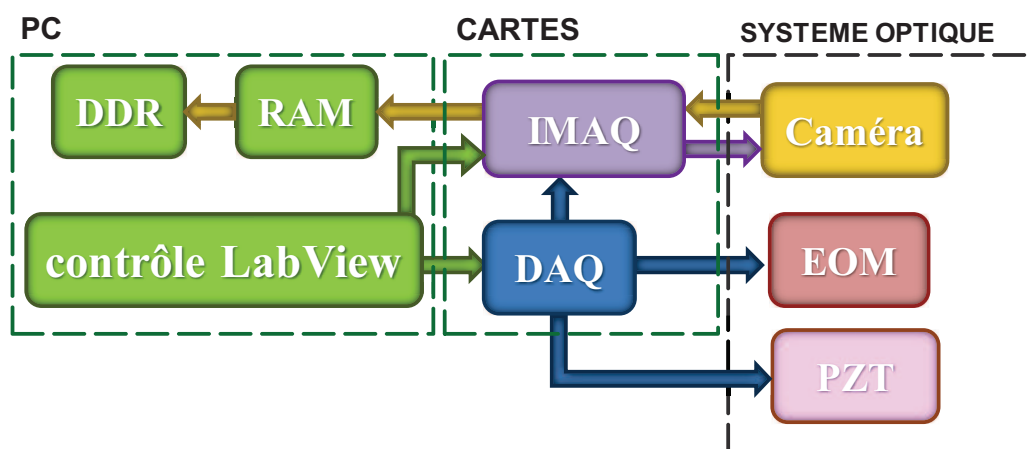


Figure 4.4: Diagramme de fonctionnement du système

Dans la suite on présente la structure du logiciel de commande (Fig. 4.5). Des diagrammes plus détaillées pour différents groupes fonctionnels se trouvent dans l'Annexe B du mémoire.

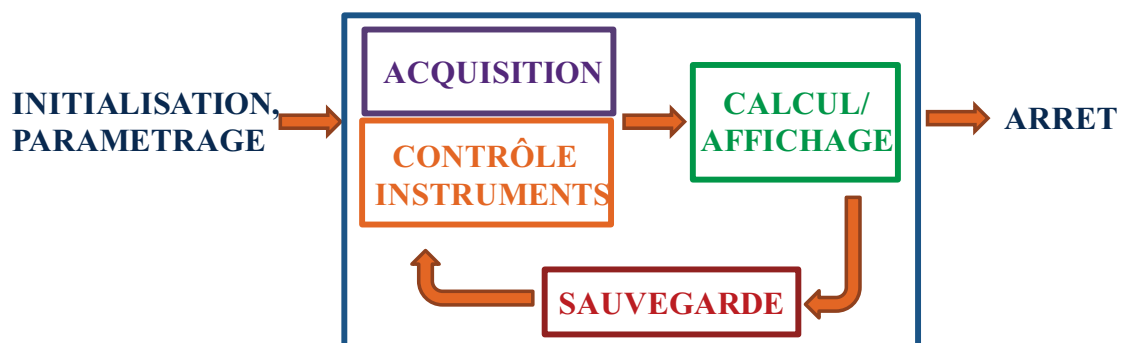


Figure 4.5: Structure de l'IV réalisé en environnement Labview

Paramétrage de la carte DAQ

La partie E/S de la carte NI DAQ 6251 doit générer jusqu'à quatre signaux de commande synchronisée:

- le signal de décalage de phase (AO0) – généré par un IV auxiliaire et appliqué au modulateur électro-optique ;
- un signal TTL (ctr1) – un train d'impulsions, ayant la fréquence égale à la cadence d'acquisition désirée, qui déclenche l'acquisition de chaque trame envoyée vers la carte d'acquisition ;
- un signal TTL (ctr0) qui déclenche chaque séquence d'acquisitions, envoyé vers la carte d'acquisition ;
- un signal d'excitation optionnel (AO1) appliqué au dispositif d'excitation (actionneur PZT ou hautparleur).

L'intérêt d'exciter la vibration de l'objet à partir de la carte d'acquisition est la possibilité de synchroniser les mesures avec le signal d'excitation.

Un diagramme de synchronisation est présenté en Fig. 4.8. Dans cet exemple, on applique un décalage à 4 pas et on excite l'objet testé avec un signal triangulaire.

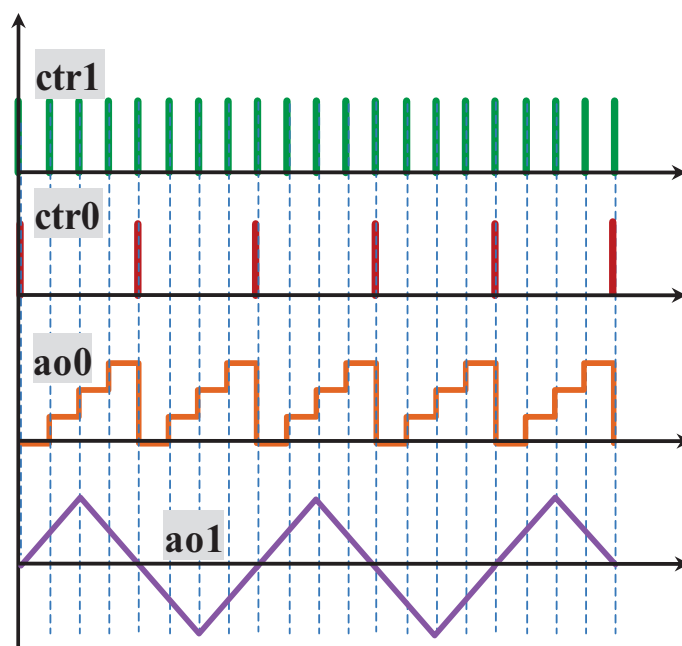


Figure 4.6: Diagramme de synchronisation des signaux (dcalage à 4 pas)

L'opération en temps réel avec les modules d'acquisition d'images et ceux de traitement et affichage fonctionnant en parallèle n'est pas possible à des vitesses d'acquisition élevées (>10 kHz). Cette impossibilité résulte du fait que la vitesse de lecture des registres d'image en vue du traitement est beaucoup plus lente que celle d'écriture, ce qui génère la perte des données.

Le logiciel de commande est structuré pour une opération séquentielle des différents modules fonctionnels du système. L'acquisition des images se fait en mode "one-shot" – la carte d'acquisition acquiert un nombre prédéterminé d'images dans la mémoire volatile du PC (liste des registres créés lors de l'initialisation). Une fois transférés dans la mémoire principale de l'ordinateur, les interférogrammes sont traités dans une boucle de calcul pour obtenir les distributions de phase repliée, qui sont affichées sur l'écran du moniteur du système.

Enfin, les données peuvent être enregistrées comme fichiers informatiques, pour un traitement ultérieur.

4.2.3 Commande du système rapide à mémoire embarquée

Le logiciel réalise la commande et la synchronisation des composantes du système:

- carte d'acquisition d'images Inspecta 5 ;
- carte de E/S signal DAQ 6251 ;
- modulateur électro-optique.

Dans ce système rapide, le logiciel réalisé prend en charge uniquement le contrôle de la carte de E/S de signal DAQ 6251. Cette dernière génère les signaux synchronisés nécessaires pour l'acquisition, décrits dans le paragraphe précédent.

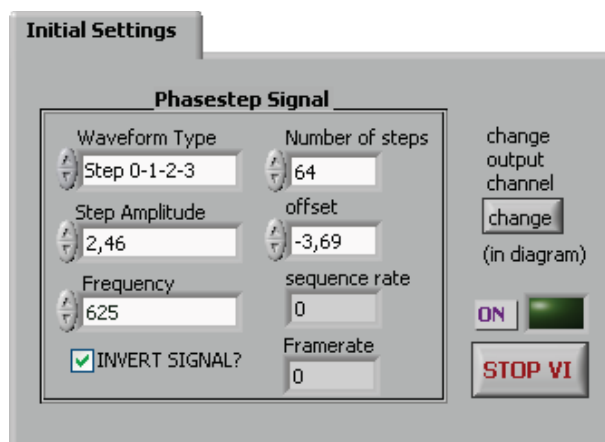


Figure 4.7: Interface (panneau frontal) du logiciel de commande

La boucle principale du programme (Fig. 4.8) effectue un suivi continu de l'état de fonctionnement des tâches liées à la génération du signal.



Figure 4.8: Structure du logiciel réalisé sous Labview

La carte d'acquisition d'images reçoit à l'entrée le signal TTL pour le déclenchement de l'acquisition de chaque image. Ce signal est généré par la carte DAQ 6251. Le paramétrage et le pilotage de l'ensemble carte d'acquisition d'images - caméra est fait à l'aide du logiciel de commande " MotionBlitz" fourni par le constructeur, Mikrotron.

Le système fonctionne en mode d'acquisition séquentielle. Les images transférées par la caméra sont stockées dans la mémoire embarquée de la carte Inspecta 5. Elles peuvent être enregistrées dans la mémoire principale de l'ordinateur une fois l'acquisition terminée et traitées ultérieurement.

Cette configuration permet d'obtenir les meilleurs résultats en termes de vitesse d'acquisition.

4.2.4 Commande du système d'interférométrie speckle en temps réel

Le logiciel réalise la commande et la synchronisation des composantes du système:

- carte d'acquisition d'images IMAQ 1410 ;
- carte de E/S signal DAQ 6221 ;
- actionneur PZT.

Il s'agit d'un système intégrant une caméra industrielle et le calcul des distributions de phase repliée. La caméra a une cadence d'acquisition de 60 Hz, ce qui permet un fonctionnement en mode acquisition continue. Les distributions de phase repliée calculées sont affichées en temps réel sur le moniteur du système.

Le diagramme de principe du logiciel de commande en TR est présenté dans Fig. 4.9. Les détails des différents groupes fonctionnels sont exposés dans l'Annexe 2.

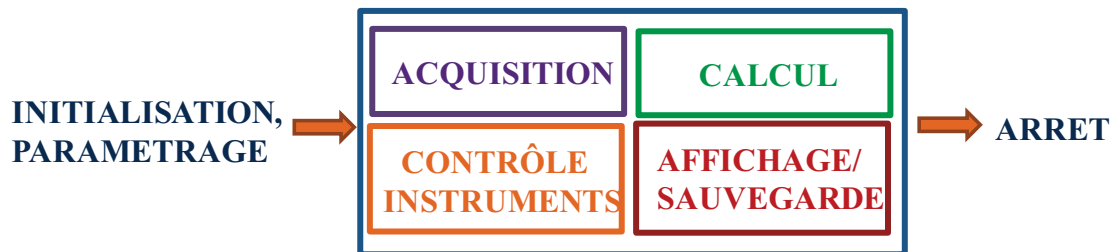


Figure 4.9: Structure du logiciel de commande

Le groupe d'initialisation et de paramétrage comprend deux modules:

- le paramétrage de la carte d'acquisition d'images ;
- le paramétrage de la carte E/S de signaux.

Paramétrage de la carte IMAQ

La carte d'acquisition d'images fonctionne en mode "acquisition en continu".

Paramétrage de la carte DAQ

La carte de E/S signal NI DAQ 6251 doit générer deux signaux synchronisés:

- un signal TTL à partir du compteur interne, "rearmed pulse", qui contrôle l'acquisition de chaque trame ; ce signal est transmis à la carte IMAQ par le port RTSIO ;
- un signal analogique synchronisé avec le trigger d'acquisition, qui est appliqué à l'actionneur PZT et qui crée le décalage de phase dans le bras de l'onde de référence.

Partie principale

La partie principale du programme contient les modules fonctionnels d'acquisition, traitement, affichage et sauvegarde, placés dans quatre boucles "while" qui s'exécutent en parallèle tant que l'utilisateur n'arrête pas le programme ou qu'il n'y a pas de message d'erreur dans l'exécution des différents instruments.

Ces quatre boucles contiennent:

1. Le module d'acquisition d'images, qui effectue le transfert d'images primaires entre la carte d'acquisition et la mémoire volatile de l'ordinateur. Les images sont stockées dans des tableaux de registres et placées dans une queue qui permet de renvoyer les données vers les boucles de pré-traitement.

2. Un module de traitement des données qui fait le calcul des champs orthogonaux S et C , à partir des séries d'images primaires (décalage à 4 pas). Les images primaires sont transférées par l'intermédiaire d'une queue de tableaux de registres et les champs orthogonaux sont renvoyés vers la deuxième boucle de traitement de données par le même moyen.

3. Le groupe de suivi des l'état d'erreur des instruments.

4. Une structure conditionnelle contenant deux modules:

- un module de traitement des données et d'affichage ;
- un module de sauvegarde.

4.3 Traitement des données

Les résultats bruts obtenus à la sortie du système de mesure sont des images d'intensité (specklegrammes) qui contiennent, codifiée dans la phase d'interférence, l'information recherchée (déplacement ou amplitude de vibration de la surface). Une étape importante du processus est représentée donc par le traitement numérique des images primaires dans le but de remonter vers les quantités d'intérêt. Dans ce travail, le traitement de données est fait dans un environnement Matlab.

Une partie des procédures développées pour le traitement des données dans le cadre de ce travail de thèse sont présentées dans la suite, pour des signaux simulés. Certaines étapes du traitement reposent sur des adaptations et des implémentations d'algorithmes numériques connus (filtrages, ajustements de courbes ou de surfaces, dépliement de phase) ; le passage aux signaux réels nécessite des développements complémentaires en vue de la réduction du bruit.

4.3.1 Simulation numérique: estimation de l'amplitude de vibration à partir d'un seul specklegramme

Dans l'histoire temporelle du pixel, la valeur de l'intensité est décrite par :

$$I = I_0 + I_M(t) \cos[\Phi_O(t) + \Psi_{sp}] \quad (4.15)$$

où l'on considère que la phase optique $\Phi_O(t)$ correspond à une variation harmonique du déplacement hors plan. Ψ_{sp} est la phase du speckle. L'intensité de modulation varie lentement par rapport à la variation de la phase optique.

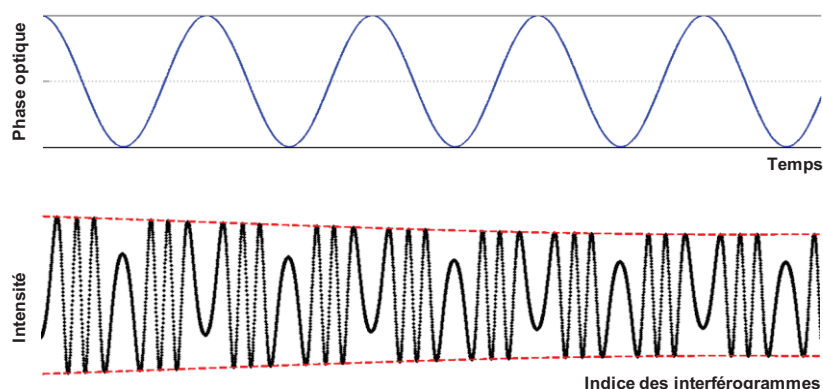


Figure 4.10: Vibration mono-harmonique et intensité d'interférence modulée

Dans une première étape, on élimine les intensités I_M et I_0 .

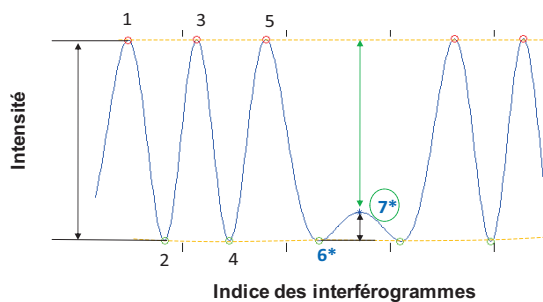


Figure 4.11: Sélection des extremums valides

Pour faire cela, on identifie les extremums du signal temporel et on retient ceux qui correspondent à deux critères :

a) la distance entre deux extremums successifs (un maximum et un minimum) ne doit pas être en dessous d'une valeur de seuil, qui dépend des variations entre les extremums voisins ;

b) un maximum ne doit pas être un minimum local (et inversement, un minimum ne doit pas être un maximum local).

Une fois les extremums du signal identifiés, on peut estimer les enveloppes supérieure et inférieure du signal correspondant à $I_M \pm I_0$. Cette estimation peut être réalisée à l'aide des fonctions spline, ou d'autres courbes définies par l'utilisateur. On obtient donc la variation sinusoïdale modulée par la phase de l'objet :

$$\cos[\Phi_o(t) + \Psi_{sp}] = \frac{I - I_0}{I_M} \quad (4.16)$$

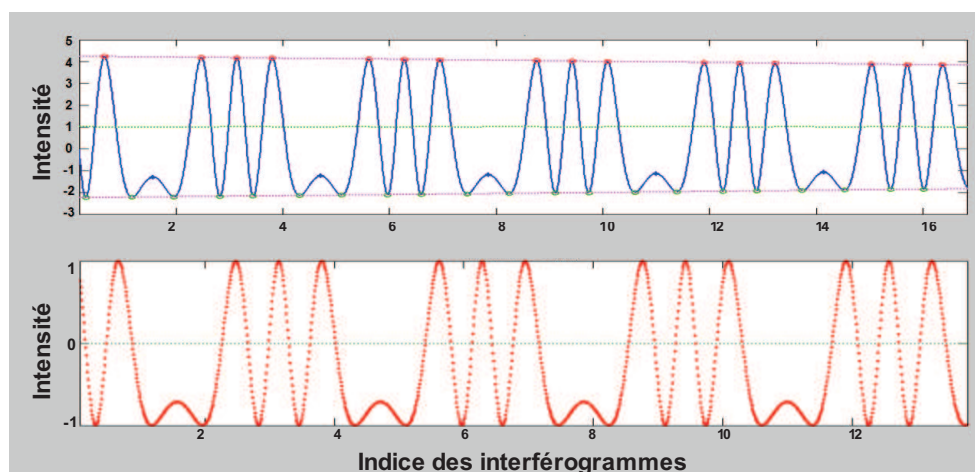


Figure 4.12: Enveloppes et valeur moyenne du signal : en haut, leur identification ; en bas, leur élimination

La deuxième partie du traitement concerne l'identification proprement dite de la phase liée au mouvement de l'objet. On obtient une "phase repliée" en inversant la valeur courante du signal d'intensité. On doit tenir compte du fait que la fonction "acos" en Matlab est définie sur l'intervalle $[0 \pi]$ – la portion descendante du cosinus, ce qui fait qu'on n'a accès qu'à la valeur absolue de la première dérivée de la phase estimée.

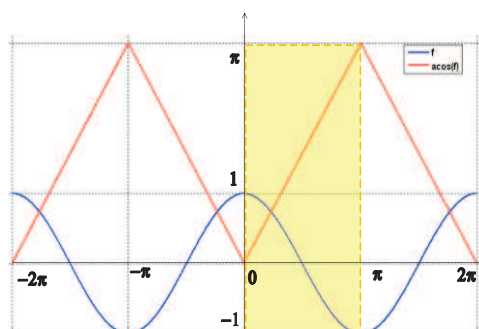


Figure 4.13: Le domaine de définition de l'arccos

Dans les points où la dérivée du signal d'origine change de signe, on aura des discontinuités et des extremums dans la deuxième dérivée de la phase repliée.

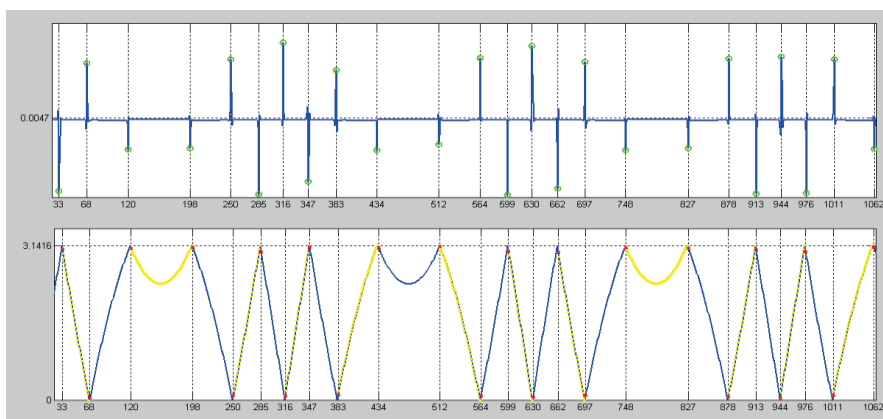


Figure 4.14: Deuxième dérivée de la phase repliée (en haut) ; Phase repliée avec les régions à inverser (en bas)

Après avoir repéré tous les points d'inversion, on peut identifier les portions du signal dérivé où l'on doit opérer une inversion de signe.

Finalement, on inverse la première dérivée de la phase et après une intégration on obtient la phase dépliée, comme le montre la Fig. 4.14.

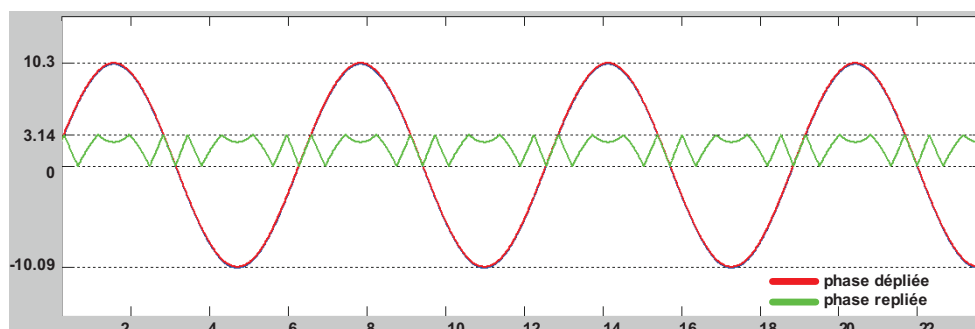
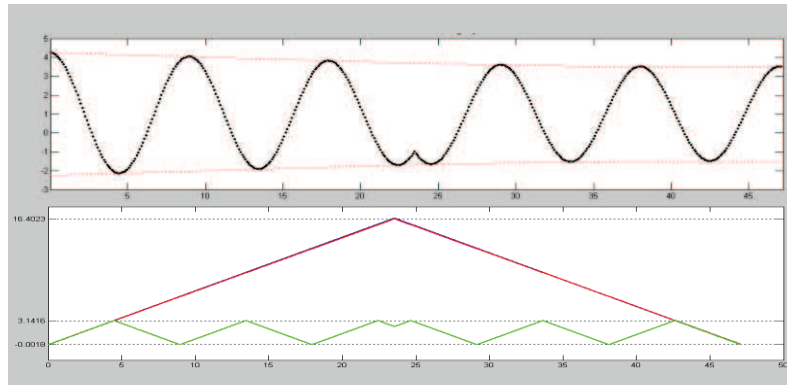


Figure 4.15: Phase repliée et dépliée

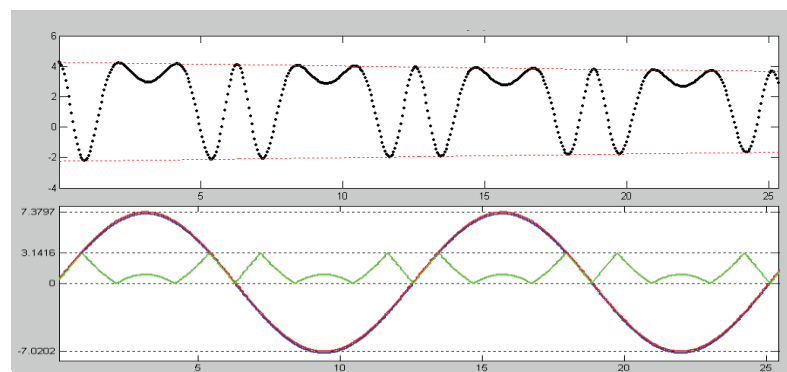
Le comportement de l'algorithme a été testé par la suite pour l'extraction d'une phase ayant des lois de variation susceptibles d'être rencontrées dans la pratique.

Quelques résultats représentatifs sont montrés en Fig. 4.15.

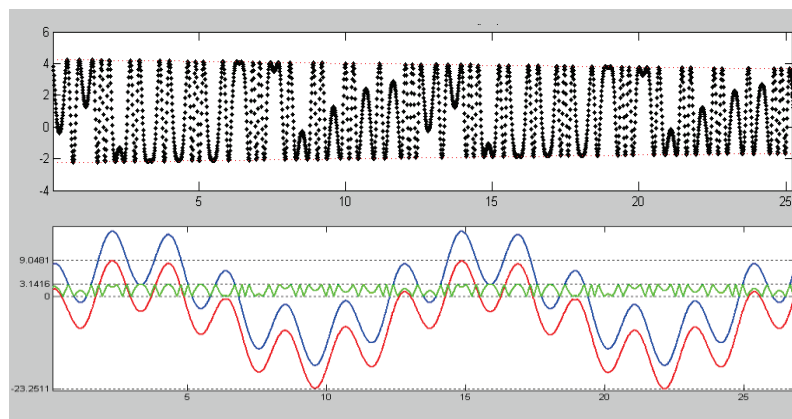
Dans chacun de ces cas, on a considéré une intensité de fond constante et une intensité de modulation qui varie lentement par rapport à la fréquence. Les variations de phase considérées sont linéaires et sinusoïdales (mono et multi-harmonique).



(a) Loi de variation linéaire



(b) Loi de variation mono-harmonique



(c) Loi de variation bi-harmonique

Figure 4.16: Estimation de la phase pour différentes lois de variation de la phase optique

Chapitre 5

Systèmes de mesure réalisés

5.1 Objectifs et caractéristiques envisagées

Il existe un grand intérêt pour optimiser l'application de l'interférométrie speckle dans l'analyse du comportement vibratoire des structures. Afin de nous approcher des performances des techniques ponctuelles confirmées déjà dans ce type de mesures (vibrométrie Doppler), il est nécessaire d'améliorer la résolution temporelle des mesures effectuées. On a besoin d'un échantillonnage temporel suffisamment élevé pour pouvoir caractériser l'évolution temporelle du mesurande et des durées d'exposition suffisamment courtes pour que le mouvement puisse être considéré constant durant l'enregistrement des champs de données. Afin de réaliser cet objectif primordial, on peut accepter de sacrifier une partie de la résolution spatiale, d'autant plus qu'en pratique il est rare d'avoir réellement besoin d'interférogrammes avec des millions de pixels.

Comme on l'a vu dans le précédent chapitre, des efforts importants ont été déployés par différentes équipes de recherche pour réaliser cet objectif soit par des systèmes basés sur des lasers pulsés, soit par des systèmes basés sur des algorithmes de décalage spatial de phase soit en développant durant ces dernières années l'interférométrie speckle temporelle.

Dans ce dernier cas on se situe le plus proche de l'objectif proposé – la caractérisation du comportement dynamique des structures, car on suit l'évolution temporelle du déplacement de l'objet à la cadence d'acquisition. Néanmoins, cette méthode se heurte à la quantité énorme de données qui doit être traitée, en rendant le système cher du point de vue du temps de calcul.

Dans cette direction de travail, on veut développer un système IS à laser continu, intégrant une caméra rapide de moyenne gamme. Les logiciels de contrôle pour réaliser les tâches de synchronisation, acquisition, transfert et prétraitement des données sont développés dans l'environnement Labview. Le traitement des données et l'estimation des cartes d'amplitudes sont effectués dans l'environnement Matlab.

Dans la suite de ce chapitre on décrit l'implémentation des systèmes physiques de mesure développés et réalisés. Il s'agit d'un système rapide réalisé en deux versions différentes et un système à cadence d'acquisition normale.

Choix du dispositif de décalage de phase

L'un des aspects importants à considérer dans l'implémentation du système rapide de mesure est le choix du dispositif de décalage temporel de phase.

Le décalage temporel de phase est implémenté, dans la plupart des configurations IS, par l'intermédiaire d'un miroir monté sur un actionneur PZT. L'algorithme standard de décalage de phase consiste à appliquer à l'actionneur PZT des échelons de tension, ayant l'amplitude proportionnelle à la variation de phase qu'on veut obtenir.

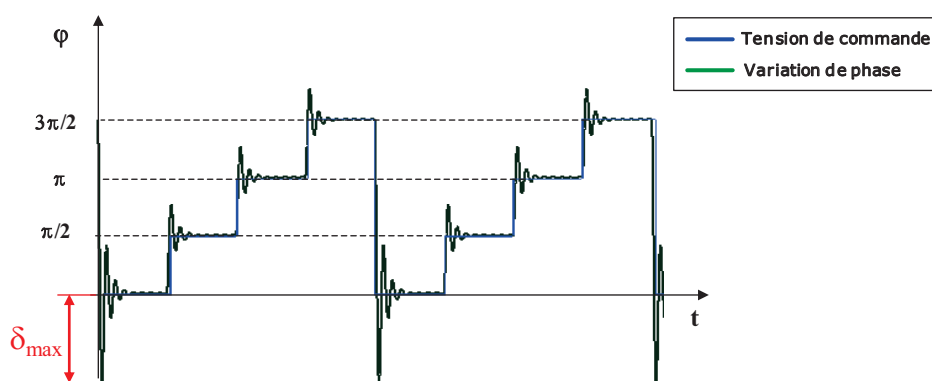


Figure 5.1: Réponse de l'actionneur PZT au signal échelon de décalage à 4 pas

Les avantages offerts par l'utilisation de ce dispositif de décalage sont principalement sa robustesse, sa simplicité et son coût réduit.

Le problème se trouve dans la réponse de l'actionneur PZT – qui est un système de second ordre avec le facteur d'amortissement: $\xi \ll 1$ - à l'entrée échelon (représentée par la tension de commande pour réaliser le décalage de phase). Celle-ci comporte un dépassement (Figure 5.1) qui est proportionnel à l'amplitude de la tension et des oscillations libres autour de la valeur finale, dont la fréquence et l'amortissement dépendent des paramètres intrinsèques de l'actionneur. Les dépassements sont $(\delta, \delta, \delta, 3\delta)$.

Parmi les erreurs introduites par l'actionneur on trouve l'incertitude du pas de décalage dû aux surcharges transitoires de commutation (dépassement de tension), oscillations amorties, effets thermiques, variations locales dans les champs d'interférence. Une partie de ces effets seront mesurés et les résultats présentés au chapitre 6.

Comme l'ordre des pas dans l'algorithme standard est donné par $i = (0, 1, 2, 3) * \pi/2$, le dépassement le plus important apparaît au passage de $i = 3$ à $i = 1$, correspondant à une variation de la phase de référence de $\varphi_{\max} = \frac{3\pi}{2}$.

L'erreur maximale affecte la première image dans le groupe de quatre images déphasées, qui sert d'habitude à l'obtention de la composante orthogonale C du champ complexe d'interférence:

$$C = I_1 - I_3 \tag{5.1}$$

La solution que nous proposons dans le cadre de la thèse pour réduire le dépassement est de changer l'ordre des échelons dans le signal de commande en $(0 ; \pi ; 3*\pi/2 ; \pi/2)$, comme illustré en Fig. 5.2. Cela permet d'obtenir une variation de phase maximale de $\varphi_{\max} = \pi$.

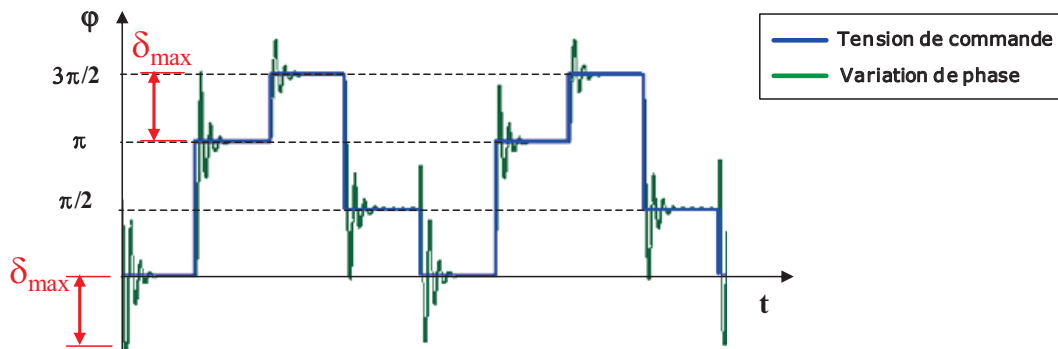


Figure 5.2: Réponse de l'actionneur PZT au signal modifié de décalage à 4 pas

Ainsi, les dépassements générés sont $(\delta, 2\delta, \delta, 2\delta)$ (Figure 5.2). Les erreurs maximales de phase sont donc réduites cette fois à $2/3$ de leur valeur maximale initiale et sont symétriques pour les deux champs orthogonaux, S et C.

On remarque pourtant que cette solution permet de réduire la valeur du dépassement de l'actionneur, par contre la pulsation des oscillations n'est pas affectée. Cela signifie qu'à une fréquence d'acquisition qui dépasse:

$$f_{\text{caméra}} > \frac{1}{T_{\text{rep}}} \quad (5.2)$$

la position de l'actionneur n'atteint pas sa valeur permanente entre deux échelons consécutives. On a noté avec T_{rep} le temps de réponse de l'actionneur PZT. Typiquement (pour un système de 2nd ordre) le temps de réponse est de [68] :

$$T_{\text{rep}} \cong \frac{1}{3f'_n} \quad (5.3)$$

ou f'_n est la fréquence naturelle de l'actionneur en tenant compte de la masse ajoutée.

Pour éviter les erreurs de décalage de phase en haute cadence, nous avons remplacé l'actionneur PZT avec un modulateur électro-optique.

Choix de la source laser et de la caméra

Un autre aspect à considérer est lié au choix du type de source laser utilisé. Comme mentionné avant, l'idéal est de travailler avec des temps d'exposition suffisamment réduits (quelques microsecondes) pour considérer l'objet dans un état "figé" pendant la durée d'intégration des images. Dans ces conditions, la puissance du laser doit être suffisamment élevée pour que le flux énergétique perçu par le capteur d'image soit suffisant pour obtenir des images correctement exposées. L'utilisation des lasers pulsés n'est pas une solution convenable dans le contexte du suivi temporel des phénomènes dynamiques, malgré leur capacité de fournir l'énergie nécessaire, parce que la fréquence des impulsions est réduite.

La rapidité du système de mesure est déterminée principalement par les performances de l'unité d'acquisition utilisée (caméra + carte d'acquisition). Nous avons développé deux versions du système rapide, en fonction de la carte d'acquisition utilisée:

- carte NI IMAQ 1429 produite par National Instruments, ou bien:
- carte Inspecta 5 produite par Mikrotron.

5.1.1 Système rapide en temps réel (A)

Le système IS utilise une caméra Mikrotron Eosens (Full Camera Link), la carte d'acquisition d'images NI IMAQ 1429 (PCIE) et la carte d'acquisition NI DAQ 6251 (PCI).

La carte d'acquisition IMAQ 1429 permet une fenêtre d'acquisition de minimum 8x10 pixels. Son désavantage par rapport à la carte d'acquisition Inspecta 5 de Mikrotron est la bande passante entre la caméra et la carte : la carte IMAQ 1429 permet un transfert maximal de données de 8 x 8 bits, par rapport aux capacités de transfert de 8 x 10 bits de la caméra. Cela réduit la vitesse d'acquisition de 500 à 436 images/s en champs plein.

Cette carte d'acquisition peut être contrôlée intégralement en environnement Labview. Cela nous permet d'avoir un système complet de mesure qui peut être utilisé dans des essais en temps réel.

La carte d'acquisition IMAQ peut fonctionner en mode continu ou en séquence.

Lors d'une acquisition en mode continu, les images transférées par la caméra sont stockées par la carte d'acquisition dans une liste circulaire de registres de transfert (les images les plus anciennes sont écrasées par les dernières acquises) et importées dans la mémoire principale au fur et à mesure de l'acquisition pour le traitement et l'affichage en temps réel.

Dans ce mode de fonctionnement, aux vitesses élevées d'acquisition il y a un fort risque de perte de données, car la vitesse du transfert dans la mémoire principale de l'ordinateur est limitée à environ 5000 images/s.

Lors d'une acquisition en séquence, la carte IMAQ 1429 remplit la liste de registres une seule fois. Les données sont transférées dans la mémoire principale une fois l'acquisition terminée, ce qui permet de récupérer les séries complètes d'images primaires sans perte de trames.

Ce mode de fonctionnement est bien adapté pour la mesure des phénomènes dynamiques non périodiques, où l'on veut récupérer des séries de données durant la déformation ou le déplacement continu de l'objet.

L'inconvénient est la perte du caractère "temps réel" des mesures, car les données sont traitées et les franges secondaires sont affichées une fois l'acquisition finie. L'utilisation des séquences courtes d'acquisition (listes de quatre registres dans le cas de l'algorithme à 4 pas) permet d'avoir un système d'interférométrie speckle en quasi temps réel. Cette solution est utile dans les cas où il est nécessaire de monitoriser le processus - réglages, balayage de fréquence, etc. .

5.1.2 Système rapide à mémoire embarquée sur la carte (B)

Le deuxième système est développé autour du groupe caméra Eosens et carte d'acquisition Inspecta 5, les deux étant produites par la société Mikrotron. L'intérêt de cette version d'implémentation est la vitesse plus élevée d'acquisition qu'on peut réaliser et l'existence d'une mémoire rapide RAM embarquée sur la carte, capable de stocker jusqu'à 1 GB de données provenant de la caméra fonctionnant à la cadence maximale, avant de les transférer vers la mémoire de l'ordinateur.

La carte d'acquisition Inspecta 5 permet effectivement un transfert des données plus rapide, 10 x 8 bits au lieu de 8 x 8 pour la carte NI, entre la caméra et la carte ; ce qui utilise au maximum la capacité de transfert de la première. La largeur de la zone d'intérêt acquise est de minimum 160 pixels ce qui limite la flexibilité du système par rapport à la zone d'intérêt qui peut être obtenue (souvent on est intéressés d'obtenir une fenêtre de largeur plus réduite, par exemple d'une centaine de pixels).

Le diagramme de fonctionnement du système est présenté en Fig. 5.3.

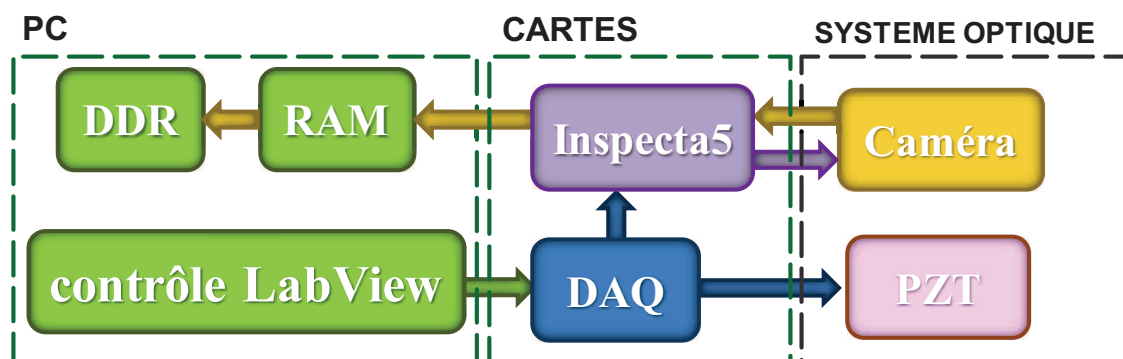


Figure 5.3: Diagramme de fonctionnement du système rapide à mémoire embarquée

Le paramétrage de la carte Inspecta 5 est fait par le logiciel du constructeur, MotionBlitz, et la carte DAQ est pilotée par le logiciel que nous avons développé en Labview et décrit dans la section 4.2.3.

La caméra fonctionne en mode synchrone – ou le déclenchement de chaque période d'exposition est commandé par un signal envoyé par la carte Inspecta sur le port CC1. Dans le mode "pulse width" la durée de la période d'exposition est déterminée par la largeur des

impulsions, tandis qu'en mode "internal timer", utilisé pour la plupart des mesures présentées au chapitre 6, elle est réglée par l'horloge interne de la caméra.

Les diagrammes des signaux sont donnés dans la Fig. 5.4.

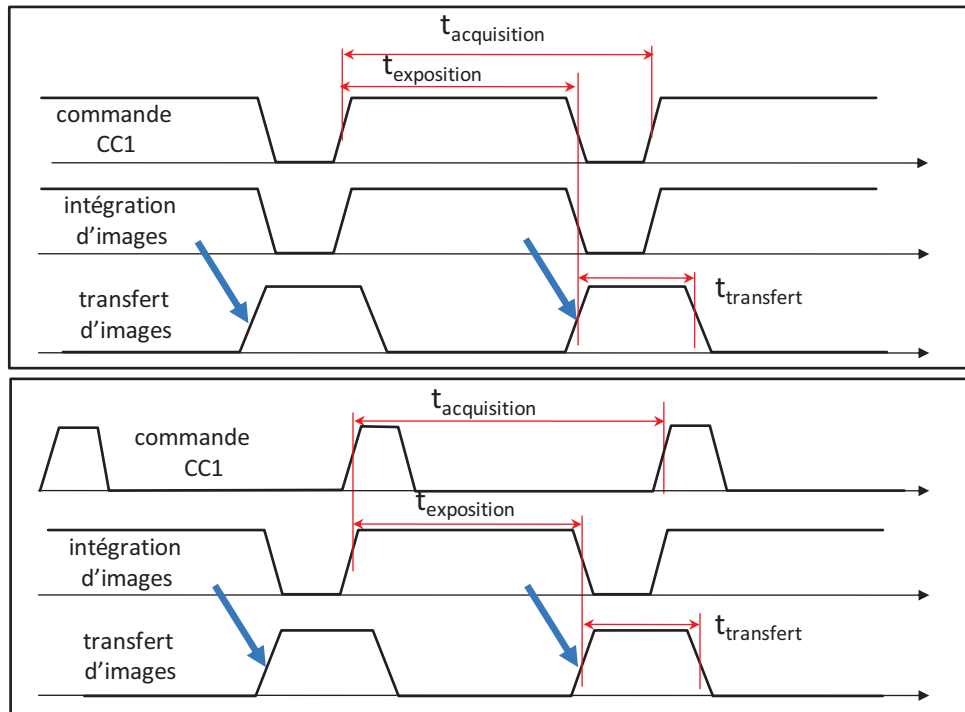


Figure 5.4: Diagramme de synchronisation de la caméra: en haut, fonctionnement "pulse width" ; en bas, fonctionnement "internal timer"

La cadence d'acquisition doit être supérieure à la durée de transfert des images, qui, selon la dimension de la zone d'intérêt, varie entre 2ms en plein champs et 38,5 μ s pour une ROI de 160 x 100 pixels.

5.1.3 Système standard en temps réel avec une caméra industrielle à balayage progressif (C)

Le premier système de mesure développé dans le cadre de la thèse, avant de commencer à travailler avec la caméra rapide Eosens, est un système d'interférométrie speckle basé sur l'utilisation d'une caméra industrielle Sony HR50. Il s'agit d'un montage d'IS en temps réel, commandé en LabView. Le système peut produire en temps réel des interférogrammes à intégration temporelle ou des interférogrammes de phase modulo 2π .

La caméra Sony HR50 utilisée dans ce montage est une caméra à capteur CCD, à balayage progressif de 60 images/s double vitesse. La taille du capteur est de 5,84 x 4,94 mm, avec 648 x 494 pixels carrés de côté 7,4 μ m.



Figure 5.5: Caméra Sony HR50

On utilise une carte NI IMAQ 1410, qui est une carte d'acquisition d'images monochromes à 4 voies, capable d'opérer avec des caméras vidéo standard et non standard. La carte d'acquisition de données utilisée est une NI DAQ 6221 ayant 2 sorties analogiques (16 bits, 833 kéch./s) et 8 E/S numériques corrélées (1 MHz). Les deux cartes sont synchronisées par le bus RTSI.

La vitesse d'acquisition étant réduite, 60 images/s, le décalage de phase est implémenté à l'aide d'un piézo-actionneur.

La caméra fonctionne en mode reset asynchrone. Dans ce mode, l'acquisition est initiée par un signal TTL externe fourni par la carte DAQ 6221, envoyé vers la carte d'acquisition. Ensuite, la carte envoie à la caméra un autre signal, EXT TRIG IN, afin de se synchroniser avec elle et de réinitialiser le balayage du capteur CCD. La durée du signal EXT TRIG IN pilote également le temps d'exposition de la caméra. Enfin, la caméra envoie vers la carte le signal vidéo et les signaux de synchronisation horizontaux et verticaux. Le schéma de commande est présenté dans la Fig. 5.4.

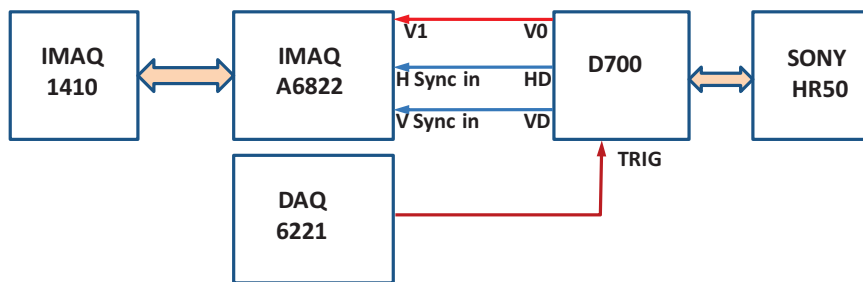


Figure 5.6: Diagramme des connexions fonctionnement en mode "asynchronous reset"

Le processus est piloté par un logiciel réalisé en Labview et décrit au chapitre 4.

La carte d'acquisition est initialisée et paramétrée en premier, pour qu'elle puisse recevoir le signal de commande de la part de la carte DAQ.

La carte IMAQ fonctionne en mode "acquisition continue", déclenchée par un signal externe - l'acquisition de chaque nouvelle trame est commandée par les impulsions provenant de la carte DAQ par le port RTSI.

La carte DAQ génère deux signaux :

- un signal TTL ("rearmed pulse", à partir du compteur interne) qui contrôle l'acquisition de chaque trame – transmis à la carte IMAQ par le port RTSI0 ;
- un signal analogique synchronisé avec le trigger d'acquisition qui est appliqué à l'actionneur PZT et qui crée le décalage de phase dans le bras de l'onde de référence.

5.2 Composants matériels

Les configurations rapides proposées sont basées, chacune, sur un montage interférométrique à sensibilité hors-plan intégrant le système optique ainsi qu'une caméra rapide, un ordinateur et un circuit de commande (carte DAC, carte d'acquisition d'images).

La caractéristique principale de ces systèmes est le couplage entre la vitesse d'acquisition des données provenant d'une caméra numérique de niveau moyen et la vitesse de traitement de données assurant des résultats en temps réel. Avec cette configuration on peut travailler à des hautes fréquences d'acquisition, bien au-delà de 10 KHz, dans des fenêtres d'acquisition de tailles adaptées.

Les principaux composants des systèmes de mesure sont:

- Un laser Nd-YAG continu monomode longitudinal de puissance 300mW (Axxion) ;
- Un modulateur de phase et son amplificateur de puissance ainsi que les dispositifs de positionnement (Thorlabs) pour la réalisation du décalage de phase temporel rapide ;
- un système optique comprenant un ensemble de composants optiques, électroniques et mécaniques ;
- une fibre optique monomode avec maintien de polarisation pour introduire l'onde de référence dans l'interféromètre et dispositifs de positionnement (Thorlabs) ;
- un ordinateur sous Windows XP avec une carte d'acquisition d'images ;
- deux générateurs de signal déphasables (master-slave) 33220A (Agilent) ;
- divers appareils électroniques associés (oscilloscopes, amplificateurs, sources d'alimentation) ;
- une table antivibratoire (TMC) sur suspension pneumatique ;
- un moniteur auxiliaire, câbles, connectique, supports mécaniques divers.

5.2.1 Schéma optique

Le schéma optique (commun pour les deux systèmes rapides) présenté en Figure 5.7 est basé sur un interféromètre à sensibilité hors plan.

Le faisceau émis par le laser est divisé à l'aide d'un miroir semi transparent. Dans le bras de l'onde de référence, le MEO est placé proche de la sortie du laser, pour éviter l'expansion du faisceau au delà du diamètre admissible. Un atténuateur est introduit avant l'entrée dans la fibre optique pour permettre de régler l'intensité de l'onde de référence.

Nous obtenons en sortie de la FO une source considérée comme ponctuelle générant une onde sphérique qui est orientée vers le capteur de la caméra.

L'onde objet diverge par le biais d'une lentille, éventuellement suivie d'une deuxième lentille collimatrice, afin de pouvoir illuminer la totalité de la surface. Elle est dirigée vers l'objet.

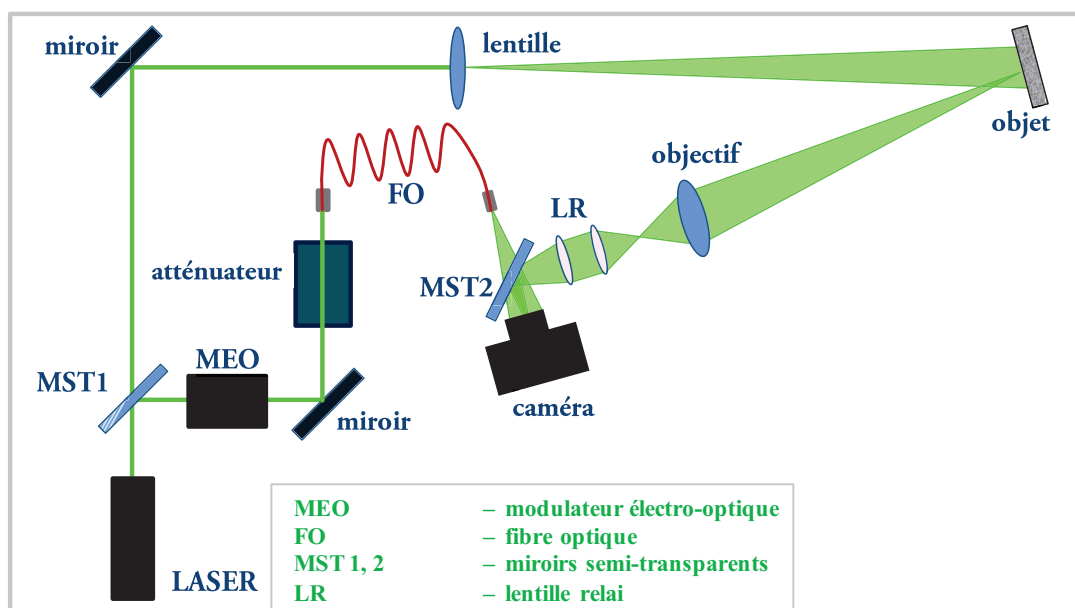


Figure 5.7: Montage optique

L'objectif de la caméra est déporté, pour permettre d'introduire dans l'interféromètre un miroir semi-transparent devant le capteur d'image. Une lentille relai derrière l'objectif permet de refocaliser l'onde objet dans le plan du capteur CMOS.

L'onde de référence et l'onde objet interfèrent et le champ d'interférence est échantillonné par le capteur CMOS de la caméra. L'interférogramme ainsi généré est ensuite enregistré. La caméra code l'information sur 8 bits ce qui représente une dynamique de 256 niveaux de gris.

Quelques paramètres des systèmes rapides sont présentés dans le tableau 5.1 :

Description	Valeur
Taille maximale de la fenêtre d'acquisition	1280 x 1024 pixels
Fréquence d'acquisition	500 images/s
Temps d'exposition	2 μ s
Distance objet - caméra	1 m

Tableau 5.1: Quelques paramètres des systèmes rapides

Les principaux composants des deux implémentations différentes du système sont décrits en détail dans les sections suivantes.

5.2.2 Principaux composants communs

5.2.2.1 Laser

On utilise une source laser à solide DPSS compacte Nd-YAG doublé en fréquence à émission continue, de longueur d'onde 532 nm et puissance 300 mW, produite par la société Oxxius (Fig. 5.6).

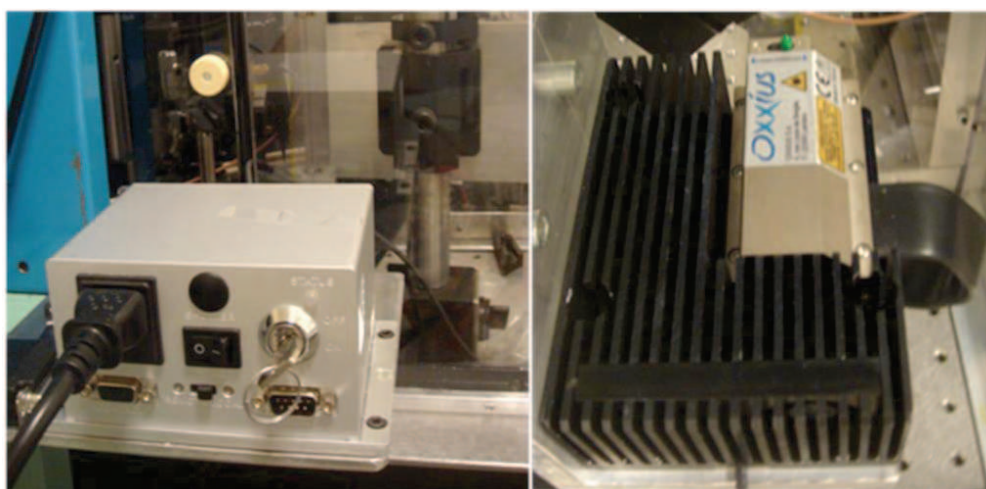


Figure 5.8: Source laser avec le bloc d'alimentation et module de dissipation thermique

Ses caractéristiques principales sont :

- Émission monomode longitudinal SLM ;
- Longueur de cohérence > 10 m ;
- Faible bruit : < 0.2 % RMS ;
- Variation de la longueur d'onde < 1 nm.

La cavité laser de la source est de type "alignment-free monolithic resonator". En utilisant une technique de contactage optique, les éléments de la cavité sont assemblés dans une seule pièce, ce qui permet d'avoir des pertes optiques minimales. Les forces d'adhésion entre les deux faces en contact d'un cristal optique créent une force de liaison extrêmement solide et résistante dans la durée ; elle est également insensible aux vibrations et aux changements de température. En déposant des miroirs diélectriques sur les faces des cristaux, on obtient une cavité laser monolithique complète, sans pièces mobiles.

Ce type de cavité laser garantit une bonne longueur de cohérence, la largeur de bande spectrale réduite, la stabilité de la fréquence et l'opération sans saut de mode.

5.2.2.2 Caméra

La caméra est un élément fondamental du système de mesure. Pour accomplir les pré-requis exposés au début du chapitre, il est nécessaire d'intégrer dans le système de mesure une caméra avec capacité de transfert de données à haute vitesse.

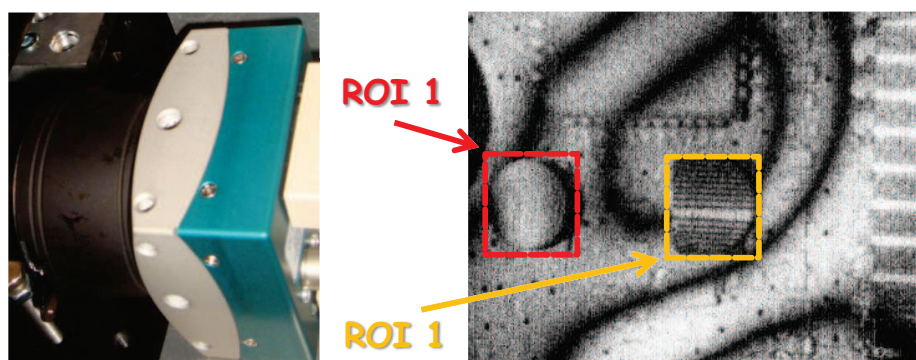


Figure 5.9: (à gauche) Caméra rapide Eosens MC1362 ; (à droite) acquisition dans des fenêtres d'intérêt multiples des régions de l'objet ayant des résonances locales (TAV)

La caméra Eosens MC1362 (Mikrotron) est une caméra rapide de moyenne gamme, capable d'acquérir à une cadence de 500 images/s en champ complet (1280 x 1024 pixels). La vitesse d'acquisition peut monter jusqu'à 100 000 images/s pour une fenêtre minimale de 10 x 8 pixels.

Les dimensions du capteur CMOS sont de 15,36 x 12,29 mm, avec des pixels carrés de 12 μm . Le facteur de remplissage des pixels est de 40 %, la surface photosensible étant de 10,5 x 6,5 μm . Un avantage important de ce modèle de caméra est sa sensibilité élevée – 2 500 ISO/ASA. L'obturateur global électronique permet des temps très courts d'exposition, jusqu'à 2 μs . La possibilité d'adresser des pixels arbitraires du capteur ou bien de 1 à 4

régions d'intérêt représente un autre atout important. Il permet d'envisager un échantillonnage arbitraire de l'espace occupé par l'objet, afin d'obtenir des fenêtres d'acquisition centrées sur des phénomènes vibratoires locaux de la surface analysée.

Le paramétrage de la caméra est fait à l'aide des "profiles" – fichiers de configuration stockés dans les registres mémoire de la caméra. Les profiles peuvent être modifiés par l'intermédiaire d'une interface utilisateur fournie par le constructeur et présentée en Annexe. Le paramétrage de la carte d'acquisition est réalisé à l'aide du même outil.

Dans le montage de mesure réalisé, la caméra fonctionne dans l'un des modes "Acquisition commandée par un signal externe" (TTL), en largeur d'impulsion ou avec obturateur interne. Dans ces modes, l'exposition de chaque trame est déclenchée par un signal externe et l'image est transférée juste après l'exposition. Entre l'impulsion TTL et le début de la période d'exposition il y a un retard constant de 10 μ s. La durée d'exposition est réglée soit par la largeur des impulsions TTL externes (sans obturateur) soit par l'horloge interne.

L'exposition de la trame suivante peut être déclenchée durant le transfert de la dernière image acquise ou à un moment ultérieur.

5.2.2.3 Carte d'acquisition de données

La carte d'acquisition de données utilisée, NI DAQ 6251 (Fig. 5.8) possède une interface PCI Express x16 destinée aux applications de grande vitesse, avec 8 E/S numériques corrélées à 10 MHz ; 2 AO16 bits, (2,8 Méch./s) et 24 E/S numériques.



Figure 5.10: Carte E/S de signal NI DAQ 6251

Le paramétrage de la carte d'acquisition de données est réalisé à l'aide du logiciel Measurement & Automation, développé par National Instruments. La commande est effectuée à l'aide des programmes développées durant la thèse dans l'environnement Labview.

5.2.2.4 Modulateur électro optique

Le décalage de phase est implémenté par l'intermédiaire d'un modulateur de phase électro-optique de Thorlabs, constitué d'une cellule de Pockels composée de deux cristaux de niobate de lithium (LiNbO₃) placés dans un boîtier compact avec un connecteur d'entrée RF.



Figure 5.11: Modulateur électro optique

Il fournit un décalage variable de phase sur un faisceau polarisé linéairement, en fonction de la tension de commande appliquée.

L'alimentation du MEO est faite par l'intermédiaire de l'amplificateur haute tension HVA200 de Thorlabs.

5.2.2.5 Excitation

L'excitation de l'objet est réalisée par l'intermédiaire d'un actionneur PZT commandé en tension. Le signal d'excitation est généré soit par un générateur HP 33220A, soit par la carte d'acquisition de données NI DAQ 6251.

5.2.3 Principaux composants spécifiques

5.2.3.1 Le système (A) ; la carte d'acquisition NI IMAQ 1429

La carte IMAQ 1429 de NI est une carte PCIe conçue pour les applications industrielles de vision et de traitement d'images qui nécessitent un débit de données élevé.

La connexion entre la caméra et la carte d'acquisition est réalisée par une interface Camera Link conçue spécialement pour les applications nécessitant des transferts de données rapides. La vitesse maximale de transfert est de 660 Mb/s.

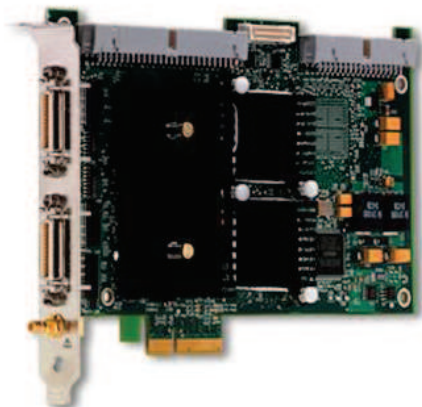


Figure 5.12: Carte d'acquisition NI IMAQ 1429

La carte est connectée un boîtier d'extension qui permet d'implémenter la logique de commande (entrées / sorties TTL).

5.2.3.2 Le système (B) ; la carte d'acquisition Inspecta 5

La caméra est connectée à une carte d'acquisition INSPECTA 5, produite par Mikrotron. Il s'agit d'une carte à interface PCI de 64 bit, avec mémoire embarquée de 1 GB. La connexion avec la caméra est réalisée via une interface Camera Link, avec un transfert des données vidéo jusqu'à 10x8 bits.

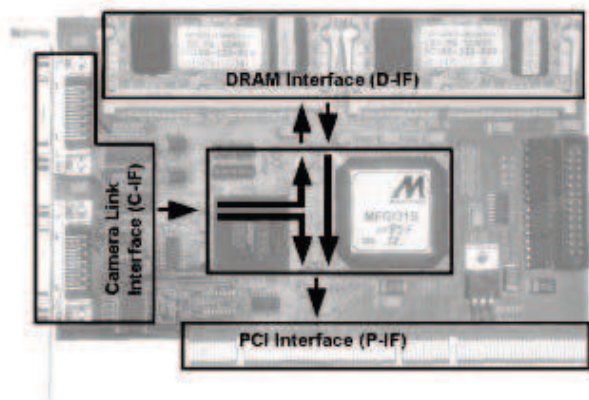


Figure 5.13: Carte d'acquisition d'images Inspecta5

Les interfaces (notées selon leur fonction) sont marquées sur le schéma ci-dessous, ainsi que leurs rôles dans le flux des données :

- Interface-C (Caméra) – source, 80 Bit
- Interface-D (DRAM) – source et destination, 64 Bit
- Interface-P (PCI) – destination, 32/64 Bit

La carte d'acquisition a 4 sorties programmables pour le contrôle de la caméra, synchronisation, etc. et quatre entrées pour signaux trigger externe.

5.3 Erreurs liées au système de mesure

5.3.1 Sensibilité par rapport aux conditions aux limites

Les modes de vibration ainsi que les fréquences, en particulier pour les modes couplés, sont très sensibles par rapport aux conditions aux limites (supports, position de l'excitateur, force de contact en absence du signal excitateur).

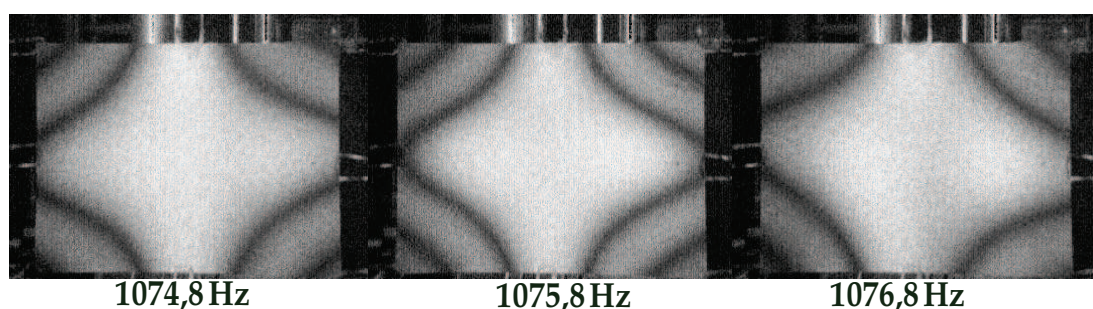


Figure 5.14: Influence de la position d'excitation sur le mode de vibration

Les interférogrammes présentés en Fig. 5.14 montrent la variation de la fréquence propre détectée avec la position du point d'excitation.

Pour assurer la traçabilité des résultats et leur répétabilité la conception du support du spécimen de mesure doit être très soignée. Dans des cas extrêmes, lorsqu'il s'agit de structures destinées à étalonner des systèmes de mesure, la meilleure solution est de réaliser une structure intégrée monolithique incluant le spécimen, le support et l'excitateur (ce dernier pouvant éventuellement être constitué par un ou plusieurs actionneurs piézoélectriques).

5.3.2 Limites de la vitesse d'acquisition, temps d'exposition

Dans sa configuration actuelle, le système de mesure est capable d'effectuer des mesures à une vitesse de 26 000 images/s dans une fenêtre d'approximativement 100 x 100 pixels. L'intégration d'une caméra plus rapide dans le système permettrait d'accroître la résolution temporelle et éventuellement la résolution spatiale lors de l'acquisition. Des capteurs CCD ou CMOS rapides, avec des cadences de plusieurs centaines de kHz, sont disponibles sur le marché, mais à des prix prohibitifs.

Egalement, l'acquisition à des cadences plus élevées implique une réduction inhérente du temps d'exposition de chaque interférogramme et, donc, une baisse proportionnelle de l'énergie intégrée par le capteur d'image. Ainsi, pour une cadence de 100 000 images/s, le temps d'exposition doit être inférieur à 10 μ s ; ce qui requiert une source laser de puissance supérieure à 1 W.

5.3.3 Aspects liés à la géométrie du système

Des erreurs concernant la résolution spatiale peuvent être introduites par les distorsions produites par l'objectif de la caméra. Ces distorsions sont décrites par les paramètres intrinsèques de la caméra, qui doivent être estimés avant les mesures afin de pouvoir éventuellement compenser les distorsions.

La résolution spatiale des champs des données est affectée par le bruit de speckles, inévitable dans les techniques, y compris la vibrométrie Doppler, utilisant un éclairage laser. Différentes méthodes [69] sont utilisées pour réduire les effets de ce phénomène.

Les dimensions des speckles diminuent lorsque l'ouverture numérique de l'objectif est plus grande, mais le contraste des franges décroît. Un bon compromis est réalisé pour des speckles ayant des dimensions transversales de l'ordre de 1-2 pixels.

Le bruit de speckles apporte, mise à part les incertitudes concernant les coordonnées des points représentés par l'interférogramme, une incertitude supplémentaire de mesure concernant la valeur de l'amplitude de vibration calculée. L'importance de cette incertitude est variable en fonction du nombre de franges qui couvrent l'objet, des dimensions des speckles et de la méthode d'obtention du tableau de franges ainsi que la méthode d'obtention de la distribution des phases ou des amplitudes à partir du tableau de franges.

Lors de l'enregistrement d'un interférogramme TAV, le bruit de speckles peut être réduit en moyennant un nombre de N hologrammes avec des speckles incohérents. Les interférogrammes peuvent être obtenus en tournant, par exemple, le faisceau d'éclairage de l'objet autour de son propre axe. La réduction du bruit sera alors de l'ordre de \sqrt{N} . Différentes techniques de filtrage sont utilisées pour débruiter les distributions de phase obtenues par interférométrie de speckle, et sont cruciales lorsqu'on s'intéresse aux dérivées des données expérimentales.

Pour le cas des déplacements plus grands, on peut également rencontrer, dans la phase de traitement des données expérimentales, les effets néfastes de la décorrelation des speckles. En effet, l'équation d'intensité Eq. 2.19 est uniquement valable dans l'hypothèse des petites déformations – où la différence entre l'état de référence et l'état vibratoire se réduit à la variation de la phase du speckle. Dans le cas contraire, quand le déplacement est plus grand que la dimension des speckles, l'état final n'est plus corrélé à l'état de référence, ce qui entraîne la disparition de l'interférence.

Chapitre 6

Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre on présente le fonctionnement du système d'IS rapide réalisé dans ce travail. Nous présentons d'abord la finalité des essais, les structures mécaniques testées et les conditions expérimentales. Les résultats expérimentaux et les traitements des données, y compris pour l'estimation des paramètres vibratoires, sont présentés et discutés dans la suite.

6.1 Présentation générale

Les mesures effectuées visent à démontrer que le système est capable de dépasser les systèmes d'IS à laser continu classiques et de fournir les données nécessaires pour caractériser le comportement dynamique d'un objet. Du point de vue mécanique, les conditions d'essai testées ont été les suivantes:

- Vibration stationnaire entretenue mono-fréquence ;
- Vibration libre amortie suite à un choc mécanique ;
- Vibration entretenue avec une forme d'onde arbitraire ;
- Sollicitation dynamique par une séquence d'échelons de force de faibles valeurs ;
- Sollicitation dynamique par un échelon de force de valeur importante.

Les deux derniers cas produisent des sollicitations aux cours desquelles apparaissent des situations transitoires, caractérisées par des déformations accompagnées de vibrations sur plusieurs fréquences. Leur mesure par IS avec un laser continu est un challenge important.

Dans le cas des mesures effectuées avec le système à décalage de phase à une cadence de 26 000 images/s, les distributions de phase ont été calculées soit à partir de 4 corrélogrammes successifs selon l'algorithme standard à 4 pas (6 500 mesures/s), soit à partir des paires d'images consécutives (décalage à 2 pas, 13 000 mesures/s). Dans les deux cas, on utilise pour le calcul des interférogrammes les champs orthogonaux de référence, obtenus soit

avec l'objet en repos soit en vibration. Nous avons aussi appliqué les deux types de calcul de manière glissante de 1 en 1, ce qui assure une cadence de 26 000 mesures par seconde.

Le système d'IS réalisé nous a permis d'obtenir des résultats probants concernant:

- Le suivi temporel interférométrique des champs d'amplitudes de vibrations amorties suite à un choc mécanique, avec mesure de l'histoire temporelle du champ d'amplitudes, la mesure de l'amortissement et la mesure du champ de phases (mécaniques) vibratoires ;
- La mesure interférométrique du rebondissement accompagné de vibrations multi-fréquence qui se produit lors de l'utilisation des actionneurs piézoélectriques sur lesquels on agit avec un signal en échelons de tensions continues ;
- Le suivi temporel interférométrique plein champ d'une vibration ayant une forme d'onde arbitraire ;
- Le suivi temporel plein champ d'une vibration harmonique (amplitudes, phases) ;
- Le suivi temporel plein champ de la déformation dynamique produite par un échelon de force de valeur importante.

Dans tous les cas on peut exploiter les histoires temporelles obtenues simultanément pour tous les pixels visualisés. Cela va faire apparaître dans ce chapitre non seulement des images de franges de type TAV et des images de phase repliée ou dépliée, typiques pour l'IS, mais aussi des représentations temporelles de type $y = f(t)$, pour certains pixels qui peuvent présenter un intérêt particulier.

Le grand volume de résultats concernant des déplacements $d = d(x, y, z)$ peut aussi être exposé sous forme de présentations multimédia, par exemple des films (avi ou d'autres formats), qui ne peuvent être inclus ici.

Les images primaires ont été exploitées dans un environnement Matlab, en utilisant des logiciels dédiés, développés au sein du laboratoire.

La plupart des essais, visant la caractérisation des possibilités de mesure offertes par le système réalisé dans l'étude du comportement dynamique d'une structure, ont été effectuées sur une lamelle métallique d'un contacteur d'un appareil photographique. La lamelle est encastrée sur le bord gauche, comme présenté en Fig. 6.1. Les dimensions sont 3 x 10 mm et la section constante, à l'exception de la pastille de contact située à droite.

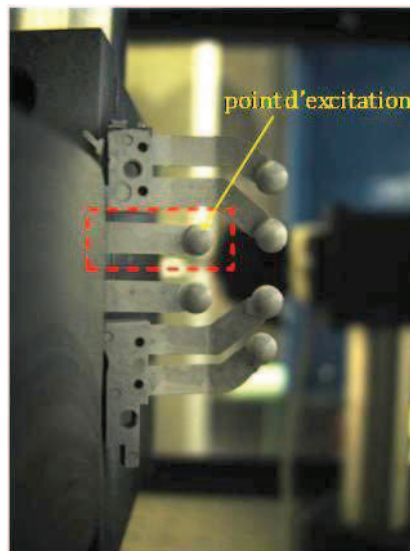


Figure 6.1: Objet soumis aux essais

L'excitation est réalisée par un actionneur piézoélectrique commandé par un générateur de signal ou par une sortie analogique de la carte d'acquisition du PC. Ce signal peut être synchronisé avec le décalage de phase temporel et avec l'acquisition des images, comme expliqué au chapitre 3. Plusieurs séries de tests ont été effectués, avec et sans décalage temporel de phase.

6.2 Vibration stationnaire entretenue mono-fréquence

6.2.1 Mesures avec décalage de phase à 4 pas

Dans la suite, on présente les résultats expérimentaux obtenus avec le système à décalage de phase pour le cas d'une vibration sinusoïdale entretenue de l'objet.

Les paramètres d'acquisition sont donnés dans le tableau 6.1:

Vitesse d'acquisition	26 007,8 images/s
Période du cycle de décalage de phase	153,6 μ s
Temps d'exposition (shutter)	30 μ s
Fenêtre d'acquisition	60 x 160 pixels (~5 x 13 mm)

Tableau 6.1: Paramètres d'acquisition pour la vibration stationnaire

La fréquence d'excitation est de 138,3 Hz. Avec les paramètres présentés on obtient 188 images primaires par période de vibration (soit 47 mesures/cycle avec le décalage de 4

pas appliqué, ou bien 94 mesures/cycle en appliquant le traitement propre au décalage de 2 pas).

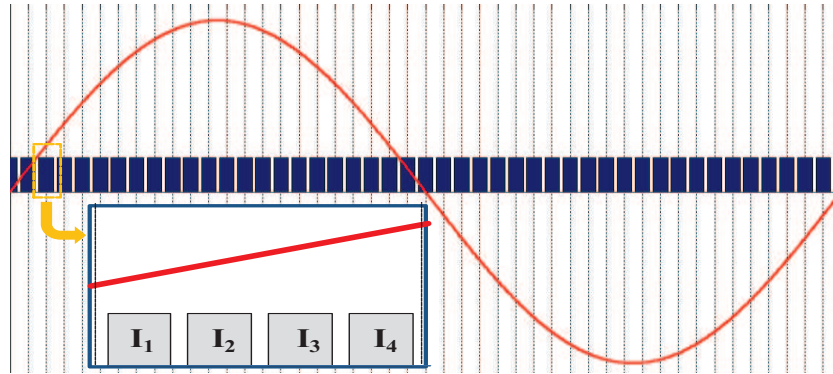


Figure 6.2: Échantillonnage du signal de vibration - décalage à 4 pas

La Fig. 6.3 présente trois interférogrammes speckle calculés pour différents instants de la vibration selon Eq. 2.37 à partir de séries de quatre images primaires, acquises à une fréquence de 9 kHz pour la vibration sinusoïdale de la surface testée.

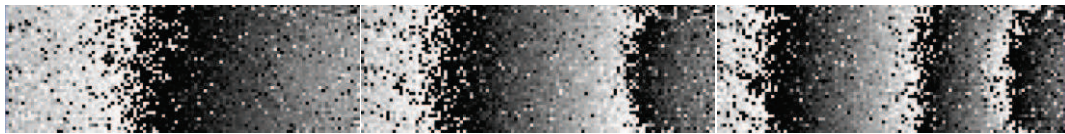


Figure 6.3: Distributions de phase repliée obtenues avec le décalage temporel

Nous avons aussi appliqué l'algorithme à 2 pas avec un décalage de phase de $\Delta\Phi_R = \frac{\pi}{2}$, comme expliqué au chapitre 4.

6.2.1.1 Traitement 2D (spatial)

En vue du traitement numérique, on a extrait des images primaires la zone d'intérêt, ayant une dimension de 111 x 41 pixels. La phase repliée 2D est obtenue à partir des séries d'images primaires en appliquant Eq. 3.3.

Ensuite, en appliquant un algorithme de déplieement de phase 2D, on peut remonter aux champs des amplitudes instantanées de vibration:

$$d_v(x, y, t) = A_v \sin(2\pi ft) = \frac{\lambda}{4\pi} \varphi_v(x, y, t) \quad (6.1)$$

où la notation $\varphi_v(x, y, t)$ désigne la phase dépliée.

Les résultats obtenus – distributions de phase repliée, dépliée et le profil transversal à l'instant de la vibration $t \approx \frac{T_v}{4}$ sont présentés en Figure 6.4.

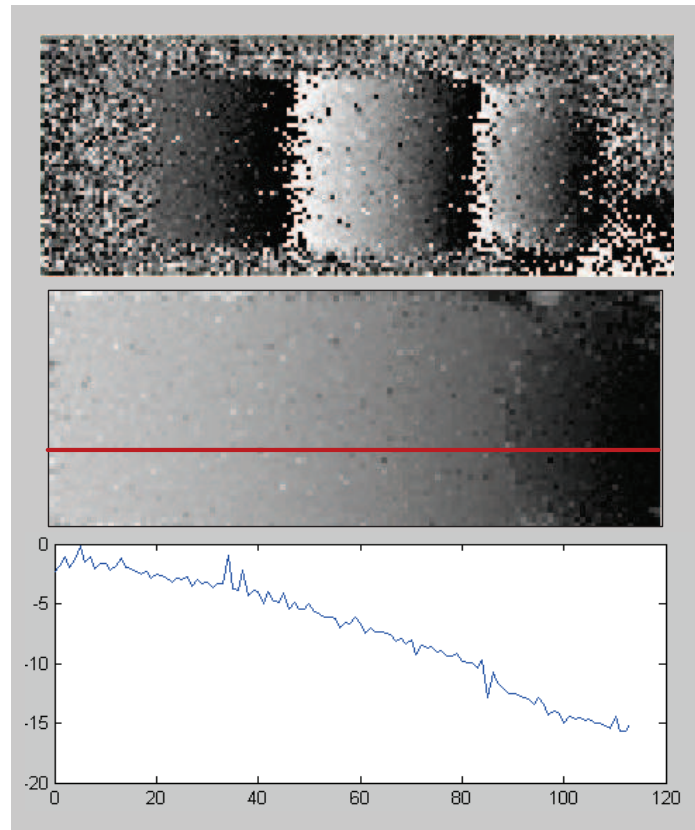


Figure 6.4: Distributions de phase optique (4 bucket), exprimée en radians - (en haut) phase repliée ; (au milieu) phase dépliée et (en bas) profil transversal

Traitement TTAV

La méthode de l'interférométrie speckle à intégration temporelle à haute résolution spatiale [14] développée dans notre laboratoire est utilisée afin de filtrer le bruit de speckle qui couvre les franges.

Pour cela les champs orthogonaux correspondant à l'état vibratoire et à celui de référence sont obtenus à partir des sommes des specklegrammes correspondant à différentes valeurs du décalage de phase. L'intensité de l'hologramme TAV est calculée avec les Eq. 3.13 et 3.14. Le résultat est montré dans Fig. 6.5.

Les distributions d'amplitudes de vibration peuvent ensuite être calculées en appliquant la méthode d'indexation des franges noires et l'inversion locale de la fonction Bessel [70].

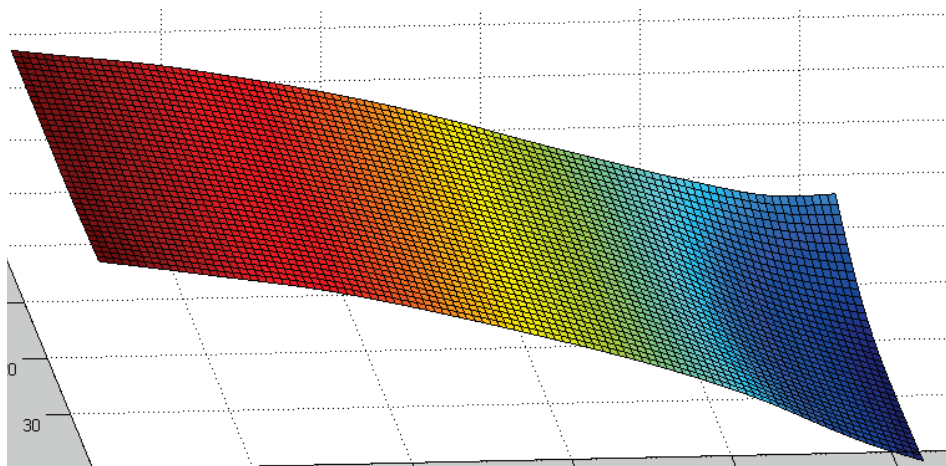
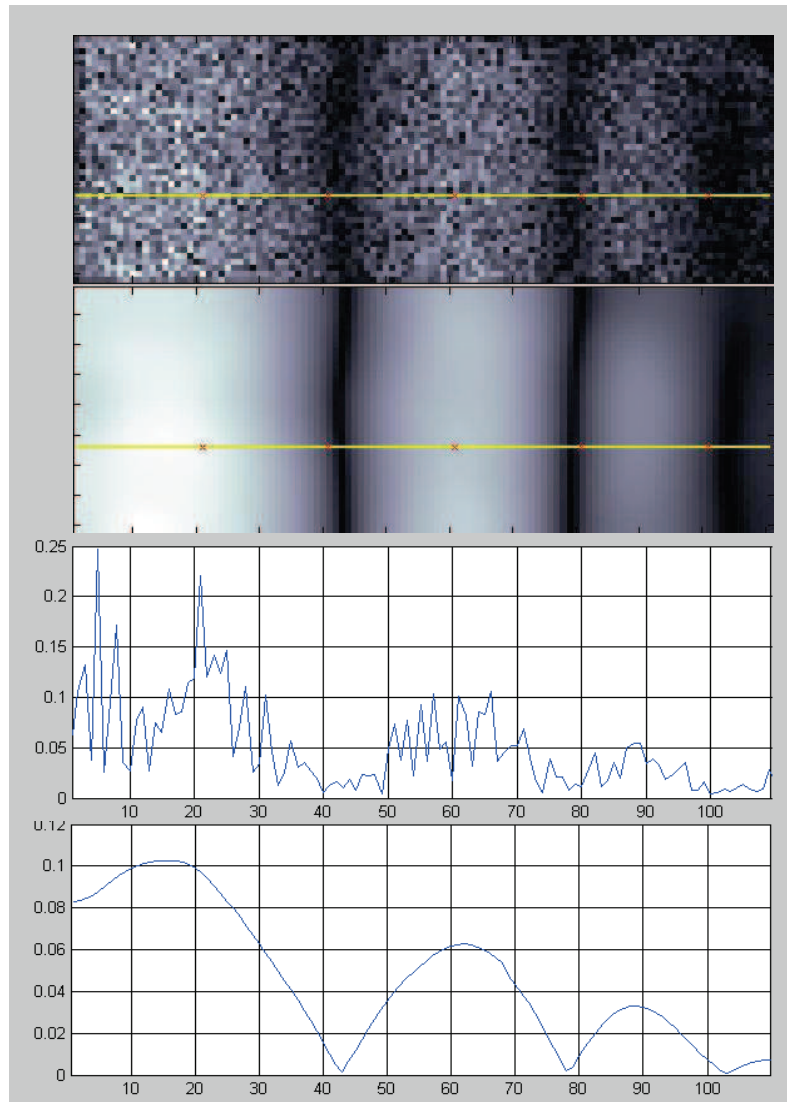


Figure 6.5: Hologrammes TAV et TTAV et profils transversaux ; en bas, carte dépliée des amplitudes de vibration - micromètres vs. pixels

6.2.1.2 Traitement 1D (temporel)

Dans la suite, on travaille avec des données unidimensionnelles (correspondant aux histoires temporelles des points individuels de la surface analysée).

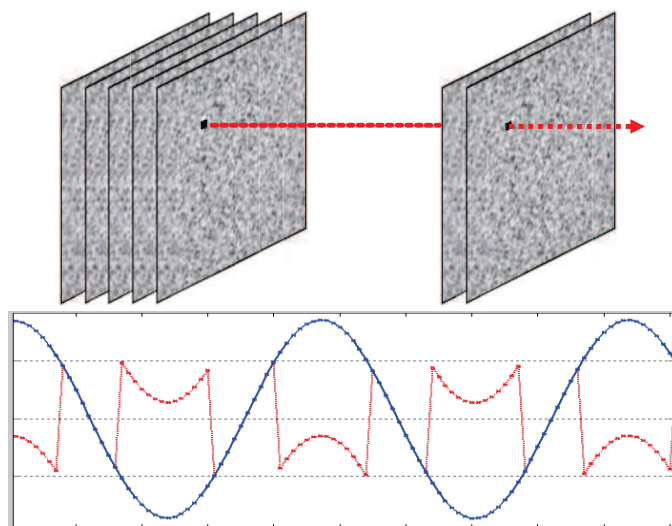


Figure 6.6: (en haut) - Histoire temporelle d'un pixel ; (en bas) - Phases repliée et dépliée

Les données sont filtrées pour éliminer le bruit de mesure et ensuite on peut calculer la variation de phase repliée au niveau des pixels pour toute la durée de mesure.

Un dépliement de phase unidimensionnel est appliqué afin d'extraire la phase optique liée à la vibration de la surface. On présente en Fig. 6.7 l'évolution de la phase – pour quatre points situés sur la ligne médiane de la surface analysée – ainsi qu'un schéma qui illustre la déformée opérationnelle de la surface. On fait la remarque que, dans le cas analysé, on a excité l'objet à une fréquence proche de sa première fréquence propre – d'où la déformée opérationnelle qui s'approche du premier mode de vibration théorique.

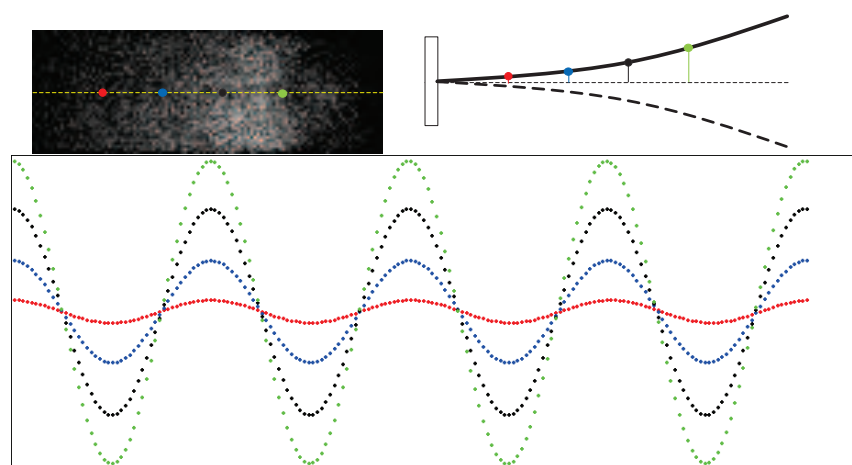


Figure 6.7: Suivi temporel de la phase des points sur la ligne médiane de la plaque

Après avoir obtenu les histoires temporelles de tous les pixels de la surface, on peut construire les distributions d'amplitudes de vibration sur toute la surface de l'objet pour chaque instant t de mesure (Fig. 6.8 a).

Une réussite remarquable de cette implémentation est l'accès aux distributions des phases relatives de vibration. Effectivement, étant donné qu'on a l'information sur l'évolution temporelle du déplacement hors plan de la surface durant la période de vibration et pour chaque pixel, on peut reconstruire la carte des phases de vibration en comparant le décalage de phase dans les histoires temporelles (Fig. 6.8 b).

Cela permet, dans le cas où l'on mesure la variation temporelle de la force appliquée, de calculer les fonctions de réponse en fréquence pour un nombre important de points de la surface et donc de faire l'analyse modale détaillée, pixel par pixel, du spécimen testé.

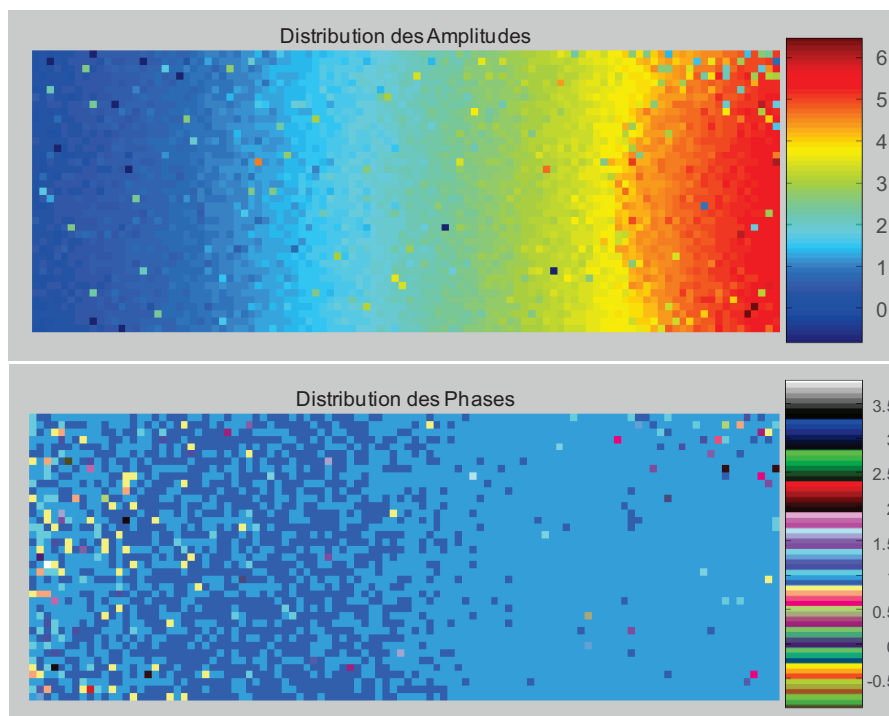


Figure 6.8: Distribution (en haut) - des amplitudes et (en bas) - des phases de vibrations (sans filtrage). Valeurs exprimées en radians.

6.2.2 Mesures avec décalage de phase à 2 pas

Pour augmenter la vitesse d'acquisition, il est nécessaire de réduire le nombre d'images primaires nécessaires pour l'obtention de la phase mécanique de l'objet. Pour cela, on applique l'algorithme de décalage de phase à 2 pas, comme présenté dans la section 4.1.2 du mémoire.

Les composantes orthogonales de la phase à un instant t_k de la vibration seront donc obtenues avec: $C_v = I_k - I_0$ et $S_v = I_{k+1} - I_0$, où l'intensité I_0 est calculée à partir de l'état de référence.

La méthode d'estimation de la phase est appliquée aux images primaires acquises (les paramètres d'acquisition sont les mêmes que pour les mesures décrites dans la section 6.2.1). On a une série de 1 000 images enregistrées avec 186 images par période de vibration.

Après le traitement des données, on obtient :

- la variation de phase repliée en Fig. 6.9 et respectivement dépliée en Fig. 6.10, relative à l'état de référence, pour une période complète de vibration (93 mesures à décalage à 2 pas)

- la vitesse de la variation de phase pour une période complète de vibration en Fig. 6.11.

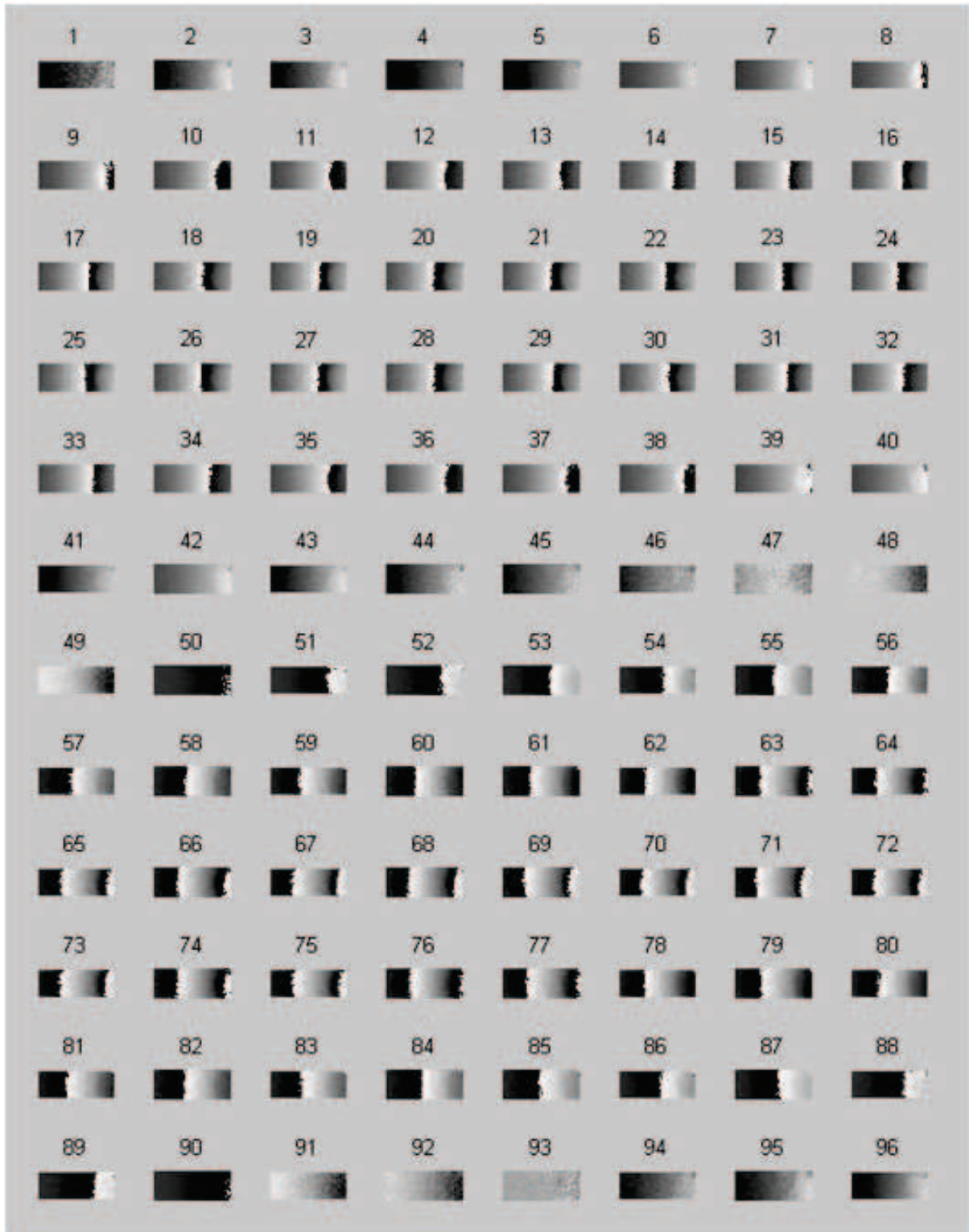


Figure 6.9: Suivi temporel de la vibration - distributions de phase repliée

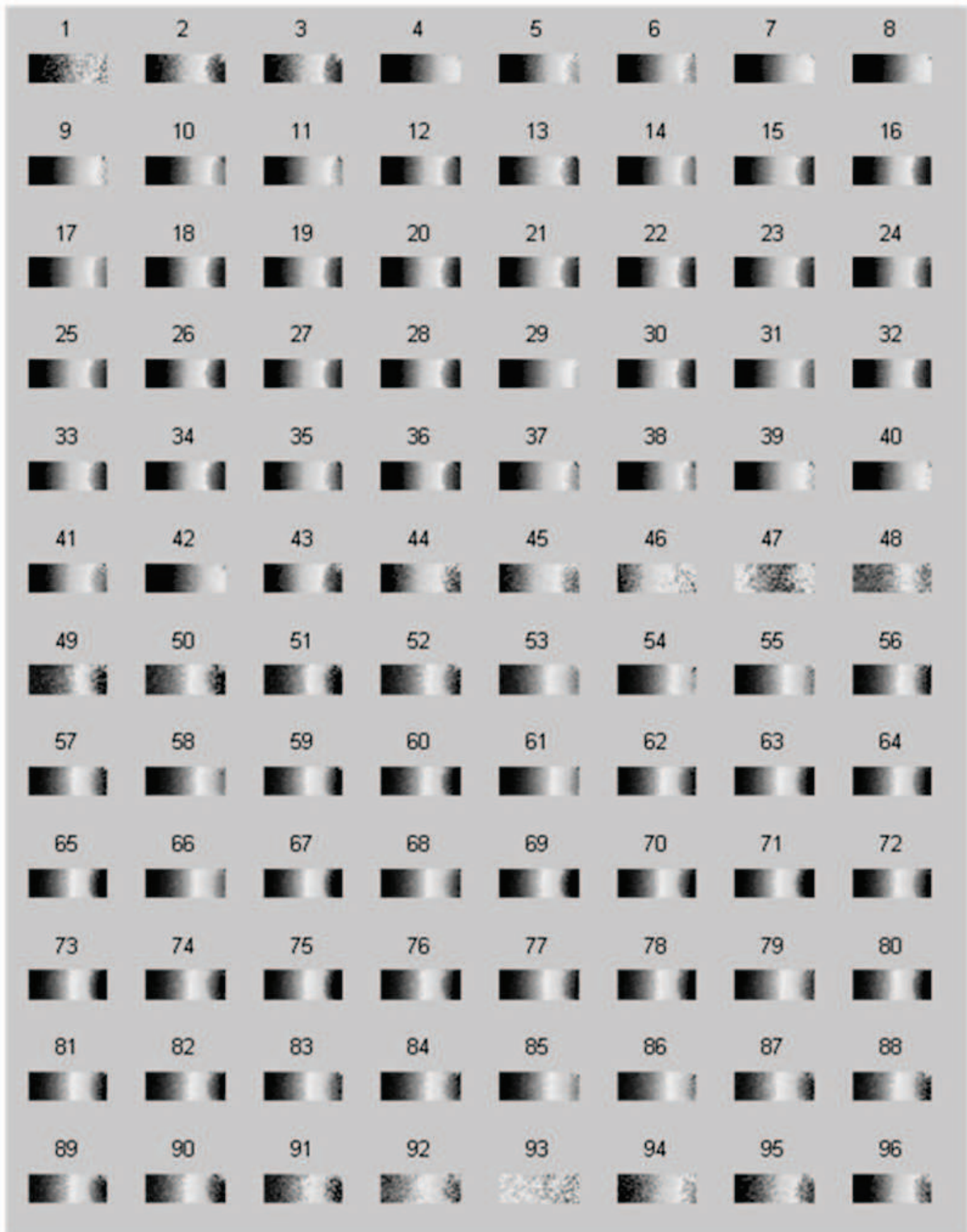


Figure 6.10: Suivi temporel de la vibration - distributions de phase dépliée

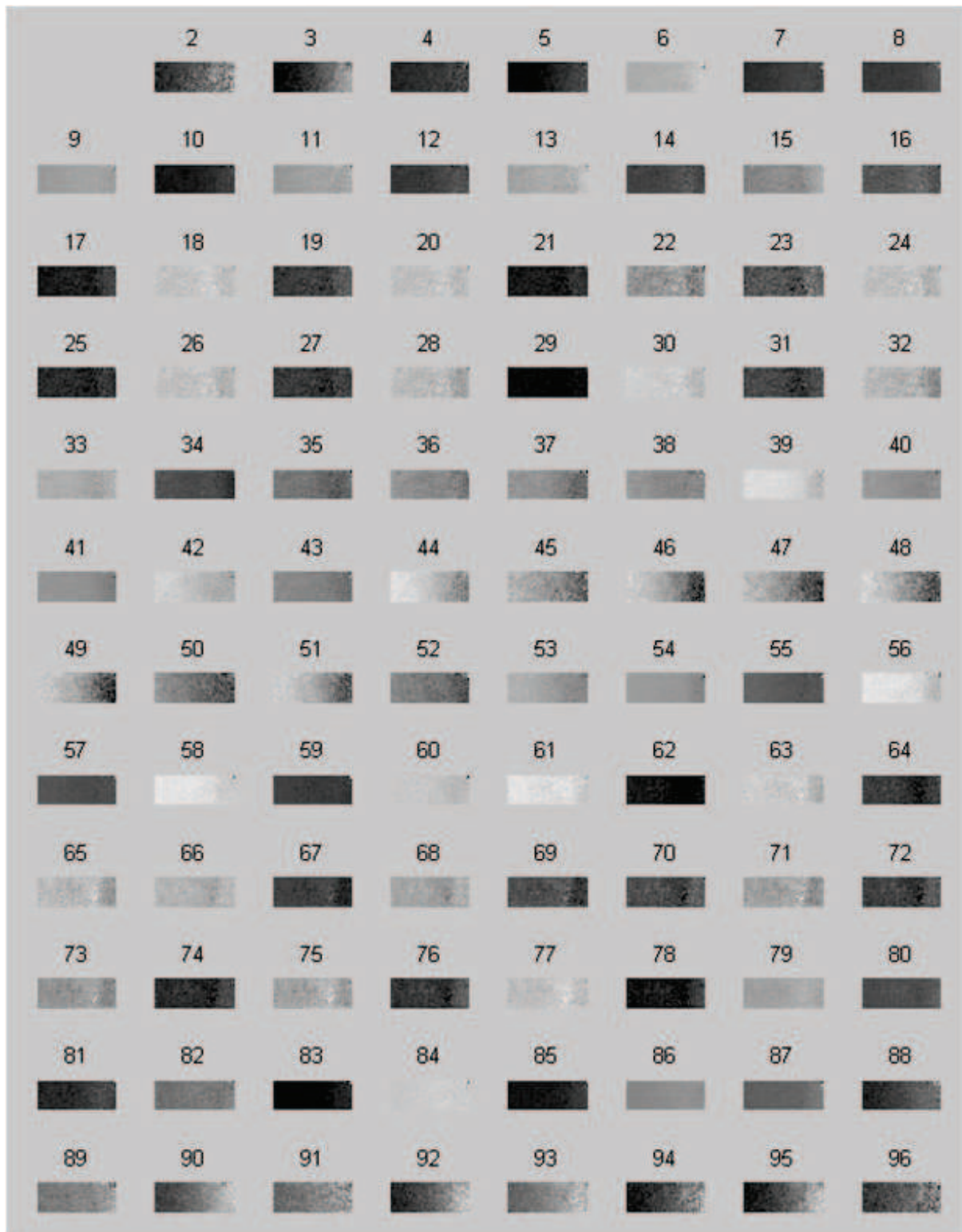


Figure 6.11: Suivi temporel de la vibration - distributions de la vitesse de variation de phase

6.2.3 Mesures sans décalage de phase

L'acquisition est faite avec les mêmes paramètres que pour les essais à décalage de phase - fenêtre de 160 x 60 pixels ; cadence de la caméra de 26 007,8 images/s ($t_{ech} = 38,5\mu s$ et $t_{exp} = 30 \mu s$) ; fréquence de vibration de 138,15Hz.

L'histoire temporelle des pixels analysés est filtrée, afin d'éliminer le bruit de mesure (Fig. 6.12) et ensuite on applique la procédure décrite dans le chapitre 4 afin d'extraire la phase objet.

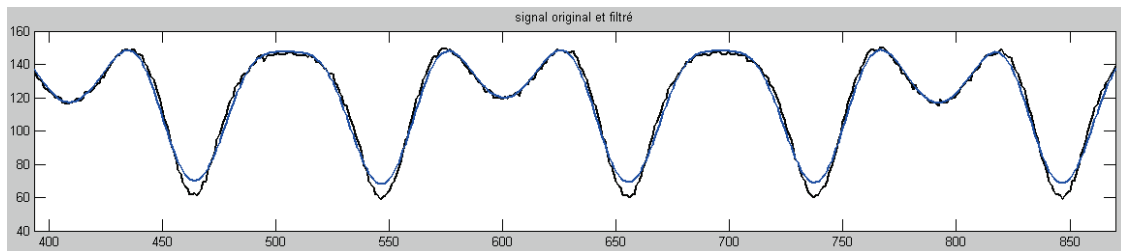


Figure 6.12: Histoire temporelle - signal original et filtré

Une fois qu'on a déterminé la variation de phase liée à la vibration de l'objet pour tous les points de la surface, les cartes d'amplitude et de phase de vibration peuvent être obtenues (comme présenté dans la section 6.2.1.2).

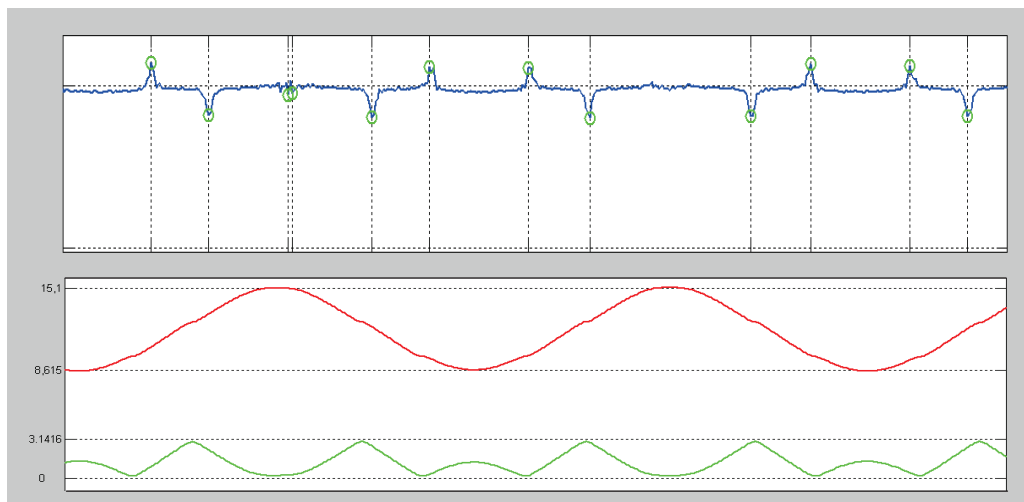


Figure 6.13: (en haut) Pics de la 2eme dérivée du signal ; (en bas) Phase estimée - repliée (en bas) et dépliée (en haut)

6.3 Vibration libre amortie suite à un choc mécanique

6.3.1 Mesures sans décalage de phase

L'excitation est réalisée par un choc produit en frappant par derrière la lamelle avec un petit corps métallique. La cadence de la caméra est de 15 600 images/s (temps d'exposition de $50\mu\text{s}$), sans aucun décalage de phase. Les séries d'images acquises sont analysées pixel par pixel.

Dans la suite on présente la procédure utilisée pour calculer les paramètres de vibration pour un point arbitraire de la surface de l'objet testé. On cherche à déterminer :

- la fréquence de la vibration libre ;
- l'amortissement (ou le facteur de qualité) ;
- la distribution des amplitudes (x, y, t) ;
- les phases de vibration (x, y, t) .

Estimation de la fréquence de vibration et de l'amortissement

Les histoires temporelles des pixels contiennent 21 840 valeurs, correspondant à une période totale de mesure de 1,4 s. Comme on peut voir dans les détails de la Figure 6.14, le signal d'intensité correspondant à un pixel est bruité, principalement par le bruit électronique de la caméra. On choisit d'appliquer un filtrage passe-bas Savitzky-Golay. C'est un filtre optimal, paramétrable et qui produit en général des résultats dérivables.

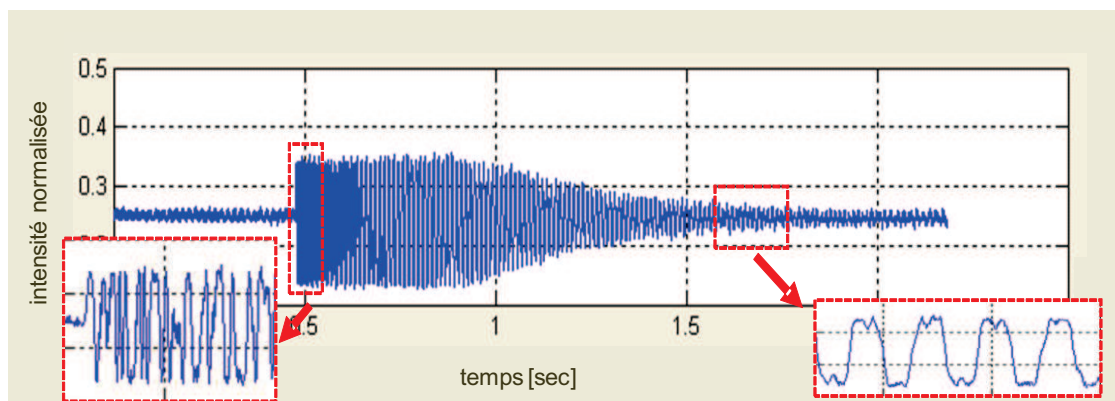


Figure 6.14: Histoire temporelle (avec détails) d'un pixel du signal original

La méthode Savitzky-Golay revient à ajuster localement un polynôme d'ordre k avec une série de valeurs (au minimum $k+1$ valeurs qui sont traitées comme si elles étaient distribuées également dans la série) pour déterminer la valeur lissée dans chaque point.

L'avantage principal de ce filtre est le fait qu'il préserve les caractéristiques de la distribution – tel que les maximums et les minimums relatifs – qui sont "aplaties" par d'autres techniques de filtrage. Ce type de filtre est utilisé généralement pour le lissage des signaux bruités ayant un spectre de fréquences large.

Le résultat du filtrage est présenté en Fig. 6.15.

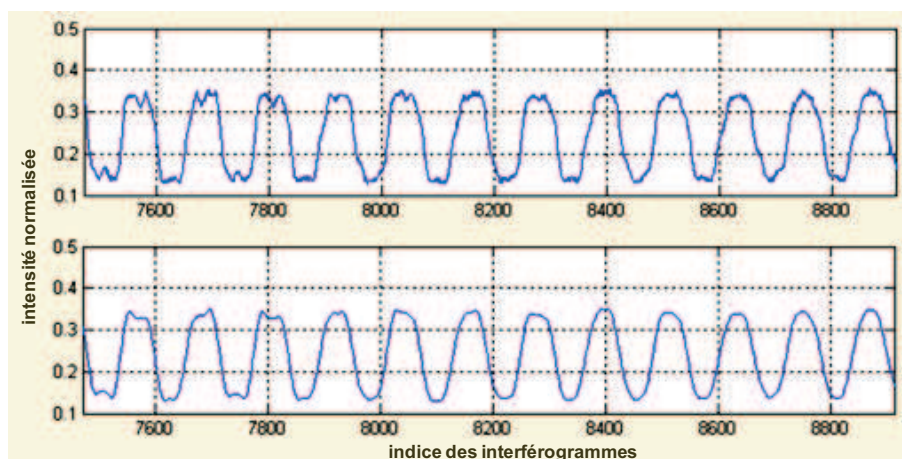


Figure 6.15: à gauche - détail du signal original (bruité) ; à droite - détail du signal filtré (Savitzky-Golay)

Dans la suite, on identifie une portion du signal où la variation est sinusoïdale (l'amplitude de vibration doit être suffisamment amortie pour que la variation de la phase d'interférence ne sorte pas de l'intervalle $[-\pi; \pi]$). On choisit un nombre entier de périodes entre 2 extremums du signal, qui peuvent être détectées avec précision dans le signal filtré. Dans la portion de signal sélectionnée on applique un algorithme de recalage pour estimer le signal sinusoïdal, comme en Fig. 6.16. La méthode appliquée s'appuie sur le standard IEEE 1057 – 1994 (Standard for digitizing waveform recorders) pour estimer par calcul itératif les paramètres du signal sinusoïdal (décalage, amplitude, fréquence, phase). L'algorithme nécessite une estimation initiale de la fréquence du signal.

La sinusoïde estimée est donnée par:

$$y_{est} = \text{décalage} + \text{amplitude} \cdot \sin(2\pi \cdot \text{fréquence} + \text{phase}) \quad (6.2)$$

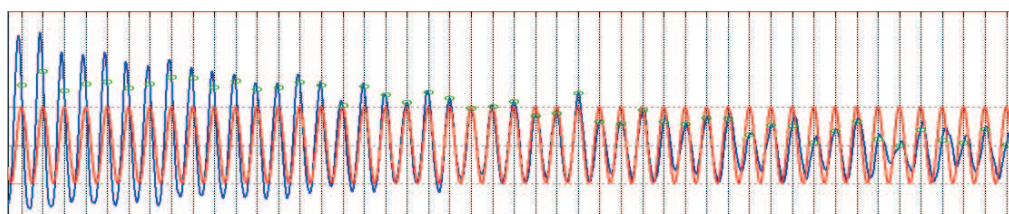


Figure 6.16: Détail de la sinusoïde ajustée + signal filtré

On obtient $T = 118,1756$. Ce résultat est exprimé en nombre de points de mesure temporellement équidistants. La période est ensuite vérifiée pour les histoires temporelles d'autres pixels, avec une variation entre 118,17 et 118,18 (erreur de 0,0085 %). En connaissant la vitesse d'acquisition, on obtient pour la fréquence de vibration une valeur de 132,013 Hz.

On définit maintenant toute la durée de la vibration amortie après le choc pour calculer dans tous les points calculés comme étant des limites de pseudo-périodes les minimums et les maximums. On procède de la même manière pour le signal filtré ainsi que pour le signal d'origine (Fig. 6.17).

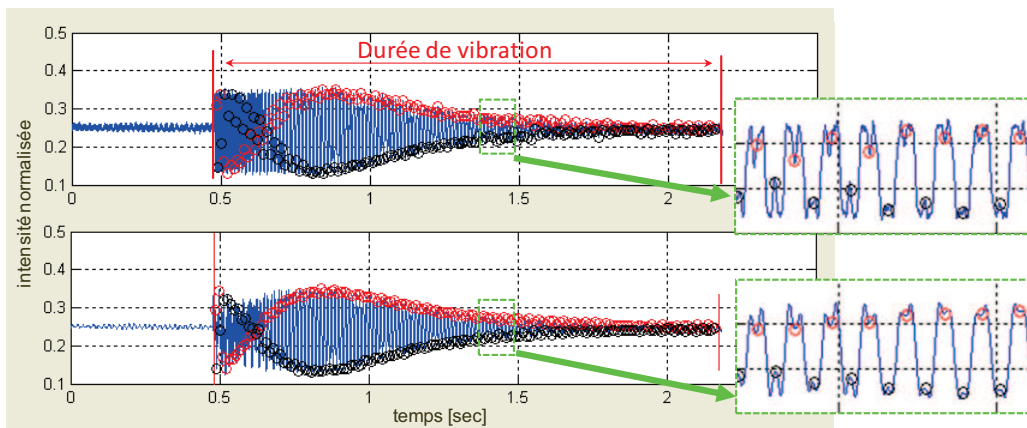


Figure 6.17: Identification des pseudo-périodes et des extremums dans l'histoire temporelle

Le signal se stabilise après quelques périodes. Toutefois, pour certaines périodes, on observe une légère dérive des extremums par rapport aux périodes identifiées initialement.

On calcule le biais comme la valeur moyenne de l'intensité durant l'intervalle avant le choc. Si l'on applique les valeurs trouvées pour la période et la phase par l'ajustement de la sinusoïde à un autre pixel, on constate qu'elles correspondent bien et que le faible décalage des certains extremums apparaît à nouveau. Si l'on applique pour ce pixel un autre "sinefit", on obtient comme valeur de la période 118,2088 – valeur très proche (0,028 % écart) de celle trouvée pour le premier pixel.

L'amortissement est estimé sur la base d'un recalage exponentiel pour les deux enveloppes, supérieure et inférieure, du signal.

Les enveloppes (Fig. 6.18) sont calculées par rapport aux extremums correspondants du signal. On obtient $\xi_{low} = \frac{1}{2Q} = 0,0057791$, $\xi_{high} = \frac{1}{2Q} = 0,0051253$.

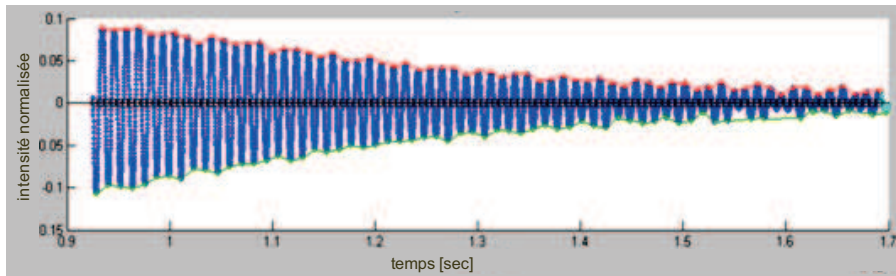


Figure 6.18: Fit exponentiel pour estimer l'amortissement

Estimation basée sur la Transformée Fourier du signal

Les calculs sont faits toujours sur la base de l'histoire temporelle pour chaque pixel.

On détermine la fréquence centrale par FFT (Fig. 6.19). Le signal filtré est mis en forme (centré et limité dans le temps). La fréquence est estimée par rapport aux passages par zéro du signal. On obtient une valeur de 117,92 pour la période (correspondant à une fréquence de 132,29 Hz).

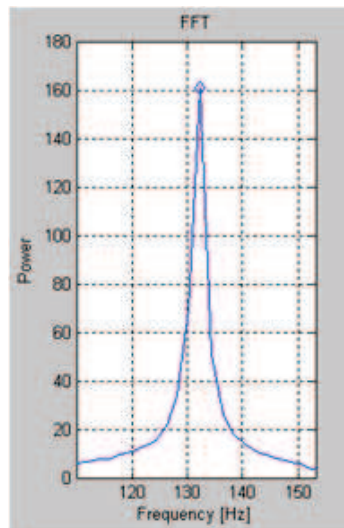


Figure 6.19: Estimation par FT de la fréquence de la vibration libre

Enfin, pour obtenir l'amortissement, on appliqué un algorithme d'optimisation par "minimum search fit". Les valeurs obtenues avec les différentes méthodes implémentées sont présentées dans le tableau 6.2.

Méthode	Période (en nombre d'images)	Fréquence (en Hertz)	Amortissement
Traitement temporel	118,2088	132,013	0,0054521
Transformée Fourier	117,9231	132,29	0,0054457

Tableau 6.2: Valeurs de la période et de l'amortissement

L'erreur (en %) entre les fréquences trouvées par les deux méthodes est de 0,2 %.

Les valeurs de l'amortissement étant si faibles, la fréquence propre estimée du système est pratiquement égale à la fréquence des vibrations amorties.

6.4 Vibration entretenue avec une forme d'onde arbitraire

L'objet est soumis à une excitation variation périodique ayant une forme d'onde arbitraire (Fig. 6.20) appliquée à l'aide de l'actionneur piézoélectrique. Les paramètres d'acquisition sont les mêmes que ceux précisés dans la section 6.1.

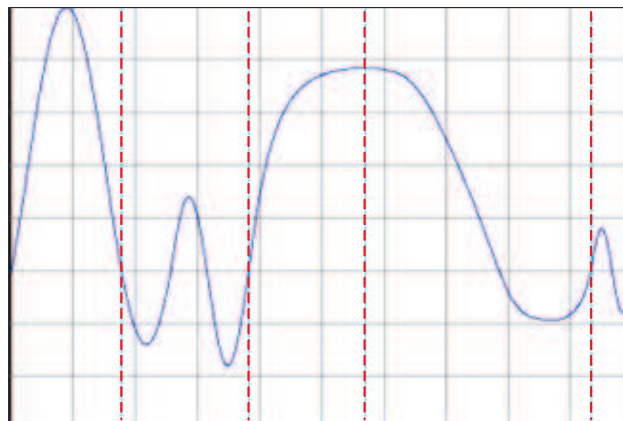


Figure 6.20: Signal d'excitation arbitraire

6.4.1 Mesures sans décalage de phase

Comme dans le cas du choc mécanique présenté au chapitre 6.3.1, la cadence de la caméra est de 15 600 images/s et le temps d'exposition de 50 μ s. Les données ont été analysées aussi bien pixel par pixel que pour tous les pixels à la fois, en tant qu'interférogrammes. Dans ce dernier cas nous avons utilisé les algorithmes appropriés pour le décalage à 4 pas et à 2 pas (décalage de phase 4-step traité en 2-step).

En Fig. 6.21 on montre les histoires temporelles de la variation de phase (repliée et dépliée) pour un pixel choisi arbitrairement.

En Fig. 6.22, pour permettre la comparaison avec les valeurs obtenues dans l'histoire temporelle du respectif pixel, on montre la forme d'onde appliquée avec l'indication des limites correspondant au signal acquis.

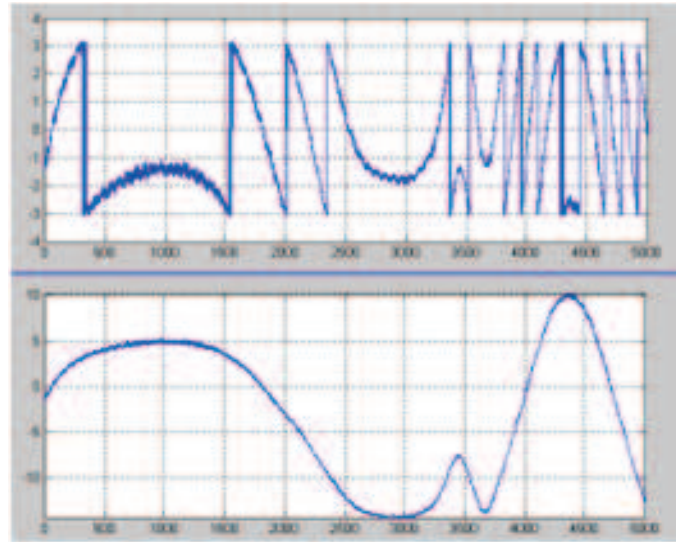


Figure 6.21: Histoire temporelle pour un pixel de l'image - phase repliée et dépliée

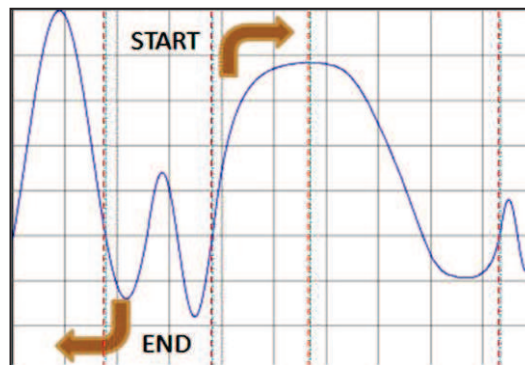


Figure 6.22: Partie du signal d'excitation qui correspond au signal acquis et présenté en Fig. 6.21

6.4.2 Mesures avec décalage de phase à 4 pas traité 2 pas

On obtient pour tout instant t des interférogrammes de phase repliée comme celui montré en Fig. 6.23. En appliquant la procédure à tous les corrélogrammes, on obtient une série d'interférogrammes repliés qui peuvent être dépliés, comme le montre la Fig. 6.24, ou présentés, en tant que données $\varphi(x, y, t)$ en format multimédia ("avi" ou autre).



Figure 6.23: Interférogramme replié correspondant à un instant t de la série d'interférogrammes pour le mouvement avec forme d'onde arbitraire

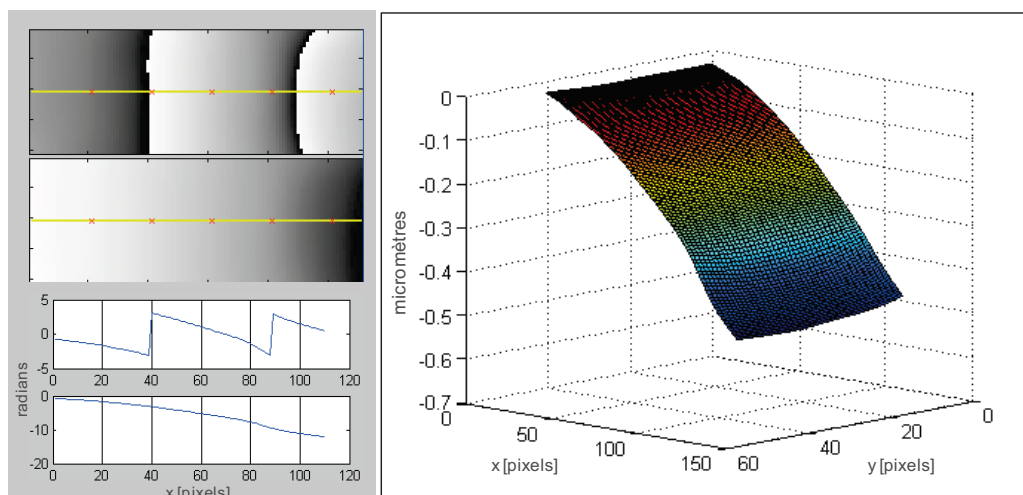


Figure 6.24: Interférogramme replié présenté en Fig. 6.23 filtré (en haut), déplié (au milieu et à droite) et profil le long de la droite indiquée (en bas)

6.5 Sollicitation dynamique par une séquence d'échelons de force de faibles valeurs. Suivi d'une déformation complexe statique et vibratoire multi-fréquence

On a agité sur la lamelle par l'intermédiaire d'un actionneur piézoélectrique auquel nous avons appliqué une tension en échelons, exprimée par:

$$V = (i - 1) \cdot V_0, i = 1, 2, 3, 4 \quad (6.13)$$

La vitesse d'acquisition en fenêtre 160 x 128 pixels a été de 15 600 images/s. On a utilisé le décalage de phase (4-step) en acquisition et l'algorithme d'extraction de la phase en 2-steps, glissant. Donc la cadence des interférogrammes est de 15 600 interférogrammes/s.

Dans cette étude, la portion d'objet visualisée a compris trois lamelles élastiques, comme on peut le constater en Fig. 6.25 (à gauche), dont uniquement les deux d'en bas en contact avec l'actionneur.

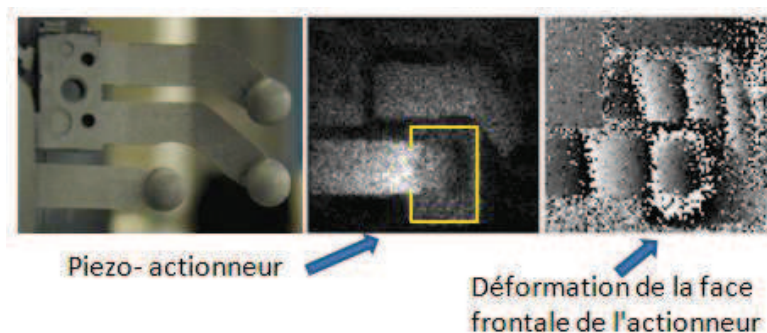


Figure 6.25: Objet étudié (à gauche) ; position occupée par l'actionneur (au milieu) ; interférogramme (à droite) mettant en évidence les déformations de l'objet et de l'actionneur

Sur l'interférogramme présenté dans la partie droite de la Fig. 6.25 on peut constater que, à part la déformation des lamelles en contact avec l'actionneur, la face frontale de l'actionneur lui-même se déforme. Cet aspect sera évoqué un peu plus loin à la section 6.6.

La Fig. 6.26 montre l'histoire temporelle d'un pixel au cours de la séquence de 4 échelons de force appliqués. Les valeurs en ordonnée sont exprimées en radians.

Comme le graphe en Fig. 6.26 le montre, le signal appliqué a la forme d'onde classique appliquée aux déphaseurs piézoélectriques pour produire le décalage de phase temporel.

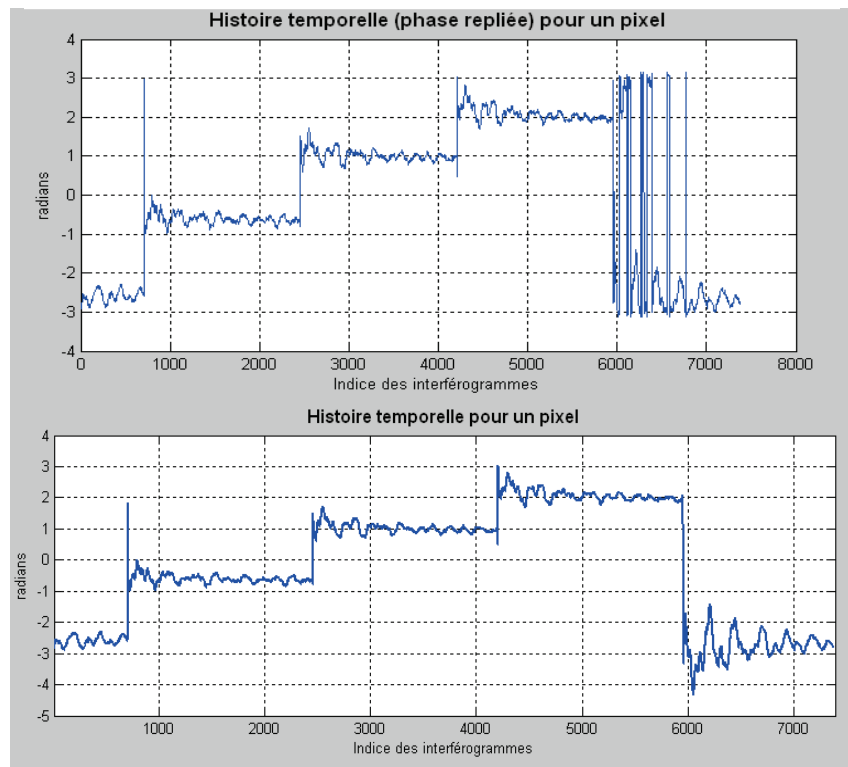


Figure 6.26: Histoire temporelle d'un pixel (replié - en haut, déplié - en bas) montrant les déplacements au cours de la déformation.

L'histoire temporelle dépliée montre clairement les oscillations amorties qui suivent l'application de chaque échelon de force. Pour examiner aussi les temps de réponse et de montée de la valeur du déplacement qui caractérise le passage d'un échelon à l'autre, on présente les détails en Fig. 6.27. On rappelle que sur l'axe des abscisses une unité correspond

$$\text{à } \Delta t = \frac{10^6 \mu s}{15600 \text{ s}^{-1}} \cong 64 \mu s .$$

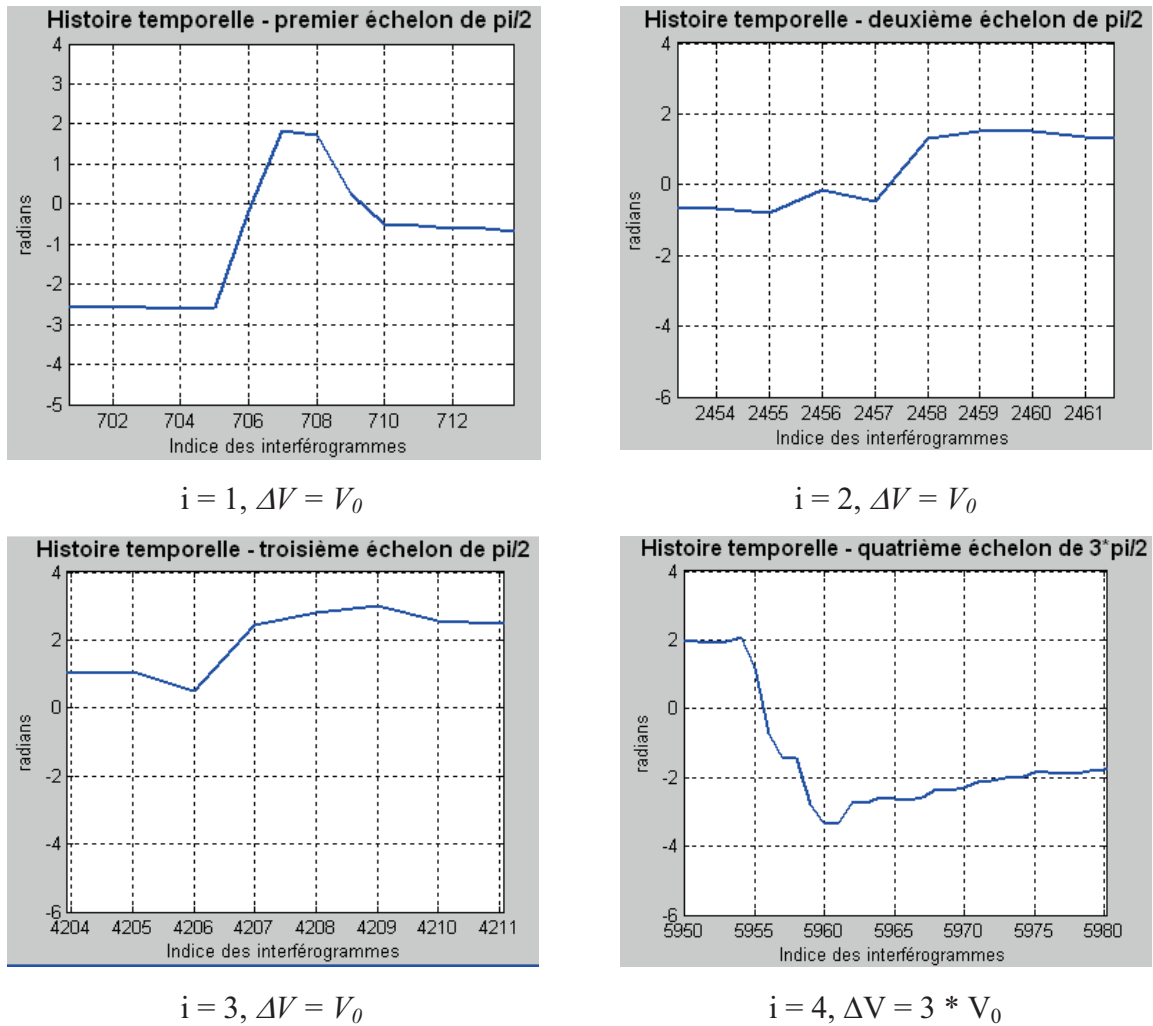


Figure 6.27: Détails de l'histoire temporelle montrant les temps de montée à l'application de chacun des échelons de tension

Alors que pour les trois premiers passages d'un échelon à l'autre, avec des différences de tension V_0 entre les échelons, les temps de réponse correspondent à peu près à 5 unités, donc à environ 0,3 ms, pour le dernier passage, avec une différence de $3 * V_0$, le temps de réponse correspond à environ 15 unités, donc à 1,3 ms. Les oscillations qui s'ensuivent ont des amplitudes plus grandes et durent plus longtemps aussi, comme on peut le constater en Fig. 6.26.

Présentés sous forme d'interférogrammes de phase pliés, les déformations intervenues entre l'état initial et les quatre états suivants sont présentés en Fig. 6.28.

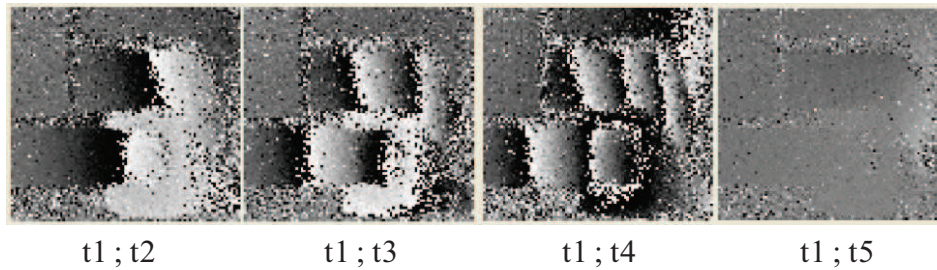


Figure 6.28: Comparaison sous forme d'interférogrammes de phase repliée entre l'état initial et les quatre états suivants

La haute résolution temporelle a permis lors de l'analyse des résultats de cet essai de déceler un mouvement vibratoire indépendant effectué par une autre partie de la structure, en occurrence la lamelle située dans la partie supérieure, qui n'avait pas de contact avec l'actionneur.

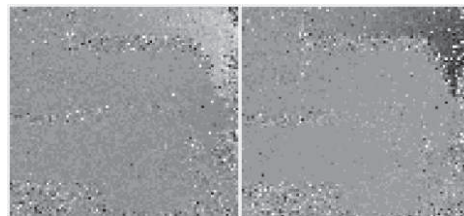


Figure 6.29: Interférogrammes de phase correspondant aux positions extrêmes au cours de la vibration indépendante de la lamelle située dans la partie supérieure

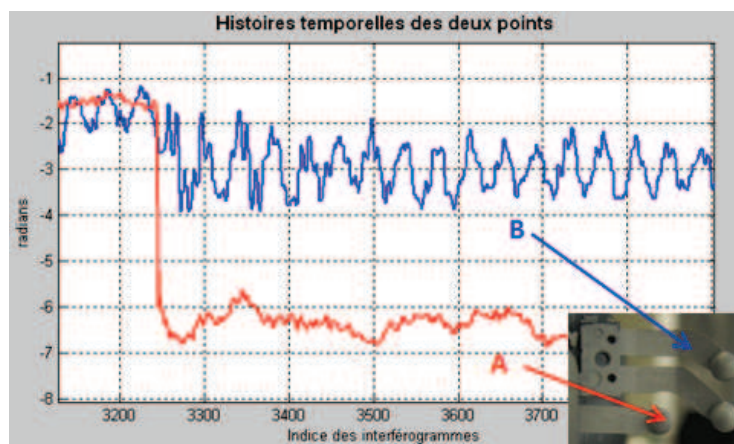


Figure 6.30: Histoires temporelles pour les deux points A et B, avant et après l'application d'un échelon de force en A.

Elle exécute une vibration amortie entre les deux positions extrêmes représentées en Fig. 6.29. En Fig. 6.30 sont montrées les histoires temporelles de deux points avant et après l'application d'un échelon de force en A.

Les vibrations libres amorties de la lamelle qui n'est pas en contact avec l'actionneur continuent pendant toute la durée de l'échelon respectif (Fig. 6.31).

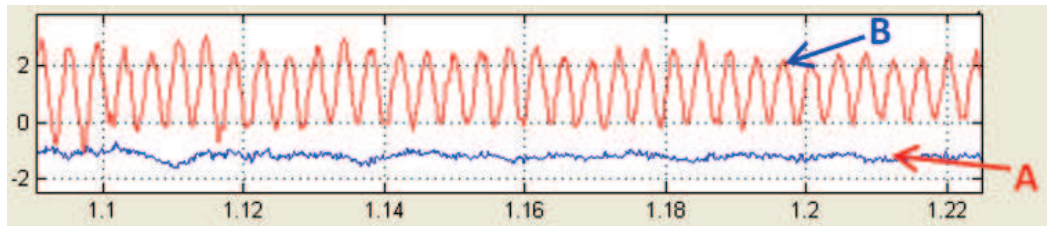


Figure 6.31: Histories temporelles pour les deux points, pendant l'échelon de force

6.6 Sollicitation dynamique par un échelon de force de valeur importante

Une seule lamelle élastique est en contact avec un actionneur piézoélectrique auquel on applique à partir d'un échelon de tension à partir d'un générateur de forme d'onde arbitraire Agilent. L'actionneur piézoélectrique de type d_{33} travaille en compression et le contact avec la lamelle élastique se fait sur une petite partie de quelques mm carrés située dans l'un des coins libres de celle-là. Le temps de réponse typique sous charge nulle correspond à un tiers de sa fréquence de résonance qui est de 138 kHz, donc autour de 22 μ s. Sous charge mécanique, le temps de réponse s'accroît. Après l'application de l'échelon de tension U_0 , la tension U_c aux bornes de l'actionneur suit une loi exponentielle caractérisée par la constante de temps RC:

$$U_c = U_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right) \quad (6.14)$$

En régime transitoire, la réponse de l'actionneur n'est pas proportionnelle à la tension à cause des forces d'inertie et de l'apparition d'oscillations qui se superposent à l'extension.

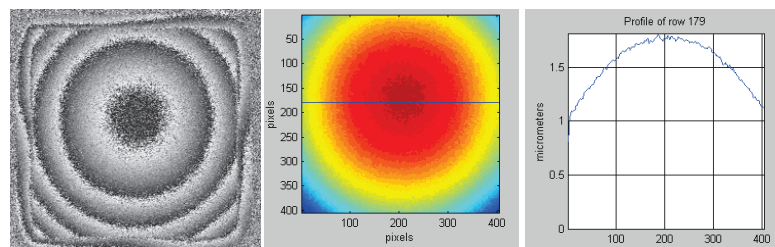


Figure 6.32: Phase repliée, cartographie dépliée des déformations et profil d'une ligne, pour la face frontale de l'actionneur utilisé (en radians).

Du point de vue des mesures, effectuées à une vitesse de 26 000 images/s avec décalage temporel de phase (4-step) cette situation se trouve à la limite des possibilités du système compte tenu de la vitesse de la déformation. Pour obtenir les déformées au cours de la déformation dynamique nous avons pris comme état de référence celui dans lequel se trouvait la lamelle juste avant l'application de l'échelon de force.

Les interférogrammes de phase repliés ont été obtenus à l'aide des corrélogrammes au cours de la déformation, par groupes de 4 images successives. Les successions sont glissantes de 1 à 1 (1-2-3-4, 2-3-4-5, etc) ce qui permet d'avoir 26 000 interférogrammes par seconde. Quelques uns de ces interférogrammes sont montrés en Fig. 6.33. Ils ont été filtrés en utilisant la Transformée de Fourier Fenêtrée. Sous chaque interférogramme figure le laps de temps, en microsecondes, écoulé entre l'instant initial et celui de l'interférogramme respectif. Entre parenthèses figure le numéro d'ordre de l'interférogramme.

Les limites du système réalisé se manifestent par l'impossibilité d'obtenir toutes les images de phase repliée complètes ; pour les instants d'acquisition qui correspondent aux vitesses maximales de la déformation transitoire de la lamelle, ces images sont localement dégradées.

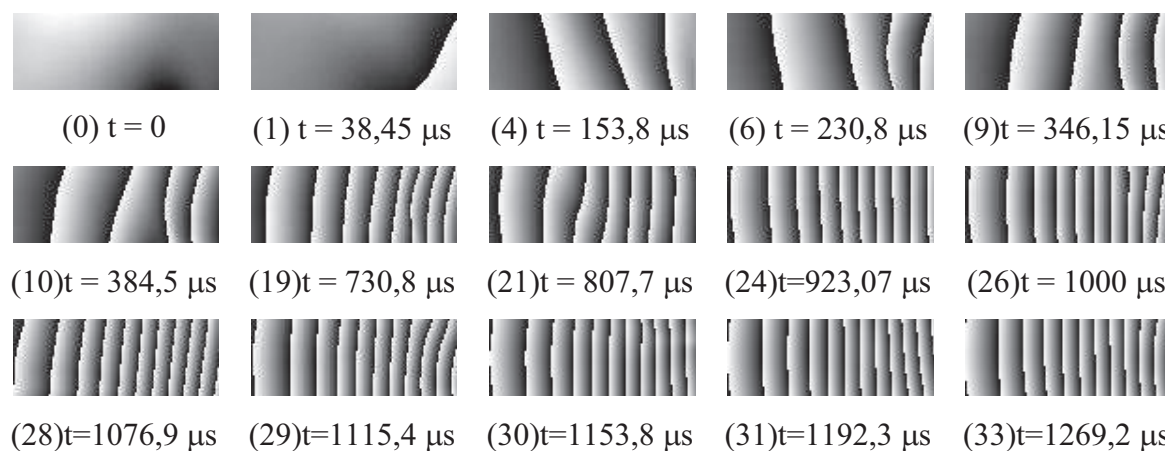


Figure 6.33: Succession d'hologrammes de phase repliée à différents instants (en microsecondes) au cours de la déformation dynamique.

L'examen des tableaux de phases repliées montre qu'au cours de la déformation dynamique, la déflexion de la lamelle dans la direction imposée par l'échelon de force a été accompagnée de vibrations sur plusieurs fréquences. L'inclinaison alternante des franges en Fig. 6.33, les formes 3d obtenues après le dépliement de la phase (Fig. 6.34) et les histoires temporelles en Figs. (6.36... 6.38) montrent que les amplitudes de vibration sur les principales

fréquences sont différentes des deux côtés (le côté avec le point A de contact avec l'actionneur et le point C, et le côté opposé, avec le point B – les notations en Fig. 6.38) de la lamelle.

Les interférogrammes repliés montrés en Fig. 6.33 ont été dépliés à l'aide d'un algorithme basé sur la qualité du dépliement (Quality Guided Unwrapping, [49], [71]). Quelques résultats sont illustrés en Fig. 6.34.

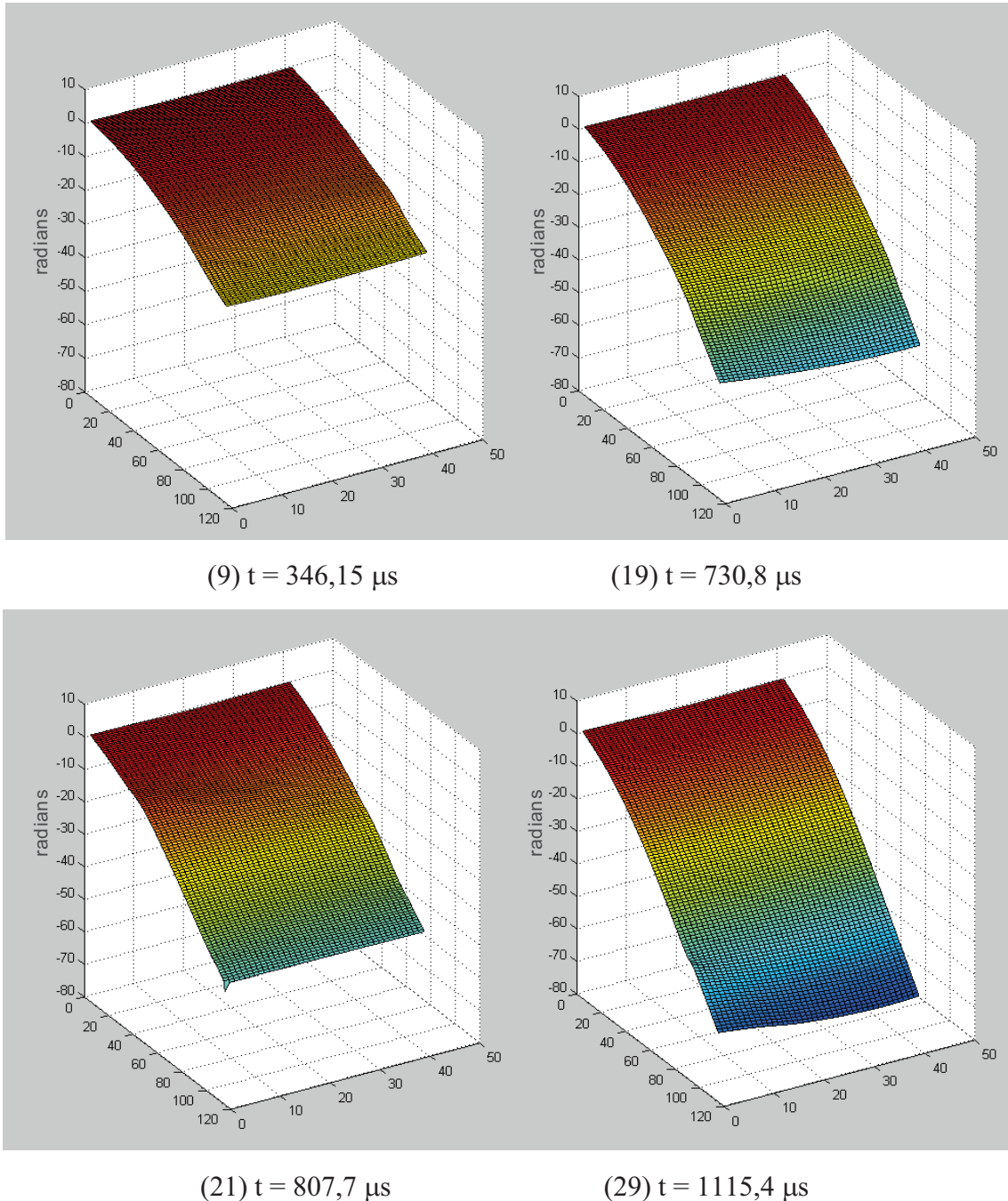


Figure 6.34: Forme de la lamelle à quelques instants au cours de la déformation dynamique

L'analyse des champs de déplacements après le dépliement de la phase montrent que pendant l'intervalle de temps de 0,923 ms le déplacement de l'extrémité de la lamelle s'est accru de 2,37 μm , ce qui indique une vitesse moyenne de 2,57 $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$, avec un incrément moyen de 0,1 μm d'une image à l'autre, avec une variation de 0,085 μm pendant la période d'ouverture de l'obturateur (32 μs). Cette vitesse de déplacement dépasse la limite permettant d'effectuer des mesures interférométriques ; c'est la raison pour laquelle les interférogrammes qui correspondent à cette période de montée ne présentent des franges convenables que dans la partie de la lamelle située près de l'encastrement, où les déplacements sont plus petits.

Nous avons donc établi une région d'intérêt restreinte (Fig. 6.35) à 41 x 67 pixels, en partant de l'encastrement, dans laquelle nous avons pu obtenir et déplier tous les interférogrammes.

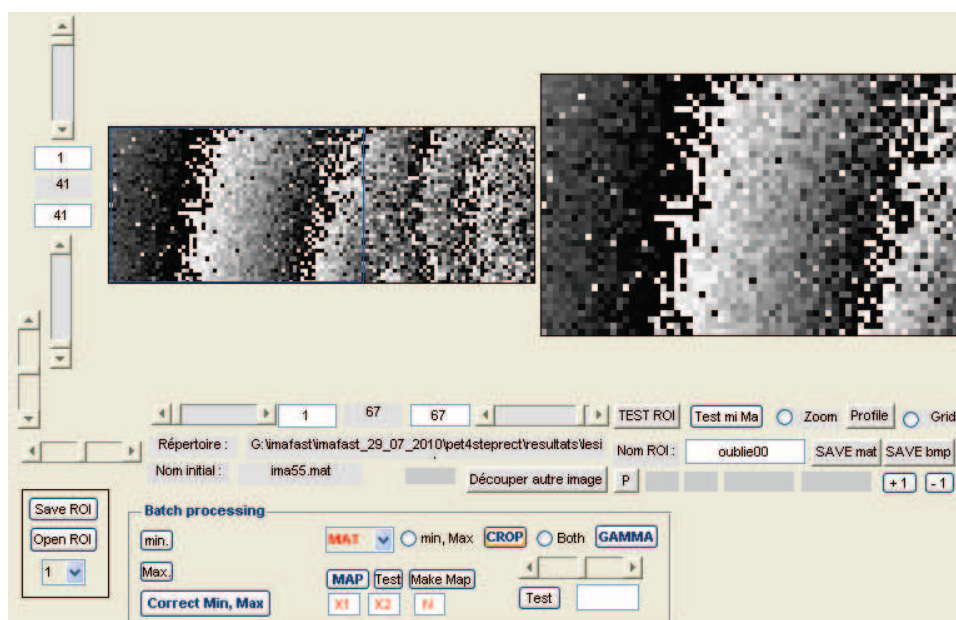


Figure 6.35: Découpage de la région à l'intérieur de laquelle la vitesse de la déformation permet d'obtenir des interférogrammes

La présentation complète de cette succession temporelle de distributions de déplacements plein champ n'est possible que par l'intermédiaire des présentations de type multimédia. Ici nous nous contenterons de présenter la variation temporelle en 120 instants, pendant une durée totale de 4,6 ms, de quelques points, à commencer par le déplacement du point C (notations en Fig. 6.38).

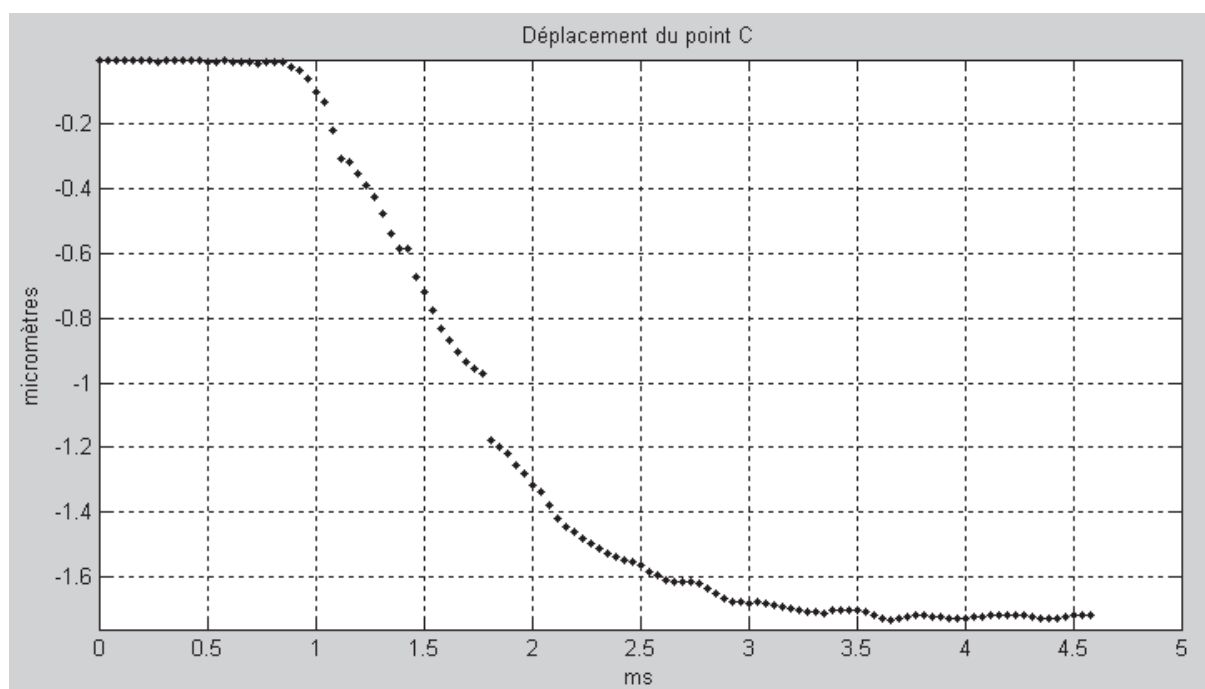


Figure 6.36: Déplacement du point C au cours de 4,6 ms lors de la sollicitation dynamique

On voit, surtout vers la fin de la déformation dynamique produite par l'application de l'échelon de force, que le point C acquiert un mouvement vibratoire. L'apparent manque de points autour de $t = 1,1$ ms et $t = 1,75$ ms est produit par le fait qu'aux instants respectifs le déplacement du point C, dû à la vibration, avait le même sens que le déplacement causé par l'échelon de force.

Les deux phénomènes sont beaucoup plus visibles en Fig. 6.37 sur les histoires temporelles des quatre pixels choisis sur le côté supérieur de la lamelle, B1 ... B4, de plus en plus éloignés de l'encastrement, et dont les amplitudes de vibration étaient de plus en plus grandes. Cela peut permettre de nous affranchir de la relation existante entre la vitesse de déformation et les limites de la résolution temporelle à une vitesse d'acquisition donnée.

Sur les quatre graphiques, en particulier sur les deux premiers, on peut aussi constater que les oscillations commencent dès le premier instant de l'application de l'échelon de force, ce qui n'était pas visible en Fig. 6.36.

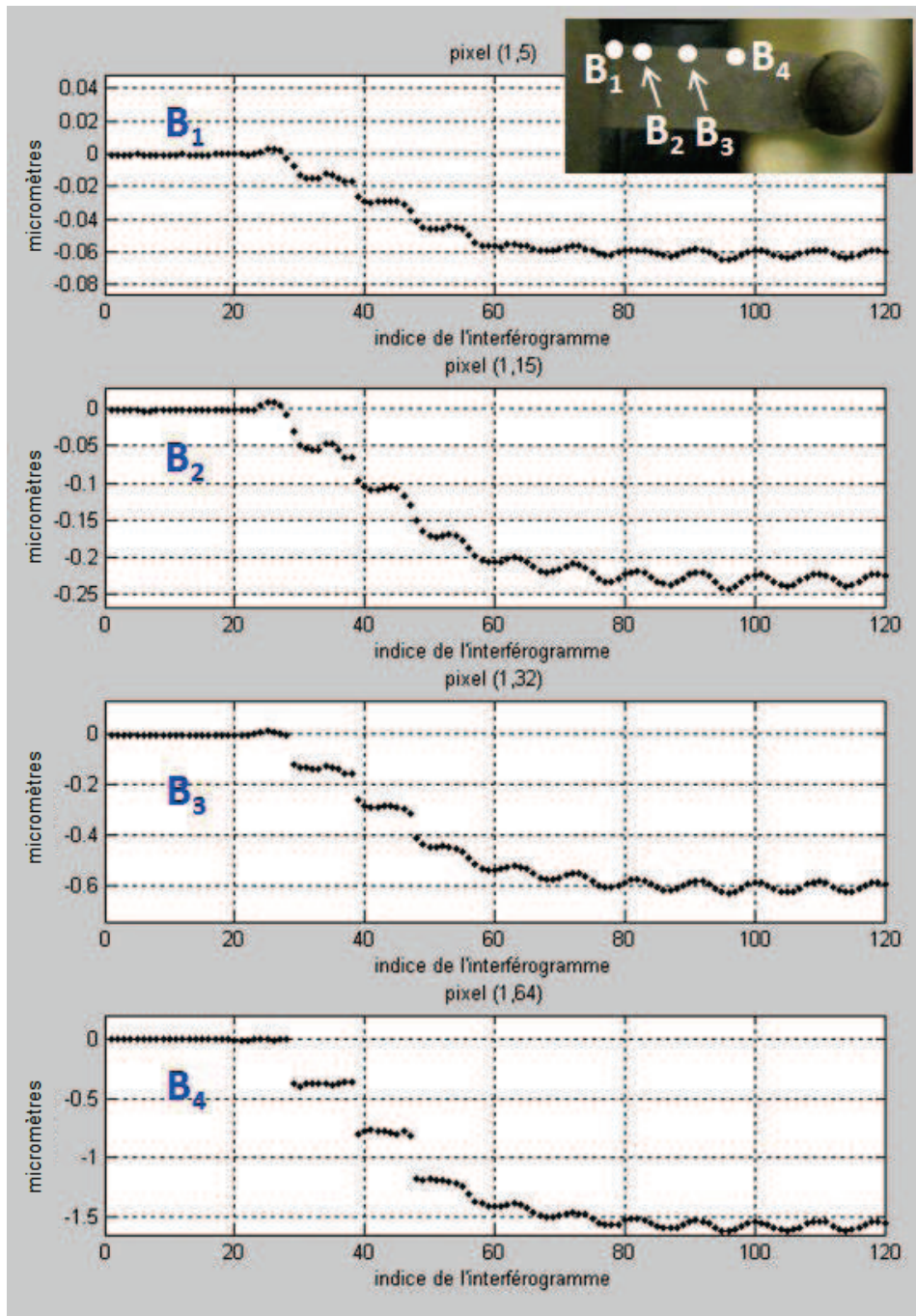


Figure 6.37: Quatre histoires temporelles du déplacement au cours de 4,6 ms lors de la sollicitation dynamique

Les deux phénomènes sont visibles aussi en Fig. 6.38 sur l'histoire temporelle du point B, situé à l'extrémité de la région analysée, là où les déplacements dynamiques atteignent leurs valeurs maximales.



Figure 6.38: Déplacement du point B au cours de 4,6 ms lors de la sollicitation dynamique

L'existence de multiples fréquences de vibration amorties au cours de la déformation imposée par l'échelon de force est bien visible sur les histoires temporelles des deux points, A et B, montrées en Fig. 6.39, étendues à 1000 corrélogrammes successifs (temps total: 38.5 ms). Les deux fréquences facilement identifiables, correspondant à 180,6 Hz et 2781 Hz, sont dans un rapport 1:15,4. Les transformées de Fourier des deux signaux montrent l'existence dans le mouvement de plusieurs autres fréquences, moins importantes. La vibration sur 2781 Hz est la même que celle visible dans les Figs. 6.37 at 6.38.

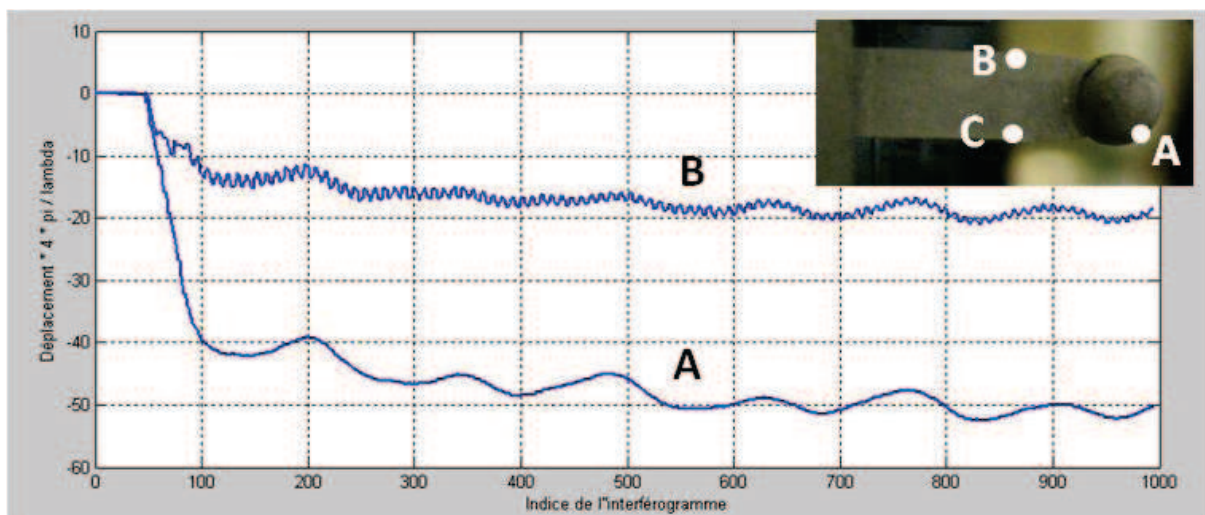


Figure 6.39: Histoires temporelles des deux pixels indiqués, A et B, pendant 38,5 ms lors de l'application d'un échelon de force au point.

Chapitre 7

Conclusions. Contributions personnelles. Perspectives

7.1 Conclusions

Ce mémoire résume mes travaux de thèse réalisés au Laboratoire de Photomécanique dans le cadre du LMR, à l'INSA de Rouen. Ces travaux ont été essentiellement axés sur l'étude du développement des techniques optiques de champs (notamment l'interférométrie speckle) pour la mesure des vibrations et des déplacements dynamiques.

Après une brève introduction, le chapitre 2 a présenté les principes de base des techniques de mesure investiguées ainsi qu'une étude comparative des résultats obtenus par les principales techniques interférométriques utilisées dans la mesure des vibrations. On a vu que, dans sa forme classique, l'IS souffre d'une série des limitations en ce qui concerne l'analyse des phénomènes dynamiques par rapport aux techniques concurrentes, dont la plus importante est la résolution temporelle réduite des mesures qui limitent considérablement son champ d'application. Dans le chapitre 3 nous avons fait un tour d'horizon des différentes approches existantes pour l'application de l'IS à laser continu à la mesure des phénomènes dynamiques.

Les chapitres 4 et 5 ont présenté la théorie de l'opération et la réalisation matérielle des systèmes de mesure proposés. Les deux implémentations d'IS rapide sont basées sur le fonctionnement d'une caméra CMOS de moyenne gamme. La caméra intègre un obturateur global qui est bien adapté pour la mesure des phénomènes rapides. Le système permet une analyse quantitative des séries de champs d'intensité enregistrées. L'acquisition des données est faite dans des régions d'intérêt réduites, qui permettent de monter à des cadences de 20 - 26 kHz. L'implémentation du système a nécessité l'adaptation de la méthodologie de mesure au fonctionnement aux vitesses d'acquisition accrues – jusqu'à 10^3 plus grandes que dans un

système classique d'IS. Cela a impliqué un choix adéquat de la source laser et du dispositif de décalage de phase, ainsi que le développement des logiciels de contrôle et de synchronisation.

Les procédures numériques utilisées lors du traitement des données ont été également adaptées pour le spécifique des résultats expérimentaux obtenus. On a adopté une approche temporelle – ou chaque point de mesure est traité comme s'il était analysé à l'aide d'un interféromètre indépendant qui fournit un signal d'intensité temporellement variable. Cela permet de contourner le problème de la propagation du bruit de speckles, inhérent dans le traitement des champs 2D dans l'IS standard, et de réduire la complexité des algorithmes appliqués pour l'estimation des paramètres (traitements des données unidimensionnelles).

Des résultats expérimentaux qui illustrent le potentiel du système sont présentés et discutés au chapitre 6. On a réalisé le suivi temporel interférométrique des champs d'amplitudes de vibrations entretenues et amorties, suite à différents types d'excitation – vibration harmonique, forme d'onde arbitraire périodique, échelon de force, choc mécanique. Les résultats de mesure ont été exploités en Matlab afin d'obtenir la variation temporelle du déplacement en utilisant des logiciels dédiés, développés au sein du laboratoire. À partir de ces résultats nous avons calculé les paramètres de la vibration (amortissements, fréquences propres et amplitudes) et réalisé le suivi temporel des déformations dynamiques non-harmoniques et non-périodiques, caractérisées par des vibrations amorties sur plusieurs fréquences.

Ces conclusions ne sont pas complètes sans mentionner les principales limitations du système.

La principale limitation du système utilisé est celle concernant la vitesse maximale des déformations subies par l'objet. Cette limitation est en relation directe avec la cadence maximale de la caméra utilisée.

À l'heure actuelle, les limitations de nature informatiques des systèmes réalisés, qui utilisent Windows XP 32 bits, sont celles relatives à la vitesse de transfert des données sur les bus informatiques et celles liées aux limites concernant le nombre maximal de fichiers contenus dans un répertoire (environ 20-25 000), ainsi qu'au temps nécessaire pour leur manipulation et traitements en série.

7.2 Contributions personnelles

Les principales contributions originales apportées par cette thèse dans le domaine des techniques de mesure sont le développement et la réalisation pratique d'un système IS basé sur une caméra rapide, capable d'effectuer des mesures par interférométrie speckle plein champ des phénomènes dynamiques résolus dans le temps.

Le travail effectué concerne tous les aspects liés à l'implémentation du système:

- réalisation du montage interférométrique ;
- développement des logiciels de contrôle et synchronisation du système de mesure ;
- mise en place et implémentation d'algorithmes spécifiques de traitement des données et d'extraction de la phase.

Les tests effectués ont prouvé que le système est capable de dépasser les systèmes classiques d'IS à laser continu et de fournir les données nécessaires pour caractériser le comportement dynamique d'un objet.

Autres résultats importants sont:

- l'obtention des déphasages relatifs entre les mouvements des différents points de la surface étudiée ;
- la possibilité d'effectuer le suivi temporel des déplacements transitoires accompagnés de vibrations sur plusieurs fréquences à l'aide d'un système IS à laser continu.

Dans le domaine de la vibroacoustique, et en particulier en connexion avec d'autres techniques expérimentales utilisées dans ce domaine (NAH, LDV), nous avons établi des critères quantitatifs précis, aussi bien d'ordre général que spécifiques, pour réaliser une comparaison objective des performances obtenues par ces techniques et pour permettre leur validation à l'aide des résultats IS. La difficulté de cette démarche réside dans les natures différentes des grandeurs physiques mesurées par ces techniques, ainsi que dans leur caractère spatio-temporel multiéchelle.

7.3 Perspectives

Une première direction de développement envisagée est l'optimisation du traitement informatique des histoires temporelles expérimentales obtenues. Cela concerne l'investigation et l'implémentation de nouveaux algorithmes d'estimation de la phase instantanée liée à la vibration, ainsi que la mise en place de procédures automatisées pour le calcul des paramètres des vibrations.

Un autre direction possible pour la suite du travail, en ce qui concerne la méthodologie de mesure, est représentée par l'introduction d'une porteuse dans l'onde de référence, afin de pouvoir déterminer le sens du déplacement de la surface dans la perspective de renoncer complètement au décalage de phase temporel.

Enfin, l'option de faire l'acquisition dans des pixels arbitraires appartenant à des ROI multiples doit continuer à être explorée. Cela permettrait d'effectuer les mesures uniquement dans certains points-clé de la surface – afin d'améliorer la résolution temporelle. Cela entraînerait aussi, probablement, la nécessité d'intégrer une source laser plus puissante, comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre 5 du mémoire.

Annexe A: Publications

8.1 Annexe A1: Liste des publications réalisées au cours de la thèse

Publications parus dans des revues internationales recensées par Web of Science

1. Moreau, D. Borza and I. Nistea, "Full-Field Vibration Measurement by Time-Average Speckle Interferometry and by Doppler Vibrometry – A Comparison", Strain, vol. 44 (2008), pp. 386-397; BLACKWELL PUBLISHING; ISSN: 0039-2103 (Web of Science)

Publications parus dans des revues nationales et internationales recensées par d'autres bases de données

1. I.Nistea, D.N. Borza, "Experimental analysis of failure in embedded electronics and mechatronical systems under thermal stress ", Proceedings of 2010 IEEE International Conference on Automation, Quality and Testing, Robotics (AQTR 2010), Vol 3, pp.10-14 (2010); ISBN: 978-1-4244-6722-8, (ieeexplore.ieee.org, Google Scholar, Publish or Perish)
2. D.N Borza, I. Nistea, "Analyse par interférométrie de speckles des conditions aux limites dans les expérimentations mécaniques", REE - Revue de l'Electricité et de l'Electronique, N°. 3, mars 2010, pp. 95-98, (cat.inist.fr, Google Scholar, Publish or Perish)
3. D.N. Borza, I. Nistea, "Highlights from the ASA-EAA joint conference", 2008, Noise & Vibration Worldwide, (Multi-Science, Google Scholar)

Publications parus dans des revues nationales et internationales non-recensées par les bases de données

1. A. Makhloufi, D. Borza, A. El Hami, I. Nistea, "Holographic vibration measurement and numerical modelling of immersed structures used in an intelligent system for underwater inspection based on digital camera", International Journal of Design and Innovation Research, Vol. 4, No. 1, 2008, pp. 69-78; ISSN : 1621-4749

Communications aux Conférences Nationales et Internationales avec Actes et Comités de Sélection

1. Nistea, N. Benmeziane, D. Borza, "Experimental and Computational Full Data Fields of Thermally Stressed Composite Structures", Proc. of the Twelfth Internat. Conf. on Computational Structures Technology, Funchal 2009, ISBN:978-1-874672-42-5, ISSN: 1759-3158
2. Nistea, D.N. Borza, "Mesure des phénomènes dynamiques transitoires par interférométrie speckle rapide", XI-ième colloque francophone du club SFO/CMOI "Mesures et Techniques Optiques pour l'Industrie", SFO, CMOI, Toulouse-Labège, 2010
3. Nistea, D.N. Borza, "Détermination expérimentale par interférométrie de speckles des champs de contraintes liées aux sollicitations thermiques dans les cartes électroniques", 19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille, 2009
4. N. Benmeziane, I. Nistea, A. El Hami, D. N. Borza, "Experimental and Numerical Investigation on Thermally and Mechanically Induced Failures of Embedded Electronics", Proc. of ICSAAM 2009, Septembre 7-10, 2009, Tarbes, ISBN: 978-2-9534804-0-5
5. D.N. Borza, I. Nistea, "Analyse par interférométrie de speckles des conditions aux limites dans les expérimentations mécaniques", X-ième colloque francophone du club SFO/CMOI "Mesures et Techniques Optiques pour l'Industrie", SFO, CMOI, Reims, 2009
6. D.N. Borza and I. Nistea, "Vibration amplitude maps obtained by noncontact measurement techniques – a survey", CCCComp 2008, Proc. of the Ninth Int. Conf. on Computational Structures Technology, Athens, 2008
7. D.N. Borza and I. Nistea, "Wavelet-based data processing for comparative study of noncontact measurement techniques for vibroacoustics", Journal of the Acoustical Society of America, pp. 1083-1087, Conf. Internationale Acoustics 2008, SFA, EuroNoise, Paris, 2008 (Multi-Science, intelligence.eu.com, Google Scholar, adsabs.harvard.edu)
8. D.N. Borza and I. Nistea, "Application of digital speckle interferometry for vibration analysis of a statically loaded vehicle tyre", Journal of the Acoustical Society of America, pp. 5453-5456, Conf. Internationale Acoustics 2008, SFA, EuroNoise, Paris, 2008 (intelligence.eu.com, Google Scholar, adsabs.harvard.edu)
9. D.N. Borza, I. Nistea, "Identification par voie optique des concentrations de contraintes à l'origine des défaillances d'une carte électronique embarquée", IX-ième colloque francophone "Mesures et Techniques Optiques pour l'Industrie", SFO, CMOI, Nantes 2008
10. A. Moreau, D.N. Borza, I. Nistea, M. Arghir, "Full-field vibration measurement by Time-Average Speckle Interferometry and by Doppler Vibrometry – a comparison", dans le volume "Experimental Analysis of Nano and Engineering Materials and Structures", éd. E. Gdous,

Springer, ICEM13 (EURASEM), Proc. of International Conference on Experimental Mechanics, Alexandroupolis, 2007, ISBN: 978-1-4020-6238-4

11. D.N. Borza, A. Moreau, I. Nistea, N. Benmeziane, "Analyse comparative des caractéristiques métrologiques des techniques optiques pour la mesure des vibrations en vue de l'identification de paramètres et de l'analyse modale", VIII-ième colloque francophone du club SFO/CMOI "Mesures et Techniques Optiques pour l'Industrie", SFO, CMOI, Arcachon, 2007

8.2 Annexe A2: Trois publications réalisées dans le cadre de la thèse

Cette section contient en version intégrale les trois publications suivantes:

A. Moreau, D. Borza and I. Nistea, "Full-Field Vibration Measurement by Time-Average Speckle Interferometry and by Doppler Vibrometry – A Comparison", STRAIN, vol. 44 (2008), pp. 386-397: BLACKWELL PUBLISHING; ISSN: 0039-2103

I. Nistea, D.N. Borza, "Experimental analysis of failure in embedded electronics and mechatronical systems under thermal stress ", Proceedings of 2010 IEEE International Conference on Automation, Quality and Testing, Robotics (AQTR 2010), Vol 3, pp.10-14 (2010); ISBN: 978-1-4244-6722-8

I. Nistea, D.N. Borza, "Mesure des phénomènes dynamiques transitoires par interférométrie speckle rapide", XI-ième colloque francophone du club SFO/CMOI "Mesures et Techniques Optiques pour l'Industrie", SFO, CMOI, Toulouse-Labège, 2010

8.2.1 Article publié dans la revue "STRAIN"

Full-Field Vibration Measurement by Time-Average Speckle Interferometry and by Doppler Vibrometry – A Comparison

A. Moreau, D. Borza and I. Nistea

Rouen Mechanics Laboratory, National Institute of Applied Sciences Rouen, France

ABSTRACT: Identification of dynamic material properties, non-destructive testing and study of vibroacoustic behaviour of different structures require the use of complex, pointwise and full-field measurements, which are capable of providing data for experimental modal analysis or model updating. Nowadays, among other techniques, optical non-contact techniques represent the favourite choice as they do not add mass, stiffness or damping to the structure under test. When the range of vibration amplitudes allows it, most of these techniques are based on interferometric principles. Development of laser sources and detectors leads to a continuous improvement of vibration measurement techniques. However, a hard choice still has to be made between spatial resolution and temporal resolution. Another difficult choice is between space bandwidth product and energetic sensitivity of the detector. While the number of pixels of a camera is continuously increasing, the pixel size seems limited at its lower end. The paper presents a comparative study of the vibration amplitude fields as measured by two full-field non-contact techniques, speckle interferometry and laser Doppler vibrometry, and predicted by finite-element model. The measurements concern the free and the forced vibrations of a thick, composite plate with free boundaries.

KEY WORDS: *Doppler vibrometry, full-field measurement, speckle interferometry, vibration measurement*

Introduction

The various full-field experimental techniques used in vibroacoustics are different with respect to several aspects: physical nature of the measured quantity, spatial resolution and temporal resolution. They may also be different with respect to the type of excitation applied to the object and the amount of numerical modelling employed in processing the measured data in order to estimate the results.

Speckle interferometry (SI) is a well-known full-field coherent optical technique [1]. Digital holographic interferometry (DHI) [2] is another promising technique, though for the moment mostly concerned with small or even microscopic objects. Both techniques allow making direct measurements of full displacement fields, either static or dynamic, with high spatial resolution. For forced, steady-state vibrations, vibration amplitude maps are obtained in real-time through time-averaging. This is the excellence field of these full-field interferometric tech-

niques, when used in vibration measurements. The main difference between them is the absence of the camera lens from the digital holography setup during the recording. In speckle interferometry each acquired image corresponds to an image-plane hologram. The interferometric fringe pattern is reconstructed with the help of temporal [3] or spatial [4] phase-stepping. In digital holography, the interferometric fringe pattern is obtained from the digitally reconstructed complex object-wave, with no stringent need for phase-stepping procedures. Temporal phase measurements are also possible. They usually involve stroboscopic techniques [5], heterodyne interferometry [6] or reference wave modulation [7], as well as a temporal reference [8] usually related to the exciting force. The stroboscopic principles provide the temporal information needed for studying complex vibrations in highly damped structures and in experimental modal analysis. Some full-field non-coherent optical techniques like digital image correlation [9] and projection moiré [10] present similar characteristics.

In pointwise optical measurements, the basic instrument is the classical interferometer, mostly known today as 'vibrometer' [11]. The laser Doppler vibrometry (LDV) measurement system may be configured to measure either displacements (vibration amplitudes) or velocities, both of them in complex form (amplitude and phase). LDV allows recording single-point time history data with high temporal resolution. As a step towards full-field techniques, spatial scanning allows successive measurements to be done in a limited number of points, usually evenly distributed. Scanning is achieved by using a rotating mirror or by translating the laser sensor head with the help of a stepper motor. Vibration amplitude and phase are computed for all measurement points, either directly if the object excitation is harmonic, or by temporal fast Fourier transform (FFT) techniques. FFT processing is computationally efficient but may introduce undesired effects related to the data window size. Other solutions for increasing the number of measurement points are proposed in Refs [12] and [13]. LDV often uses shock excitation, usually with the help of an instrumented hammer, to measure complex vibrations, with several single modes simultaneously present. The eigenmodes (frequencies, amplitudes and phases) are estimated either directly from the frequency response functions (FRF), or by a numerical procedure of modal extraction. The excellence field of LDV is the computation of the complex FRF (amplitude, phase) for a single measurement point or several such points.

Among the full-field non-optical techniques, near-field acoustic holography (NAH) uses a microphone array [14] to sample spatially the acoustic pressure field radiated from the vibrating structure. Microphones may be replaced by dedicated particle velocity sensors. The reference phase is recorded by a transducer near the structure. Numerical procedures based on the vibroacoustic transfer matrix using the boundary integral equation or the boundary element method allow estimating the sound radiation, diffraction and transmission between the measured field and the vibration source. The complex velocity field and the pressure field are numerically reconstructed at different planes between the object and the hologram. If the reconstruction plane is close to the object, the velocity map should be close to that recorded by LDV. If the object vibrates in one of its eigenmodes, the NAH result should also ideally be proportional to the displacement map obtained by SI. The excellence field of NAH is the estimation of acoustical fields (velocities and pressure).

General Remarks Concerning the Comparison of Results Obtained through Different Techniques

The measurement results produced by any experimental technique may be compared with those of numerical simulations, usually obtained by the finite element (FE) method. In spite of difficulties like the sensitivity of the numerical results to changes in the boundary conditions, this kind of comparison is relatively easy to perform. The numerical model may be well adapted to the particular characteristics of the experimental technique. Such comparisons allow validating or updating the numerical model. In such comparisons, the experimental results are fully used: the spatial distributions of the measured quantities, their numerical values, the frequencies and all other experimental evidence may be compared with their model-based counterparts. Several papers describe comparisons between full-field measurements in vibroacoustics by SI [15], LDV [16], NAH [17] or projection moiré [18] and numerical results.

Each measurement technique may provide results in the excellence fields of other techniques. These results may have only partial compatibility, but they should still be compared with each other. This may be a difficult task, especially when the metrological characteristics of these techniques are too different, even hardly consistent.

A recent paper [19] presents the comparison of velocity maps obtained by NAH and LDV. The experimental procedures are different, but the results are consistent and have common characteristics: they represent the same physical quantity (velocity fields), the vibration–excitation is made in both cases by shock and the number of measurement points is close. One of the conclusions, justified by the visual examination of the two series of velocity maps, is that LDV, based on several pointwise object velocity measurements, offers better results while NAH provides merely an estimate based on sound radiation around the vibrating object.

When the measurements have very different characteristics, their comparison is either quantitative but limited only to a small number of points, or it is only a qualitative, visual comparison of the two amplitude maps. The present paper is an attempt to propose a quantitative comparison of the vibration amplitude maps and corresponding frequencies obtained by two different techniques – SI and LDV. The object under test is a rectangular, highly damped, freely suspended plate. The operating modes in the two techniques are quite different, which renders the comparison

difficult. The most important purpose of the comparison is to validate the procedures used in LDV for obtaining the mode shapes.

The operating modes were imposed in the context of the research programmes for which the measurements were done. One of the research programmes [20] concerned the identification, based on SI and LDV measurements, of complex-valued material parameters with strong frequency dependence. Another programme [21], aimed at the reduction of noise radiated by a vehicle, has a particular point emphasising validating by SI the operational deflection shape (ODS) estimated through LDV. A continuous-wave laser is used in time-averaged SI, and single-frequency, steady-state vibrations are excited by a harmonic force of adjustable frequency and amplitude. In LDV, using the simplest mono-point vibrometer, transient vibrations are excited by the frequently used method of impact loading, and the temporal histories recorded successively for several points disposed on a grid. Velocity amplitude and phase maps at different frequencies are obtained using the inverse FFT.

Speckle interferometry measures full displacement fields in a single-frequency harmonic forced vibration test, while LDV measures pointwise velocities during a freely damped vibration initiated by a shock and containing a large spectrum of frequencies. The comparison of numerical amplitude values is thus impossible; however, the velocity fields estimated by FFT in LDV measurements should be, at any single frequency, proportional to the displacement fields measured by SI. The point of interest is the shape of the mode, not the numerical values. Consequently, the amplitude maps need to be range-normalised.

Quantitative global and local criteria should be established and used to compare these maps. Finally, the results should be validated by comparison with a FE model. The comparison should help us understand the causes of possible differences between the results obtained through the two techniques. It should also help us choose and use correctly the experimental tool best adapted to each measurement task.

The data considered as most reliable for the spatial maps are those provided by SI, as they are obtained simultaneously for all object points, by using directly the linear relation between the displacement amplitude and the optical phase. They have high spatial resolution. SI is also reliable concerning the measured frequencies, because the real-time visualisation of the fringe pattern allows tuning the excitation frequency so as to coincide with any eigenfrequency. Some aspects related to SI measurement conditions and sources of errors are mentioned below.

Full-Field Vibration Measurement by Time-Average Speckle Interferometry

The setup used in out-of-plane SI with temporal phase stepping is shown in Figure 1. The vibrating object is illuminated by the continuous-wave laser beam transmitted by the beamsplitter BS1, expanded by a lens and redirected by Mirror3. The reference beam is reflected by BS1 and Mirror1, expanded by a spatial filter and redirected, through Mirror2 and beamsplitter BS2, towards the charge-coupled device (CCD) detector. The piezoelectric actuator (PZT) implements the temporal phase stepping, producing a four-step reference phase variation:

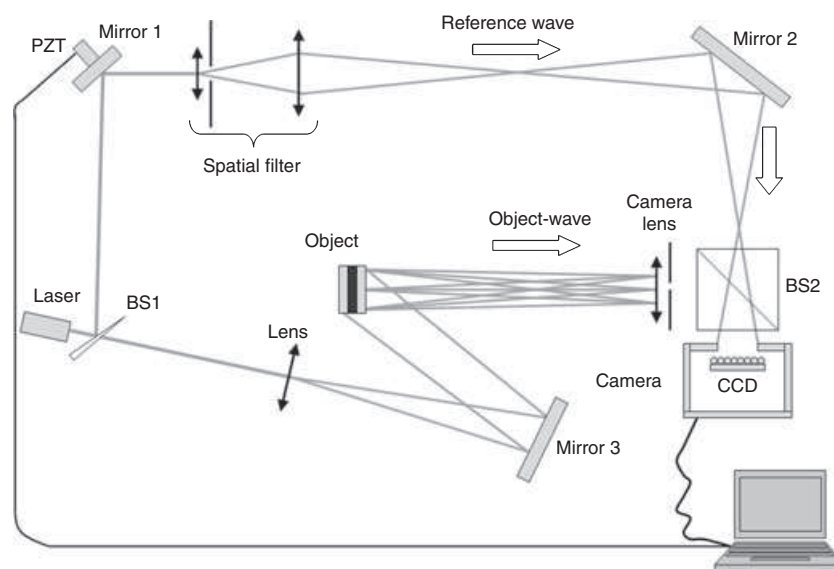


Figure 1: Speckle interferometry setup

$$\Delta\varphi_i = (i-1)\frac{\pi}{2}; \quad i = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (1)$$

The four-frame bucket acquired by the holographic processor is:

$$I_i = A + B \cos(\varphi_{\text{or}} + \Delta\varphi_i) J_0(\vec{d} \cdot \vec{K}) \quad (2)$$

where A and B are speckled fields related to the object, φ_{or} is the high spatial frequency, random phase difference between the object wave and the reference wave, $J_0(\vec{d} \cdot \vec{K})$ is the Bessel function of zero order and first kind having as argument the projection of the displacement vector $\vec{d} = \vec{d}(M)$ on the sensitivity vector $\vec{K} = \vec{K}(M)$, for any point M on the object surface. The sensitivity vector has a magnitude $|\vec{K}| = 2\pi/\lambda$ and lies along the direction bisecting the illuminating and observation directions.

The processor computes and displays the real-time, time-averaged hologram I_T of the vibrating object:

$$I_T = \left[(I_1 - I_3)^2 + (I_4 - I_2)^2 \right]^{1/2} = 2B |J_0(\vec{d} \cdot \vec{K})| \quad (3)$$

As seen in Figure 2, the result consists in the image of the tested plate, sized $100 \times 150 \times 5.4$ mm, covered by bright and dark fringes, loci of constant values of the product $(\vec{d} \cdot \vec{K})$ at 1734 Hz. This time-averaged interferogram has to be further processed to allow its comparison with LDV velocity maps.

To achieve this, the initial data $|J_0(M)|$ may be used to compute $d(M)$, or the data obtained through LDV should be presented as simulated interferograms [22]. Because of the low spatial resolution of the LDV data, the second possibility is limited to the modes having few nodal lines. A third possibility is using a method [23] capable of producing wrapped-phase fringes $(\vec{d} \cdot \vec{K})_{\text{mod}2\pi}$. The procedure is rather cumbersome,



Figure 2: Time-averaged hologram of plate vibrating at 1733 Hz

involving several time-averaged holograms with different reference wave modulations and object vibration amplitudes. This is a drawback in case of objects whose boundary conditions are loose (e.g. 'freely' suspended), sensitive to ambient disturbances and with slowly damped transient states. The image in Figure 3 illustrates such a practical difficulty, consisting in the vibration of the suspension strings.

To avoid these difficulties, the unwrapping of the time-averaged fringe pattern is done by an alternative technique [24]. It uses the synchronous detection principle, eliminating the high spatial frequency content from the orthogonal components of the time-averaged hologram, Equation (3). These components are:

$$C = I_1 - I_3 = 2B \cos \varphi_{\text{or}} \times J_0(\vec{d} \cdot \vec{K}) \quad (4)$$

and

$$S = I_4 - I_2 = 2B \sin \varphi_{\text{or}} \times J_0(\vec{d} \cdot \vec{K}) \quad (5)$$

The multiplicative factors, $\cos \varphi_{\text{or}}$ and $\sin \varphi_{\text{or}}$, have high spatial frequencies and represent a noise covering the deterministic signal $J_0(\vec{d} \cdot \vec{K})$. The dark Bessel fringes and the higher-order bright fringes are affected. The two components of the time-averaged hologram of the non-vibrating object, C_0 and S_0 , are used to replace the noise φ_{or} by a very low spatial frequency phase variation φ_{env} mostly due to environmental conditions (air turbulence, thermal gradients):

$$C_0 = I_1 - I_3 = 2B_0 \cos(\varphi_{\text{or}} + \varphi_{\text{env}}) \quad (6)$$

$$S_0 = I_4 - I_2 = 2B_0 \sin(\varphi_{\text{or}} + \varphi_{\text{env}}) \quad (7)$$

The new components C_T , S_T are filtered by convolution with a mean kernel K_1 :

$$\tilde{C}_T = 2B \cos \varphi_{\text{env}} \times J_0(\vec{d} \cdot \vec{K}) \times K_1 \quad (8)$$

$$\tilde{S}_T = 2B \sin \varphi_{\text{env}} \times J_0(\vec{d} \cdot \vec{K}) \times K_1 \quad (9)$$

These data fields may be used [25] for obtaining the phase image I_q , in quasi-binary fringes showing the sign of the Bessel function:

$$I_q = \arctan\left(\frac{\tilde{S}_T}{\tilde{C}_T}\right) = \varphi_{\text{env}} + \pi \frac{1 + \text{sgn}[J_0(\vec{d} \cdot \vec{K})]}{2} \quad (10)$$

or for restoring a high-resolution time-averaged hologram I_T' :

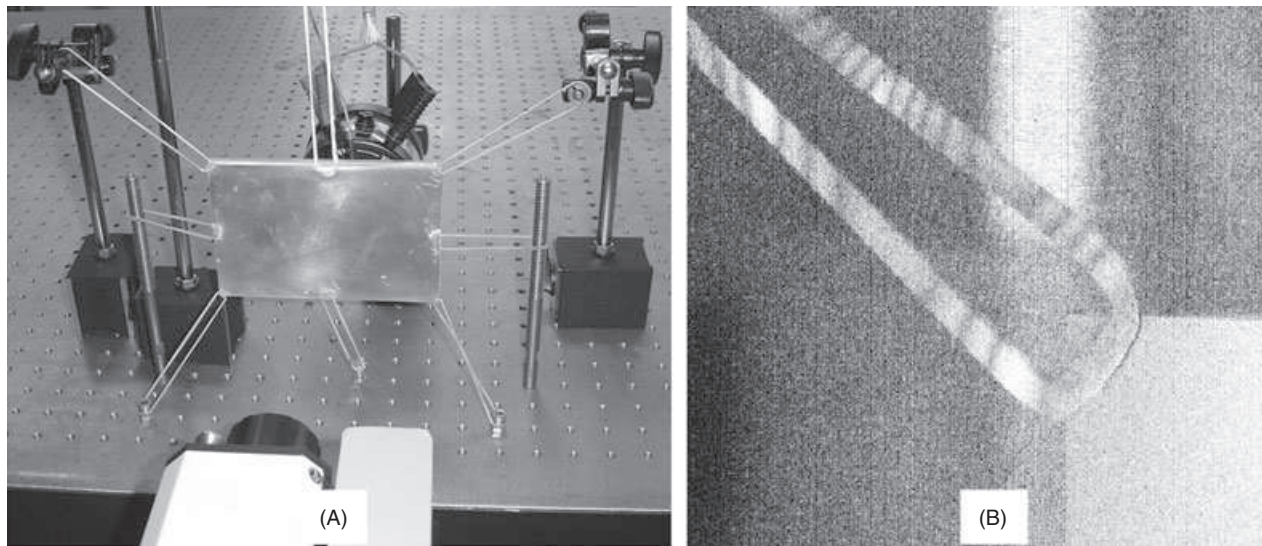


Figure 3: (A) Vibrometer measurement setup; (B) Suspension strings vibration

$$I_T' = \sqrt{\tilde{s}_T^2 + \tilde{c}_T^2} \quad (11)$$

The three images in Figure 4 show the ‘classical’ time-average hologram given by Equation (3) along with the quasi-binary fringe pattern, Equation (10) and the high-resolution time-average hologram, Equation (11). The profiles along the white lines selected on the three fringe patterns at left are shown in the right part of Figure 4. The last two fringe patterns may be used to separate the high-resolution fringe pattern into regions where the Bessel function is monotonically increasing or decreasing. In any such region, the Bessel function may be mathematically inverted, which allows estimating its argument. The procedure is equivalent to ‘classical’ spatial phase unwrapping.

Figure 5A presents the vibration amplitude map (568×386 pixels) obtained from the hologram in Figure 2 by the method described in Ref. [25]. Figure 5B shows, at a spatial scale enlarged by a factor of 15 on each direction, the velocity map (38×26 pixels) obtained by LDV. Both maps are normalised and scaled in radians of optical phase.

Factors Affecting the Vibration Measurements by SI and the Velocity Measurements by LDV

Using SI to validate vibration amplitude maps produced by LDV requires checking the unimodal character of the measured ODS. An approximate modal test is performed in real-time SI. If, under single-frequency excitation, a highly damped mechanical structure vibrates in a complex mode with a significant contribution of at least two eigenmodes, then the vibration

phases of different object points have more than only two values. Nodal regions continuously change their shapes and positions when the excitation frequency varies around a resonant frequency. The effects on the fringe pattern depend on the combining modes. Such situations are presented in this section for a highly damped plate (viscoelastic material lexan sandwiched between two aluminium plates). In the three ODS presented in Figure 6A the nodal lines mainly change their positions. In Figure 6B, the time-averaged dark fringes near the nodal lines get closer and modify their curvature when approaching resonance, until they form a single fringe; the time-averaged nodal lines may eventually become elliptically shaped nodal regions, like in the second interferogram. Such a time-averaged pattern does not correspond to a unique vibration amplitude map.

In such situations, one may either directly compare the multimodal holographic time-averaged pattern with the equivalent amplitude map obtained by LDV, or separate the interacting modes by recording a series of pulsed or stroboscopic holograms at different phases of the vibration cycle. This procedure allows computing separately [8] the two mode shapes. The relative importance of one of the coupled modes may be reduced by modifying the exciter position. The main mode appearing coupled in Figure 6B was thus correctly isolated and compared with LDV results.

Some of the factors affecting the displacement fields estimated from SI measurements are:

- 1 the speckle noise;
- 2 the radial distortions of the objective lens and the correct relations between the 3D coordinates of a point $M(x, y, z)$ and the corresponding pixel position (i, j) ;

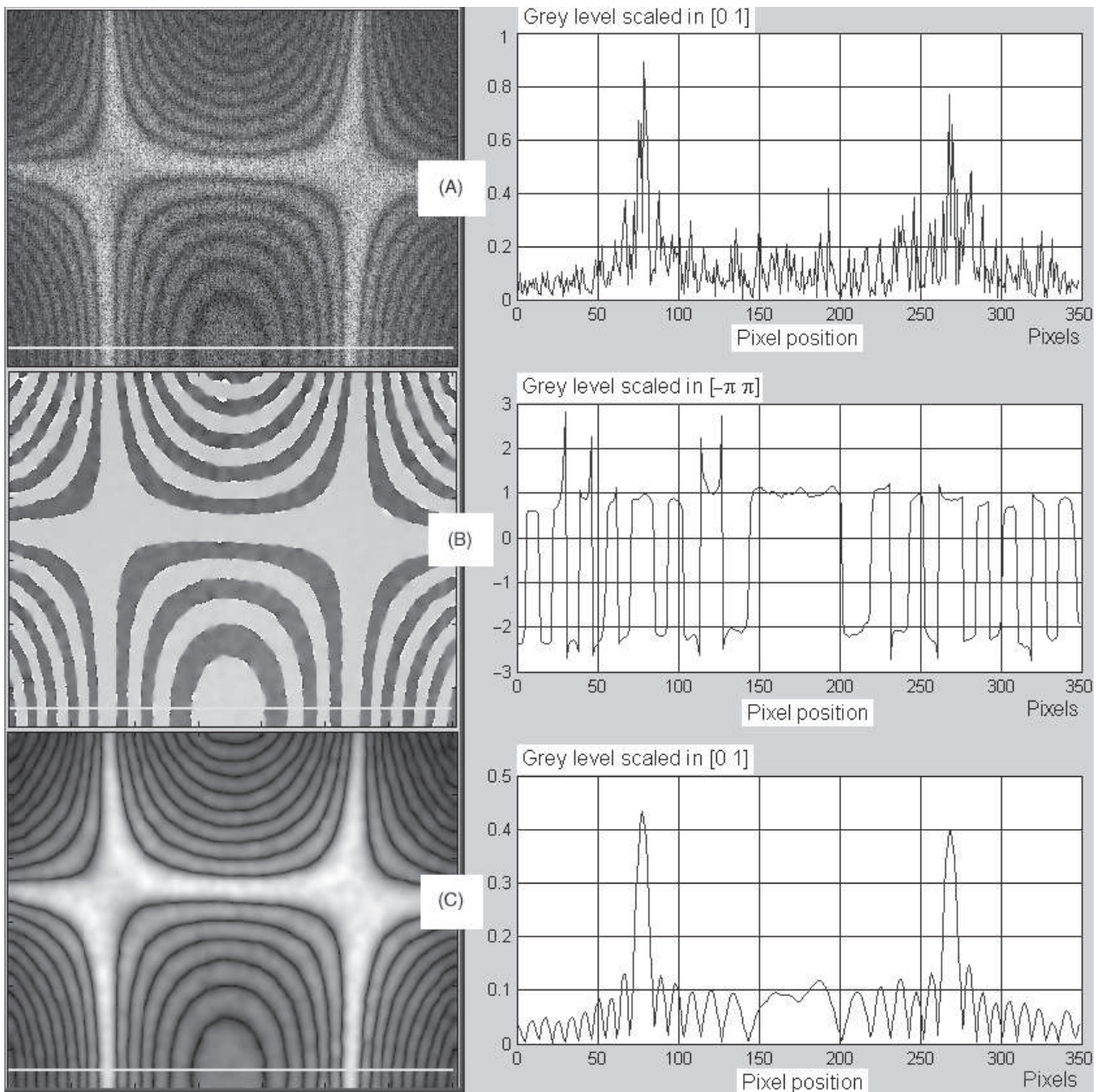


Figure 4: Images (at left) and profiles (at right) for: (A) Time-averaged hologram; (B) Quasi-binary fringe pattern; (C) High-resolution time-averaged hologram

3 the different orientations of the sensitivity vector $\vec{K}(M)$ over the object surface and the values of the local sensitivity factor represented by $\cos(\vec{d}(M), \vec{K}(M))$.

Speckle noise was reduced by using high-resolution time-averaged SI [24]. The radial distortions were measured by a camera calibration procedure [26]. For the setup used, the distortions are smaller than 1 pixel, so corrections are not necessary. Finally, the local sensitivity factor is minimised by a proper choice of the lateral distance between camera and illuminating source, then numerically estimated. Its values across the tested plate are between 0.97 and 0.98.

In LDV measurements, made of a Polytec (Polytec France, Pantin, France) vibrometer with OFV 303

sensor, the excitation was done with an instrumented impact hammer. The experimental FRF allows selecting the amplitude and phase (Figure 7C and D) in the frequency range 100–3200 Hz with 2 Hz resolution. The selection of frequencies for which the velocity map (Figure 7A) and the phase map (Figure 7B) are computed is based on two criteria. The first criterion is a local maximum in the mean absolute value of the velocity amplitude map. It indicates a local resonance. The second criterion is a maximum standard deviation of the phase distribution, indicating a unimodal behaviour. In these conditions, LDV velocity maps are proportional to the displacement maps measured by SI. The estimated LDV amplitude map at 1252 Hz is shown in Figure 7A, at

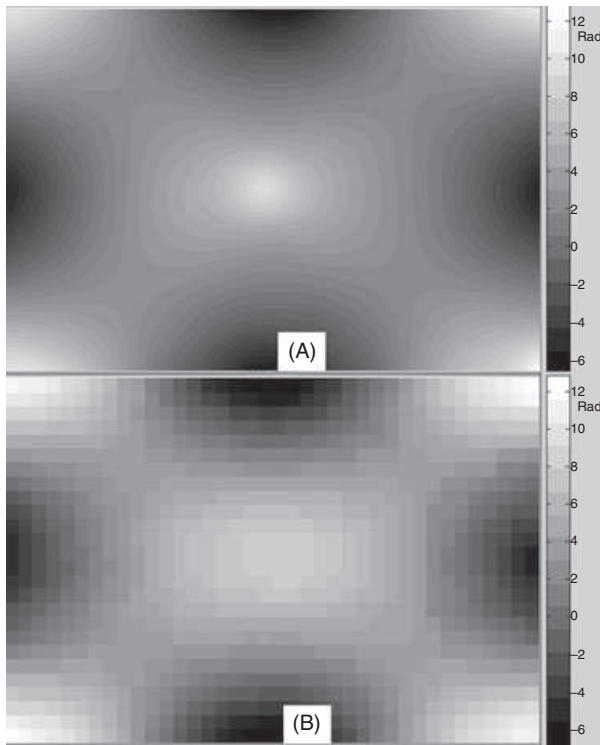


Figure 5: (A) Holographic displacement map; (B) Vibrometer velocity map

an upsampled scale, as a simulated time-averaged hologram. Whenever possible, such a graphical presentation of LDV velocity maps allows a quick visual estimation of the current ODS.

Criteria Used in Comparing Data Sets from Different Techniques

Along with resonant frequencies comparison, the specific aim of data processing is to compare, by using global and local criteria, the full-field amplitude maps. In SI these maps represent displacements (vibration amplitudes) and in LDV velocities. As a consequence, the same data-processing procedures should also allow comparing the SI results with results obtained by using the FE model or other experimental techniques providing velocity maps, like NAH [27].

Different amplitude-based criteria are developed and used in the field of numerical modal analysis. They may be adapted to full-field measurement techniques, by replacing in their formulation the FE mesh with the pixels (or groups of pixels) in an experimental amplitude map. The interest of generalising the use of these criteria in experimental techniques is obvious: one may have a unitary approach and coherent results in dealing with numerical and experimental techniques.

Some important preliminary operations are:

- 1 scaling the amplitude maps between -1 and $+1$ to ensure their compatibility;
- 2 eventual inversion of one of the maps so as to avoid opposite phases in the same object region in the two compared maps;
- 3 spatial downsampling of the SI amplitude map. It represents an important downgrading of SI measurement results, whose high spatial frequency content is lost. However, this avoids extrapolating LDV measurement results.

Two spatially scaled and range normalised amplitude maps whose local values at a pixel location (i, j) are $A_{ij} = A(i, j)$ and $B_{ij} = B(i, j)$ and whose average values are \bar{A} and \bar{B} have a correlation coefficient C :

$$C = \frac{\sum_i \sum_j [(A_{ij} - \bar{A})(B_{ij} - \bar{B})]}{\sqrt{(\sum_i \sum_j (A_{ij} - \bar{A})^2)(\sum_i \sum_j (B_{ij} - \bar{B})^2)}} \quad (12)$$

The so-called modal assurance criterion (MAC) uses correlation [28] between all modes in the two sets. If the number of modes (A_p, B_q) in each of the two series is $p_{\max} = N$, then the (p, q) element of the square $(N \times N)$ elements) matrix M describing the MAC is given by:

$$M(p, q) = \frac{[\sum_{i,j} A_p(i, j) B_q(i, j)]^2}{(\sum_{i,j} A_p^2(i, j)) (\sum_{i,j} B_q^2(i, j))} \quad (13)$$

For corresponding modes, MAC values should be close to 1. If the modes are correctly paired, these terms should be on the principal diagonal of the matrix M . The other terms (non-matched modes) should normally be close to zero as the eigenmodes are orthogonal.

At the other end, the pointwise residue (difference) at pixel (i, j) :

$$R(i, j) = A(i, j) - B(i, j) \quad (14)$$

between the two spatially scaled and range-normalised amplitude maps $A(i, j)$ and $B(i, j)$ may help to detect their eventual regional differences.

Calculated for each pixel in the mode pairs to be compared, the local differences may also be evidenced by [29] the coordinate modal assurance criterion (CoMAC). It is used in modal analysis to detect sensors with poor correlation. In the case of N pairs of modes (A_k, B_k) detected by two experimental techniques and normalised between -1 and 1 , the local values $C_1(i, j)$ of the spatial shape correlation computed through this criterion are:

$$C_1(i, j) = \frac{[\sum_k A_k(i, j) B_k(i, j)]^2}{(\sum_k A_k^2(i, j)) (\sum_k B_k^2(i, j))} \quad (15)$$

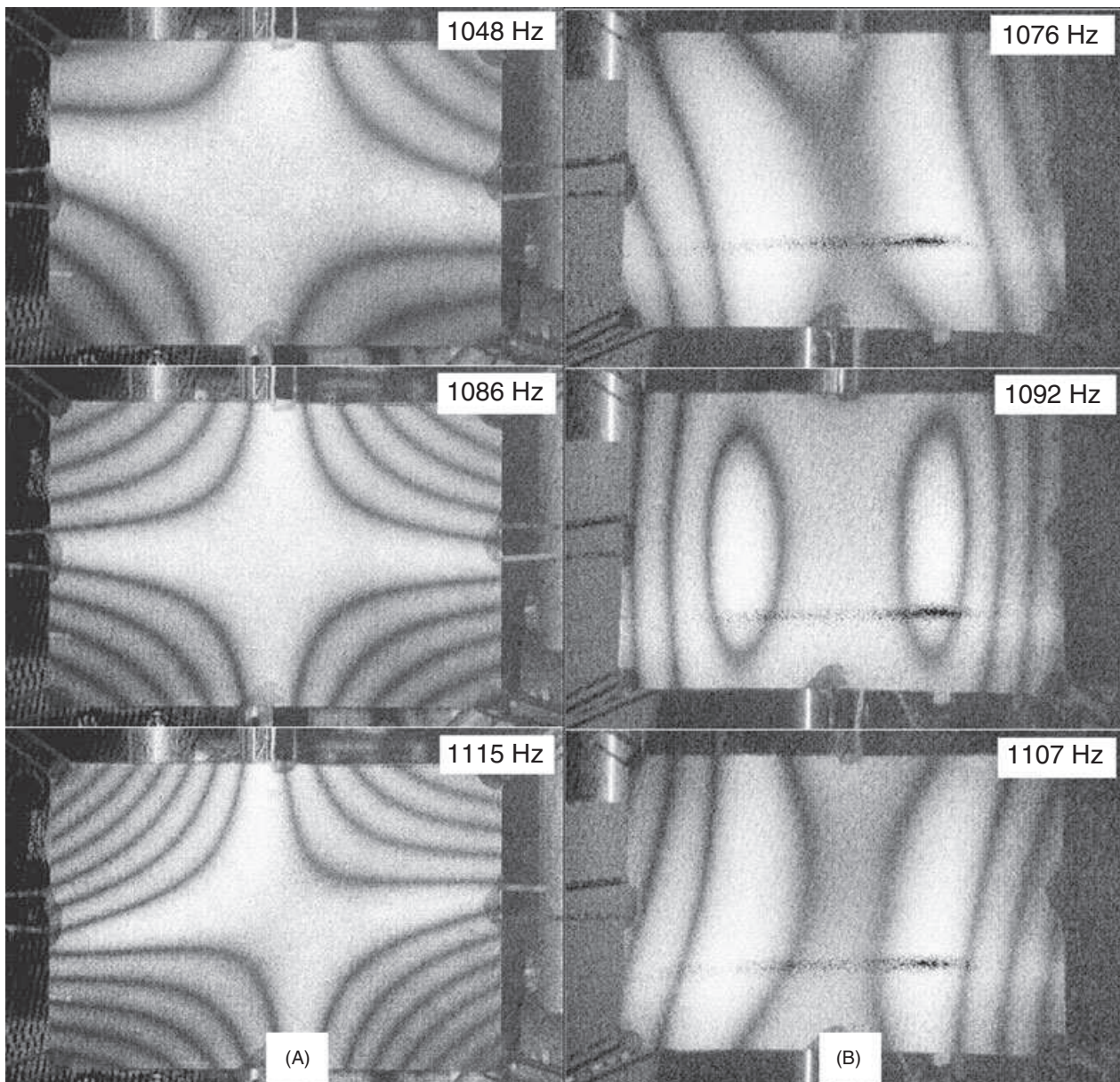


Figure 6: (A), (B) Time-averaged fringe patterns for complex vibrations

A second criterion, the enhanced coordinate modal assurance criterion (ECoMAC) [30] is sometimes preferred in estimating the local differences between two series of modes. The local values $C_2(i, j)$ of the ECoMAC are:

$$C_2(i, j) = 1 - \frac{[\sum_k |A_k(i, j) - B_k(i, j)|]}{2N} \quad (16)$$

Both criteria values close to unity indicate good local correlation. Smaller values indicate a poor matching and local disparities between the two amplitude maps.

Apart from these global and local correlation-based criteria, other particular criteria adapted to the type of analysis may also be proposed. As long as the

vibroacoustic analysis is concerned, a local parameter of interest is the position of ventral regions, which have an important contribution to acoustic coupling. Possible errors concerning the positions of maxima as detected by LDV lead to errors in the estimated position of the sound source. A related indicator may be the average shift of the nodal lines between the two maps.

Experimental and Numerical Results

Some of the Bessel-type time-averaged SI fringe patterns are shown in Figure 8A. From left to right, their frequencies are 383, 933, 1230 and 1734 Hz. The vibration amplitude maps obtained by the method

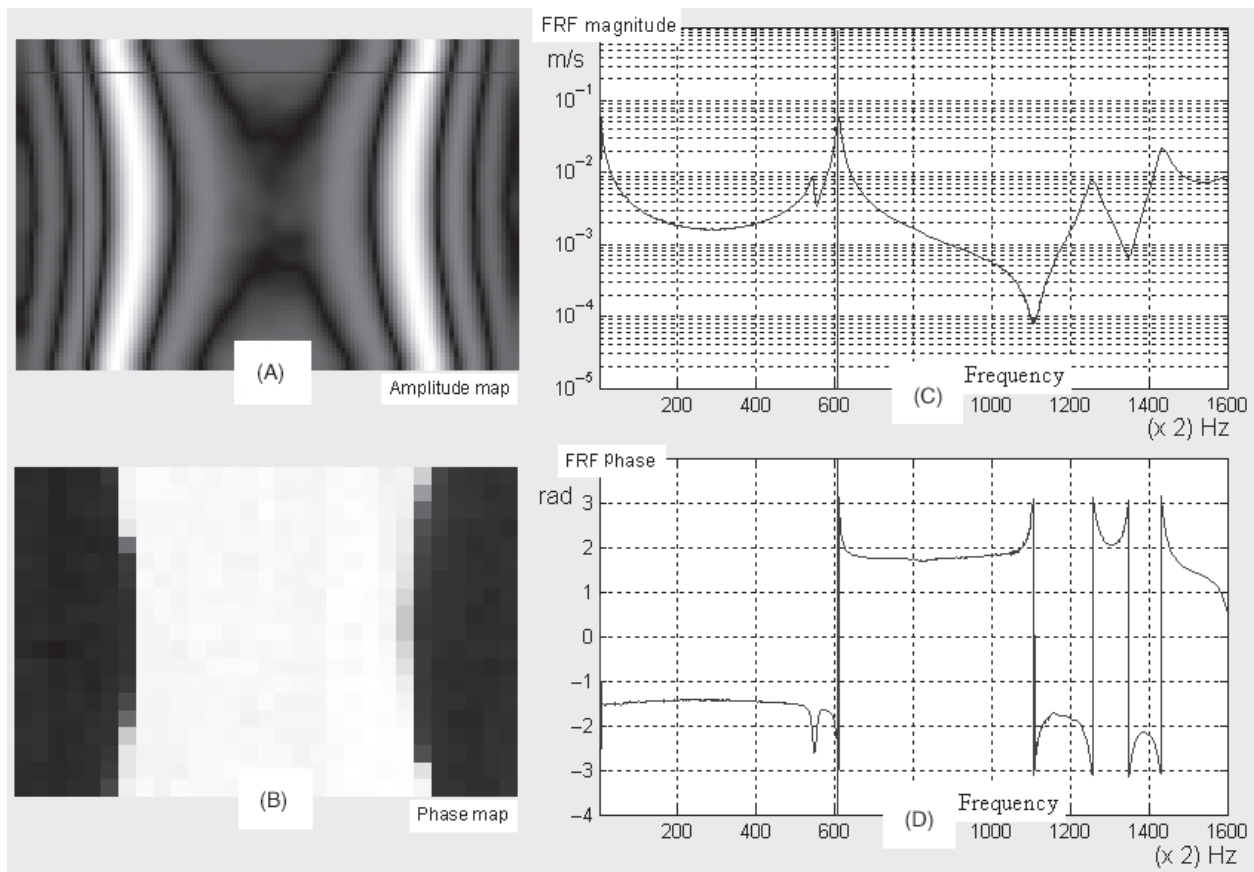


Figure 7: Results of LDV measurements: (A) Velocity map; (B) Phase map; (C) FRF (Magnitude); (D) FRF (Phase)

described in Ref. [25] are represented in Figure 8B. The amplitudes are scaled between -1 and 1 and presented with a reduced number of grey levels in order to enhance their visibility. The white plots superimposed on the amplitude maps correspond to the nodal lines. Figure 8C presents the amplitude maps obtained by LDV and the estimated nodal lines at 392, 964, 1242 and 1774 Hz. The results of the FE numerical model are presented as simulated time-averaged holograms in Figure 8D, so as to allow a simple, visual comparison with SI interferograms. Their frequencies are 373, 913, 1234 and 1703 Hz. The FE model, developed in Matlab, used a rectangular mesh of 570 linear H8 hexahedric elements. The experimental and numerical results correspond to a PVC plate of size $100 \times 150 \times 5.1$ mm with $E = 58$ MPa and $\nu = 0.38$.

The SI-LDV frequency comparison indicates a mean average error of 15.5%. Its main causes are the relatively low LDV FRF resolution (2 Hz), the differences between signals successively acquired for different LDV measurement points and the Fourier temporal processing of LDV data. Visually, the differences between SI and LDV vibration amplitude maps in Figure 8B and C consist mainly in the lower resolution and some local discontinuities presented by the latter.

The global MAC was computed after amplitude normalisation and spatial downsampling of SI results. The very small values (between 0.001 and 0.008) of the non-diagonal MAC elements (Figure 9A) show good mode orthogonality. The mode pairs are correctly determined, as proved by the highest values of the MAC elements situated on a principal diagonal. The values of the diagonal elements, between 0.83 and 0.98, with an average value of 0.93, prove that the amplitude distributions are close.

The local comparison between the amplitude distributions uses the CoMAC indicator (Figure 9B). The lower values correspond to discrepancies situated close to nodal lines.

The comparison criteria more specifically oriented towards vibroacoustics indicate an average displacement of antinodes of 0.98 pixels, with a maximum antinode displacement of 2 pixels. The average error in the positions of the nodal lines is 19.05% and the average displacement of nodal lines 1 pixel.

The values of the different correlation-based coefficients for SI and LDV measurements may be considered as satisfying; they are confirmed by very close results obtained from SI measurements and FE model. The mean average difference between the SI and FE frequencies is 7%. The global MAC and the local CoMAC are shown in Figure 10A and B. The MAC

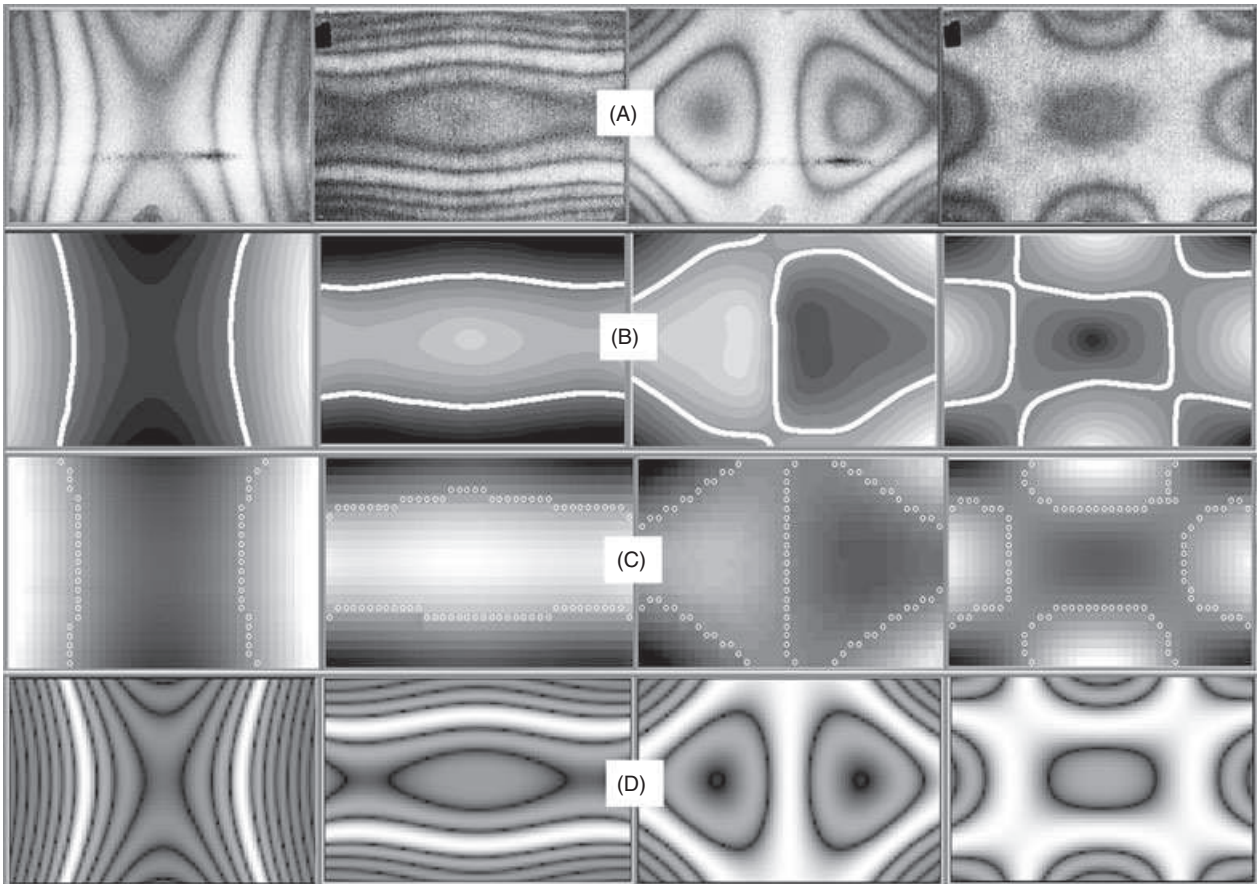


Figure 8: (A) Time-averaged holograms; (B) Holographic amplitude maps; (C) Doppler vibrometry velocity maps; (D) Finite elements simulated holograms

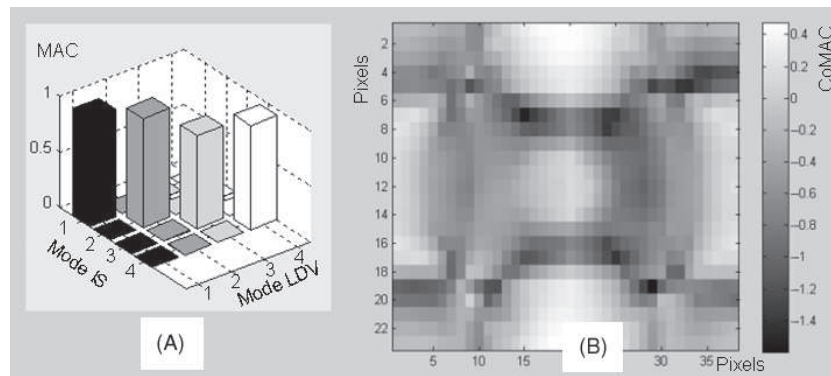


Figure 9: Speckle interferometry – Vibrometry amplitude maps comparison: (A) MAC; (B) CoMAC

elements on the principal diagonal are between 0.78 and 0.98, with an average value 0.92. The non-diagonal elements are smaller than 0.007. The lowest values in the CoMAC distribution are also found in regions close to the nodal lines.

Conclusions

A comparative study of the vibration amplitude and velocity maps estimated through different, hardly consistent measurement techniques may be achieved

by employing comparison criteria adapted from numerical modal analysis. These criteria may help identify problems related to different experimental techniques. Of particular interest is SI, a measurement technique of high spatial resolution, which helps in validating results obtained through point-wise LDV and FE modelling. Different aspects related to data preparing and processing are presented. Correlation coefficients are in the range 0.8–0.9 for both LDV and FE.

The authors believe that the importance of high-speed speckle pattern interferometry in vibroacoustics

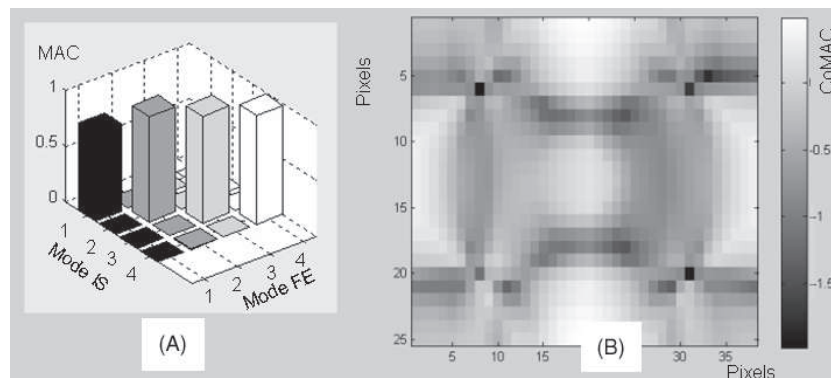


Figure 10: Speckle interferometry – Finite elements amplitude maps comparison: (A) MAC; (B) CoMAC

may increase by finding a way towards a higher temporal resolution at each pixel, even with the price of a certain decreasing of the spatial resolution. Further work is also expected to develop techniques and algorithms capable of providing full-field temporal phase data while also minimising the number of interferometric fields acquired.

REFERENCES

- Butters, J. N. and Leendertz, J. (1971) Holographic and video techniques applied to engineering measurement. *J. Meas. Control* **4**, 349–354.
- Schnars, U. and Jüptner, W. (1994) Direct recording of holograms by a CCD-target and numerical reconstruction. *Appl. Opt.* **33**, 179–181.
- Creath, K. (1985) Phase shifting speckle interferometry. *Appl. Opt.* **24**, 3053–3058.
- Takeda, M., Ina, H. and Kobayashi, S. (1981) Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 156–160.
- Nakadate, S., Saito, H. and Nakajima, T. (1986) Vibration measurement using phase-shifting stroboscopic holographic interferometry. *Optica Acta* **33**, 1295–309.
- Aguanno, M., Lakestani, F., Whelan, M. *et al.* (2007) Heterodyne speckle interferometer for full-field velocity profile measurements of a vibrating membrane by electronic scanning. *Optics Lasers Eng.* **45**, 677–683.
- Løkberg, O. J. and Høgmoen, K. (1976) Use of modulated reference wave in electronic speckle pattern interferometry. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **9**, 847–851.
- Linnet, V., Bohineust, X., Dupuy, F. and Stawicki, C. (1992) Experimental modal analysis of structures using three-dimensional holographic interferometry: development and applications. In: *Proc. 17th ISMA*, 23–25 September, Leuven, the Netherlands: 1655–1676.
- Fujun, Y. and Xiaoyuan, H. (2006) Digital speckle projection for vibration measurement by applying digital image correlation method. *Key Eng. Mater.* **326–328**, 99–109.
- Hopstone, P., Katz, A. and Politch, J. (1989) Infrastructure of time-averaged projection moiré fringes in vibration analysis. *Appl. Opt.* **28**, 5305–5311.
- Castellini, P., Revel, G. M. and Tomasini, E. P. (1998) Laser Doppler vibrometry: a review of advances and applications. *Shock Vibration Digest* **30**, 443–456.
- MacPherson, W. N., Reeves, M., Towers, D. P. *et al.* (2007) Multipoint laser vibrometer for modal analysis. *Appl. Opt.* **46**, 3126–3132.
- Aguanno, M., Connelly, M. and Whelan, M. (2002) Full-field laser vibrometry employing a novel CMOS-DSP camera. Fifth Int. Conf. Vibration Measurements Laser Tech. Adv. Appl. *Proc. SPIE* **4827**, 123–132.
- Maynard, J., Williams, E. and Lee, Y. (1985) Nearfield acoustic holography: I. Theory of generalized holography and the development of NAH. *J. Acoust. Soc. Am.* **78**, 1395–1413.
- Blair, H. D., Jih, E. J., Brown, G. M. *et al.* (1993) Cooperative application of holography and finite element modeling in determining critical vibration behavior of printed wiring boards. *Proc. I.E.E.E. Electronic Components Technol. Conf.* **43**, 1115–1119.
- Adelman, C., Blough, J. and Brown, D. (1998) Subminiature speaker diaphragm analysis and experimental confirmation. *SPIE Proc – 16th IMAC* **3243**, 1233–1239.
- Caillet, J., Carmona, J.-C. and Mazzoni, D. (2006) Estimation of plate elastic moduli through vibration testing. *Appl. Acoustics*, **68**, 334–349.
- Ragulskis, M., Saunoriene, L. and Ragulskiene, J. (2005) Interpretation of fringes produced by time average reflection moiré on a circular disk. *Optics Lasers Eng.*, **44**, 1209–1218.
- Jacobsen, N.-J., Mørkholt, J. and Schuhmacher, A. (2007) *Comparison of Acoustic Holography Methods for Surface Velocity Determination on a Vibrating Panel*. Technical Review, Brüel&Kjær, DK-2850 Nærum, Denmark, 29–48.
- Pagnacco, E., Moreau, A. and Lemosse, D. (2007) Inverse strategies for the identification of elastic and viscoelastic material parameters using full-field measurements. *Mater. Sci. Eng. A* **452–453**, 737–745.
- ADEME – Predit (2007) Le bruit des transports terrestres, *Publication No. 6197*, 49–50.
- Borza, D. (2005) New holographic method and numerical model graphic output for parameter estimation and damage detection. *Proc. Int. Conf. "Appl. Simulation and Modeling"* **469–140**, 382–387.

23. Stetson, K. A. and Brohinsky, W. (1988) Fringe-shifting technique for numerical analysis of time-average holograms of vibrating objects. *J. Opt. Soc. Am. A* **5**, 1472–1476.
24. Borza, D. (2006) Full-field vibration amplitude recovery from high-resolution time-averaged speckle interferograms and digital holograms by regional inverting of the Bessel function. *Optics Lasers Eng.* **44**, 747–770.
25. Borza, D. (2005) Mechanical vibration measurement by high-resolution time-averaged digital holography. *Measurement Sci. Technol.* **16**, 1853–1864.
26. Bouguet, J.-Y. (1999) Visual methods for three-dimensional modeling. PhD Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, CA.
27. Martarelli, M. and Revel, G. (2006) Laser Doppler vibrometry and near-field acoustic holography: different approaches for surface velocity distribution measurements. *Mech. Systems Signal Proc.* **20**, 1312–1321.
28. Bathe, K. and Wilson, E. (1976) *Numerical Methods in Finite Element Analysis*, 1st edn. Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, NJ.
29. Lieven, N. A. and Ewins, D. J. (1988) Spatial correlation of mode shapes, the coordinate modal assurance criterion. In: *Proc. 8th I.M.A.C.*, Society for Experimental Mechanics, Bethel, CT., 690–695.
30. Williams, R., Crowley, J. and Vold, H. (1985) The multivariate mode indicator function in modal analysis. *3rd Int. Modal Anal. Conf.*, Orlando, FL, 66–70.

**8.2.2 Communication présentée à la Conférence Internationale
IEEE-TTTC, 2010**

Experimental Analysis Of Failure In Embedded Electronics And Mechatronical Systems Under Thermal Stress

I. T. Nistea, D. N. Borza

INSA Rouen - LMR, ioana.nistea@insa-rouen.fr, dan.borza@insa-rouen.fr

Abstract- Embedded electronics are subjected to harsh environmental aggressions of thermal, mechanical and electrical nature. The mechanical stresses are aggravated by the important differences between the thermal and mechanical properties of different components and by the boundary conditions. In order to establish failure scenarios and optimizing these structures, it is essential to obtain accurate assessment of material parameters and correct identification of the boundary conditions. To this purpose, experimental investigations are performed using Speckle Interferometry. This non contact measurement technique yielding full field, high resolution displacement fields is based on the properties of coherent light in order to obtain static or dynamic displacement information.

1. INTRODUCTION

The most important causes of failure in electronic equipment are destruction, creep and fatigue. Different measurement techniques are used for the analysis of these types of failure [1]. The present paper aims at investigating the thermo-mechanical behavior of an embedded electronics system as well as the possibilities of failure (component cracks, board delaminating) due to harsh operating conditions. This analysis concerns electronic assemblies used in transport vehicles, which are exposed to specific environmental aggressions (temperature variations up to 150-200°C, shocks, vibration). Solder joints are particularly subjected to thermal damage due to their reduced size and the lower melting points [2].

The thermo-mechanical properties of a surface mount technology (SMT) board are determined by the material properties, its geometrical parameters (component dimensions and placement) and boundary conditions (type of clamping of the board). The development of reliable finite element models depends on the correct estimation of these factors.

Experimental evaluation of the surface deformations induced by thermal charges becomes thus an important stage in the conception and optimization of embedded electronic systems.

In recent years, non-contact measurement techniques began replacing traditional, transducer based methods in nearly all industrial applications. Their major advantage lies in the absence of mechanical contact with the test specimen, which allows avoiding any influence on the measured phenomena.

Most often the full field noncontact techniques mentioned in the literature for the experimental evaluation of surface deformations in electronic equipments are acoustic microscopy [3], moiré interferometry [4], scanning electronic microscopy [5] etc. The application of Speckle Interferometry (SI) has also been reported in [6]

This paper presents the application of Speckle Interferometry (SI) for the experimental analysis of the thermo-mechanical behavior of a SMT board at a board level. The influence of board boundary conditions in electronic component failure is also investigated.

2. MEASUREMENT TECHNIQUE

Speckle interferometry (SI) is a full field interferometric technique which allows real time and non-contact displacement measurements, yielding accurate and high resolution results [7]. The measurement principle is based on the properties of coherent light to extract the 2D static or dynamic displacement information [8].

Depending on the optical setup, one can obtain information on the out of plane or the in plane component of the surface displacement [9]. A standard, out-of-plane SI setup is presented in Figure 1. The beam emitted by the laser source is separated by the beam splitter (BS1) into a measuring and a reference beam that travel on separate paths in the interferometer. The wavefront reflected from the tested surface is focused into the CCD plane, where it interferes with the reference wave expanded by spatial filter SF. The objective lens of the camera is translated in order to allow inserting a beam splitter (BS2) so as to obtain a zero angle tilt between the two interfering wavefronts.

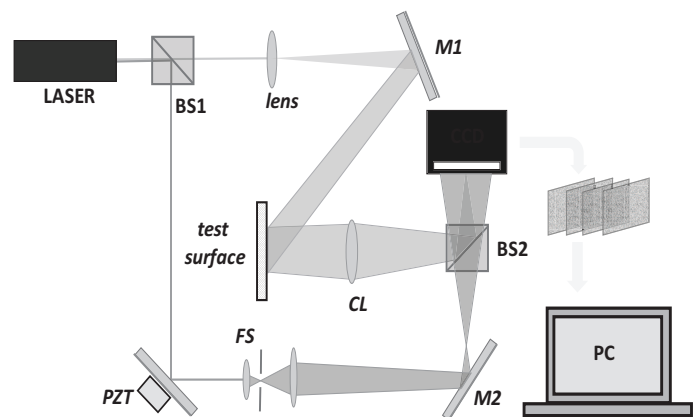


Figure 1. Out-of-plane Speckle Interferometry setup

The instantaneous intensity of the interference field at any pixel (x,y) in the CCD plane is given by:

$$i_{(x,y)} = I_B + I_M \cdot \cos \varphi_{(x,y)} \quad (1)$$

where I_B, I_M are the background and the modulation intensities, and φ is the relative optical phase between the 2 wave fronts:

$$\varphi = \varphi_{sp} + \Delta\varphi_{obj} \quad (2)$$

φ_{sp} is the random phase component introduced by the speckle phenomenon and $\Delta\varphi_{obj}$ describes the displacement field of the test surface. In order to extract the phase information, an incremental phase step is introduced into the reference wave [7]. For a standard four bucket algorithm, the phase step $\Delta\varphi_{ref}$ is given by:

$$\Delta\varphi_{ref} = \frac{\pi}{2}(k-1) \quad k = 1 \dots 4 \quad (3)$$

The phase step is implemented by means of a mirror attached to a piezoelectric transducer, placed in one of the interferometer's arms.

We obtain series of 4 primary data fields, described by:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_B + I_M \cdot \cos(\varphi_{sp} + \Delta\varphi_{obj}) \\ I_2 &= I_B - I_M \cdot \sin(\varphi_{sp} + \Delta\varphi_{obj}) \\ I_3 &= I_B - I_M \cdot \cos(\varphi_{sp} + \Delta\varphi_{obj}) \\ I_4 &= I_B + I_M \cdot \sin(\varphi_{sp} + \Delta\varphi_{obj}) \end{aligned} \quad (4)$$

The modulo 2π optical phase distribution is obtained from:

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \quad (5)$$

The wrapped phase maps are processed and displayed in real time on the system monitor. These parametric images need to be processed by appropriate algorithms in order to obtain a quantitative estimation of the displacement. The optical phase maps are calculated by applying a phase unwrapping algorithm, and then the out-of plane thermal deformation field is obtained by subtracting the phase maps corresponding to the reference and loaded states.

The projection of the surface displacement along the sensibility vector of the measurement system is given by:

$$d(x, y) = \frac{\lambda}{4\pi} \varphi(x, y) \quad (6)$$

The in-plane SI setup is presented in Figure 2.

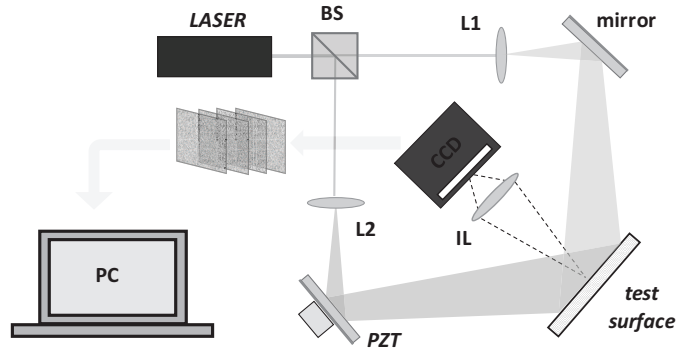


Figure 2. In-plane Speckle Interferometry setup

The object is illuminated symmetrically (at angle θ) with respect to the observation direction of the experimental setup, by dividing the laser emitted beam with beam splitter BS. The interference field is created between two measurement (speckle) waves.

In this case the sensibility vector is tangent to the tested surface and the measured displacement can be obtained from:

$$d(x, y) = \frac{\lambda}{4\pi \sin(\theta)} \varphi(x, y) \quad (7)$$

The test methodology is able to provide an insight into the physics-of-failure. Its sensitivity allows using very small thermal stress, so that they are not inducing any harm to the tested product.

3 EXPERIMENTAL CONDITIONS

The tested structure was an electronic board (110 x 150 x 1,8 mm) with a SM PQFP component of large dimensions (40 x 30 mm), 265 leads (gull-wing) with 0,5 mm lead pitch. The complete system studied included the board and its protective housing – originally assembled by 5 fastening screws.

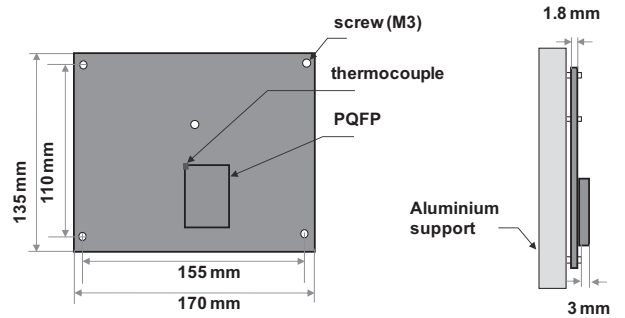


Figure 3. Test specimen

The cases investigated were variation of the boundary conditions - four screw fastening (in the corners) vs. five screw fastening (corners plus a central screw) and influence of the SM components on the thermo-mechanical behaviour of the board -

populated vs. bare board. Some of the experimental results are presented in the next section.

For the real time interferometric measurements, a convection heating method was used [10]. Localized thermal shocks were applied to the electronic assembly with an electric heat gun and the measurements were made during the cooling stage of the test specimen.

4. EXPERIMENTAL RESULTS

A. In Plane Measurements

The test results concerning the in-plane thermal deformations are presented in Figure 4.a and b.

The visual inspection of the fringe patterns allows a phenomenological analysis of the overall deformation of the electronic board – component assembly. The fringes represent lines of equal displacement due to the thermal loading. The lateral expansion of the electronic board is more pronounced than that of the component.

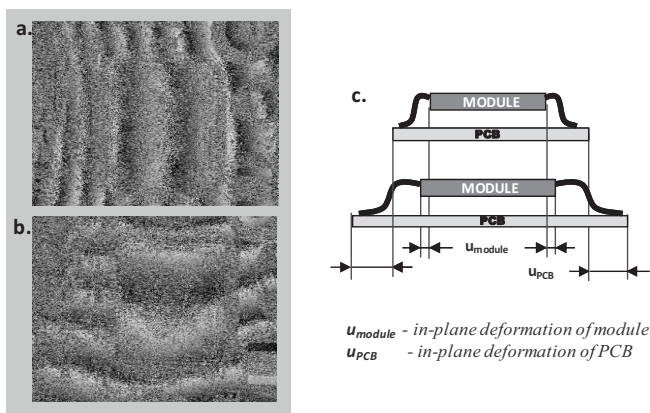


Figure 4. Experimental results for interferometric in-plane measurements

This situation, resulting from the difference of thermal expansion coefficients (the board's CTE being higher) creates a shear stress in the solder joint which can cause, if severe enough, destruction (Figure 4c).

B. Out of plane Measurements

The out-of-plane measurement results presented in figure 5 a and b, allow a comparison between the deformation fields obtained for the four screw mount and the five screw mount. The horizontal cross sections along the electronic assembly illustrate the displacement discontinuities introduced by the central screw.

These details demonstrate that the presence of the central screw increases the board's warping, causing important discontinuities in the overall out of plane deformation field of the assembly, due to the rigid body displacement of the PQFP component.

This situation is leading to local strain concentration, as the displacement difference between the chip and PCB is therefore compensated by the shear deformation of the solder joints

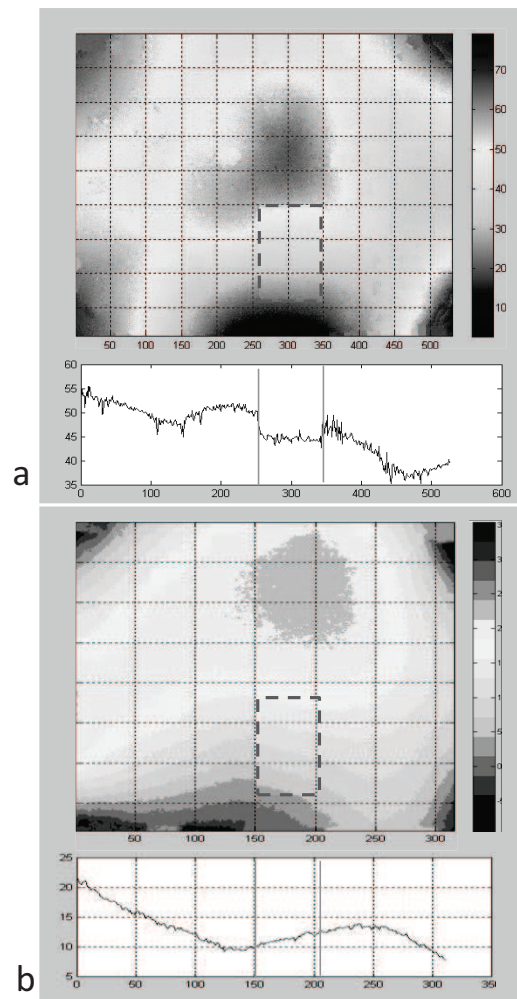


Figure 5. Boundary conditions variation: out-of-plane displacement field and cross sections for (a) five screw fastening; (b) four screw fastening

The transient thermal deformations are characterized by discontinuities between the out of plane displacement of the PQFP and the electronic board.

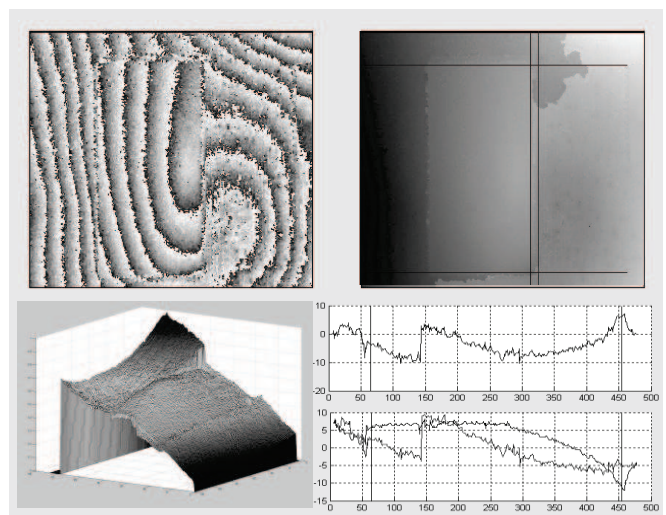


Figure 6. Spatial variations of the pin elongations

These differences are compensated by the elongations of the components' pins – which may have important spatial variations, as shown in Figure 6, where this difference is of almost 0,76 μm .

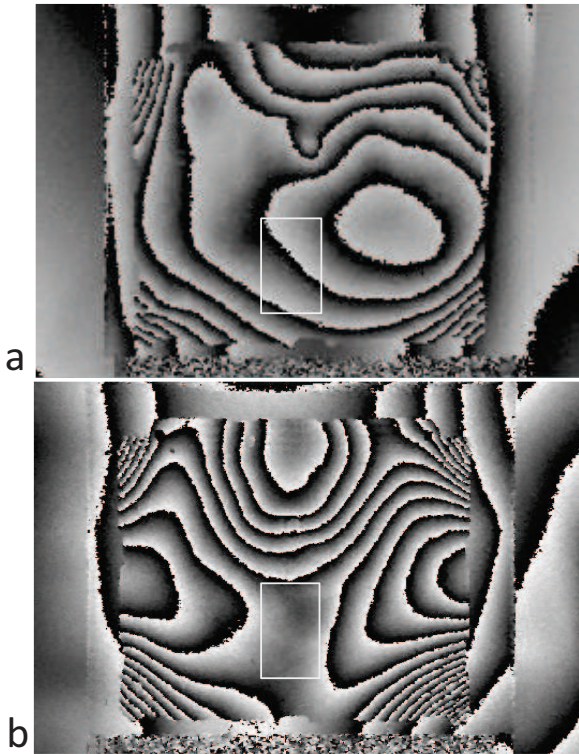


Figure 7. Out of plane displacement fields – (a) populated versus (b) bare electronic board

We present here a comparison between the displacement fields of thermal origin obtained for a populated (a) and a bare board (b). Measurements were made using the rear view of the electronic assembly. The displacement fields are different, due to the presence of the PQFP chip (its position on the board is marked with a yellow rectangle).

C. Thermal Deformation of the Supporting Structure

Another important observation made during the thermal testing concerns the deformation of the supporting structure (shown in Figure 8). Since the phase discontinuities between the PCB and the supporting structure would generate errors in the phase unwrapping software, the central region of the interferogram has been masked out. As we can see from the cross section of the unwrapped phase field, the aluminum frame has a cylindrical dilatation which has a cumulative effect with the central fixation screw, increasing the flexion of the electronic board, and thus, the displacement difference supported by the PQFP chip's interconnections.

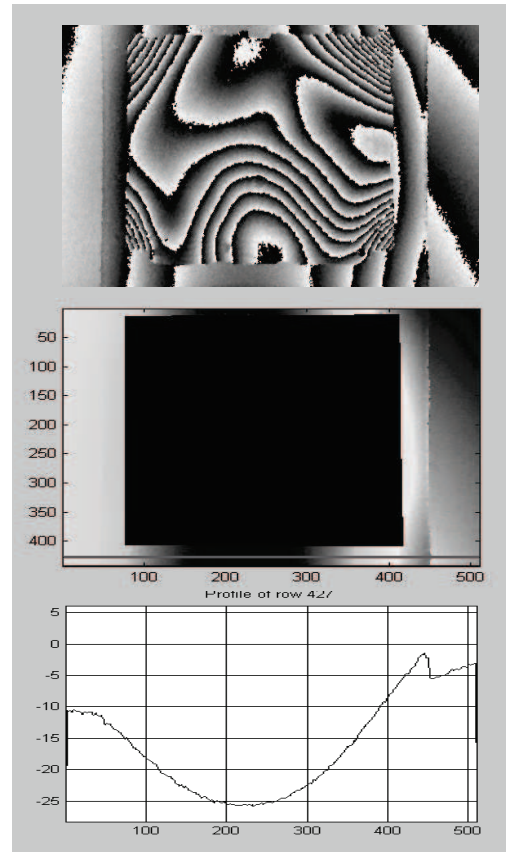


Figure 8. Thermal deformation of the supporting structure

D. Estimation of Surface Strain Fields

Processing of the experimental data allows estimating the surface strain of the PCB – chipset assembly. In the case of an orthotropic, homogeneous, elastically stressed plate, the relations between the displacements and strain are given by:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{E}{1-\nu^2} \cdot \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \nu \frac{\partial v}{\partial y} - z \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \right] - \frac{E}{1-\nu} \alpha \Delta T \\ \sigma_{yy} &= \frac{E}{1-\nu^2} \cdot \left[\frac{\partial v}{\partial y} + \nu \frac{\partial u}{\partial x} - z \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \right] - \frac{E}{1-\nu} \alpha \Delta T \\ \sigma_{xy} &= \frac{E}{2(1+\nu)} \cdot \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} - 2z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right]\end{aligned}\quad (8)$$

In (8), E is Young's modulus, ν - Poisson's ratio, α is the thermal expansion coefficient and ΔT is the temperature variation.

If the in-plane displacement is neglected (the electronic board being rigidly fixed), we can consider that deformation is mainly caused by the out-of-plane displacement. Therefore a qualitative estimation of the normal and shear strain can be made by differentiation of the out-of-plane displacement maps.

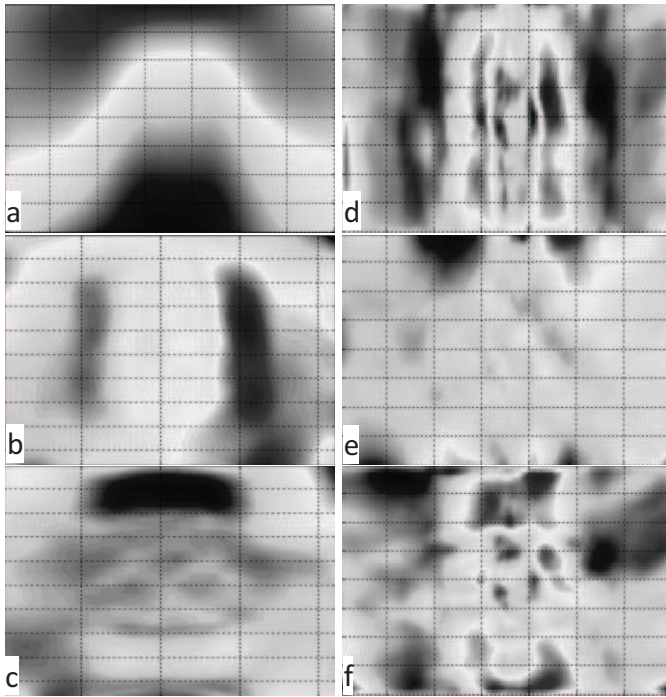


Figure 9. Estimation of strain fields from experimental data (out-of-plane displacement maps)

The experimental data (Figure 9.a) were numerically differentiated along horizontal and vertical directions. The resulting fields $\frac{\partial w}{\partial x}$, $\frac{\partial w}{\partial y}$ are presented in Figure 9.b and c. We can remark local maximum values of the slope fields near the connections.

In the next stage, we obtain the terms depending on the second derivative of the out-of-plane displacement appearing in the strain equations.

For the normal strain (Figure 9.d and f), the maxima are localized around the interconnections (in both horizontal and vertical directions). In the shear strain field (Figure 9.e) we can notice the antisymmetrical values corresponding to the theory.

4. CONCLUSION

In this paper we presented the application of Speckle Interferometry for thermal characterisation of an electronic sub-assembly, and border condition analysis. The experimental techniques, measurement principles, experimental results and data interpretation were presented.

The experimental investigation allowed identifying the boundary conditions of the SMT assembly (central screw fastening) as a probable cause of frequent component failure. As a consequence, the need for a 5 screw fastening is being reconsidered, in favour of a less constraining, edge mount solution.

Surface strain distributions were obtained by numerical processing of the out-of-plane displacement fields. This allowed identifying local strain concentrations induced by ther-

mal shocks. The experimental challenges are related to the thermal deformation of the test frame.

Speckle interferometry is able to provide a great number of results similar to these ones, for different types of stress and also for dynamic and vibration stressing [11].

The information provided by such experimental analysis brings important elements for building numerical models in order to reduce the number of failures and to improve surface mount electronic boards reliability. It helps also in establishing failure scenarios and, as such, represents an important contribution for improving the reliability in microelectronics.

REFERENCES

- [1] K Qian, H.-S. Seah and A. Asundi, "Fault detection by interferometric fringe pattern analysis using windowed Fourier transform", *Meas. Sci. Technol.*, vol. 16, pp.1582–1587, 2005
- [2] M. Mukadam, M. Meilunas, P. Borgesen, K. Srihari, "Assembly and reliability issues associated with leadless chip scale packages", *Int. Symposium on Microelectronics*, vol. 5288, pp.900-905, 2003.
- [3] J. Abdul, N. Guo, H. Du, B.S. Wong and K.C. Chan, "Non-destructive Evaluation of the Interface Between Silicon Dies and Copper Leadframes in Integrated Circuit Packaging", ATEM07, *Proceedings of the International Conference on Advanced Technology in Experimental Mechanics*, Fukuoka, Japon, 2007, CD-ROM
- [4] X.-Q. Shi, H.-L. Pang, Zhang X.-R., "Investigation of long-term reliability and failure mechanism of solder interconnections with multifunctional micro-moire interferometry system", *Microelectronics Reliability*, vol. 44, pp.841-852, 2004
- [5] B. Dantal, M.A. Zimmerman, A. Saigal, "Characterization of a new Titanium dioxide-polymer composite material for electronic packaging applications", *Proceedings of 13-th ICEM Conference*, Alexandroupolis, Greece, 2007, CD-ROM
- [6] B.-W. Lee, W. Jang, D.-W. Kim, J.-H. Jeong, J.-W. Nah, K.-W. Paik, D. Kwon, "Application of electronic speckle-pattern interferometry to measure in-plane thermal displacement in flip-chip packages", *Mat. sci. & eng. A, Structural materials : properties, microstructure and processing*, vol. 380, pp.231-236, 2004.
- [7] R. Jones, C. Wykes, "Holographic and Speckle Interferometry", Cambridge University Press, 1989
- [8] Creath K., Phase-shifting speckle interferometry, *Applied Optics*, vol. 24, pp.3053–3058, 1985
- [9] P. Jacquot, "Speckle interferometry: refining the methods for taming disorder", *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*, vol. 6252, pp.62521S.1-62521S.12, 2006
- [10] D. Borza, I. Nistea, "Identification par voie optique des concentrations de contraintes à l'origine des défaillances d'une carte électronique embarquée", *Neuvième colloque international francophone du club SFO/CMOI*, Nantes, France, 2009, CD-ROM
- [11] D. N. Borza, "Full-field vibration amplitude recovery from high-resolution time-averaged speckle interferograms and digital holograms by regional inverting of the Bessel function", *Optics and lasers in engineering*, vol. 44, pp.747-770, August 2006

**8.2.3 Communication présentée au Colloque Francophone CMOI
2010, "Contrôles et Mesures Optiques pour l'Industrie"**

Mesure des phénomènes dynamiques transitoires par interférométrie speckle rapide

Ioana Nistea, Dan Borza

*Laboratoire de Mécanique de Rouen, INSA Rouen
BP 8 Avenue de l'Université
76801 Saint-Etienne du Rouvray*

1. Introduction

Il existe un grand intérêt d'optimiser l'application de l'interférométrie speckle dans l'analyse du comportement vibratoire des structures. Le requis de base est d'améliorer la résolution temporelle des mesures effectuées, afin de s'approcher des performances des techniques confirmées déjà dans ce type de mesures (vibrométrie Doppler). On a besoin d'un échantillonnage temporel suffisamment élevé pour pouvoir caractériser l'évolution temporelle du mesurande et des durées d'exposition suffisamment courtes pour que le mouvement puisse être considéré constant durant l'enregistrement des champs de données.

Dans les dernières années, l'apparition des cameras numériques de haute cadence a permis le développement de l'interférométrie de speckles temporelle (IST). La méthode consiste dans l'acquisition d'une série d'interférogrammes à une fréquence qui permet d'échantillonner correctement le phénomène dynamique suivi. La variation de phase est estimée par l'analyse de l'histoire temporelle au niveau des pixels. Contrairement à l'IS à intégration temporelle, dans l'IST on exploite directement les variations d'intensité dans les séquences des interférogrammes enregistrées [1],[2].

Dans le cadre de ce travail, nous proposons un système d'IS rapide basé sur le fonctionnement d'une camera CMOS de moyenne gamme intégrée dans un système interférométrique utilisant un laser Nd-YAG continu. La caméra intègre un obturateur global qui est bien adapté pour la mesure des phénomènes rapides. L'acquisition des corrélogrammes est faite dans des régions d'intérêt de dimensions d'environ 100 x 100 pixels, ce qui permet de monter à des vitesses d'acquisition de 20 000 – 25 000 images/s, tout en gardant le caractère de mesures de simultanées de champs. Cette résolution spatiale est suffisante pour caractériser le comportement dynamique d'un objet de dimensions réduites.

2. Principe de la technique

Le schéma de mesure (Figure 1a) est basé sur un interféromètre à sensibilité hors plan.

Le faisceau émis par le laser (300 mW) est divisé, à l'aide d'un miroir semi transparent. Dans le bras de la référence, le modulateur EO est placé proche de la sortie du laser, pour éviter l'expansion du faisceau au delà du diamètre admissible. Un atténuateur est introduit avant l'entrée dans la fibre optique (FO) pour permettre de régler l'intensité de la référence. Nous obtenons en sortie de la FO une source considérée comme ponctuelle générant une onde sphérique qui est réfléchi sur le capteur de la caméra. L'onde objet diverge par le biais d'une lentille collimatrice afin de pouvoir illuminer la totalité de la surface et est redirigée vers l'objet.

L'objectif de la caméra est déporté, pour permettre l'introduction d'un semi miroir devant le capteur d'image. Une lentille-relais placée derrière l'objectif permet de refocaliser l'onde objet dans le plan du capteur CMOS.

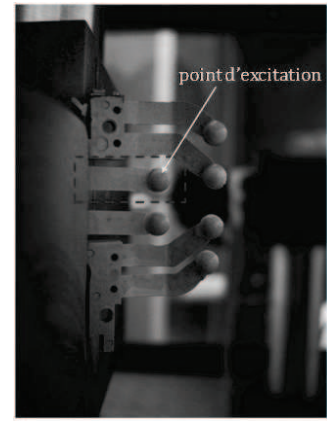
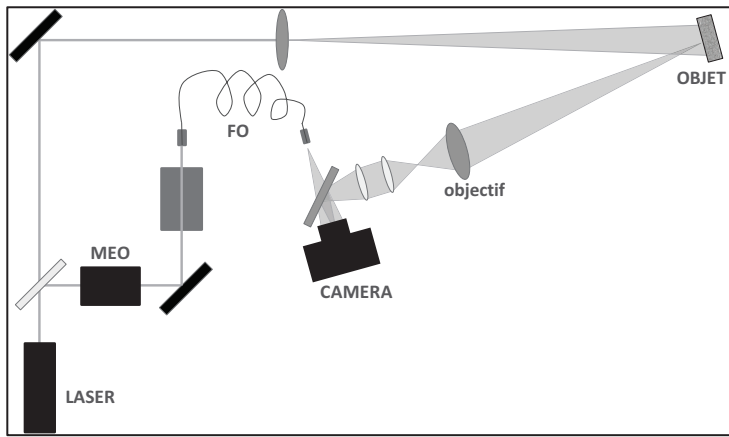


Figure 1

(a) Montage optique; (b) Objet soumis aux essais

Le mouvement de la surface testée se traduit par une variation dans l'intensité des interférogrammes enregistrés, décrite par :

$$I(x, y, t_e) = I_0(x, y) + I_M(x, y, t) \cos(\Phi_O(x, y, t_e) + \Delta\Phi_R + \psi_{sp}) \quad (1)$$

où t_e est la période d'exposition de chaque image, I_M est l'intensité de modulation, qui dépend des intensités relatives des 2 ondes d'interférence, de leur cohérence et de leur état de polarisation.

Afin d'obtenir la phase liée au déplacement de l'objet, on applique un algorithme de décalage de phase à 4 pas (avec un décalage de phase de $\frac{\pi}{2}$). La différence de phase optiques entre deux images consécutives est de :

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \Delta\Phi_O + \frac{\pi}{2} \quad (2)$$

où $\Delta\Phi_O$ est la variation de la phase optique introduite par le déplacement hors plan de la surface entre les 2 acquisitions consécutives. Si l'échantillonnage de la période de vibration est suffisamment fin on peut considérer le terme $\Delta\Phi_O$ négligeable, donc l'estimation de la phase optique est faite selon l'expression:

$$\phi = \arctan \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \quad (3)$$

3. Résultats expérimentaux

Les mesures effectuées visent à démontrer que le système est capable de dépasser les systèmes d'IS à laser continu classiques et de fournir les données nécessaires pour caractériser le comportement dynamique d'un objet.

La plupart des essais ont été effectuées sur une lamelle métallique d'un contacteur d'un appareil photographique. La lamelle est encastrée sur le bord gauche (Cf. Figure 1.b). Les dimensions sont 2 x 6 mm et la section constante, à l'exception de la pastille de contact située à droite. L'excitation est réalisée par un actionneur piézoélectrique commandé par un générateur de signal ou par une sortie analogique de la carte d'acquisition du PC.

Une première série de mesures à été effectuée pour la vibration sinusoïdale de l'objet, dans une fenêtre de 160x60 pixels. La cadence de la caméra est de 26007,8 images/s ($t_{ech} = 38,5\mu s$ et $t_{exp} = 30\mu s$) La fréquence d'excitation est de 138,3 Hz et, avec les paramètres d'acquisition présentés, on obtient 188 images primaires par période de vibration.

Le traitement des données concerne des données unidimensionnelles (correspondant aux histoires temporelles des points individuels de la surface analysée. Les données sont filtrées pour éliminer le bruit de mesure et ensuite on peut calculer la variation de phase (repliée) au niveau des pixels pour toute la durée de mesure. Un dépliement de phase unidimensionnel est appliqué afin d'extraire la phase optique liée à la vibration de la surface.

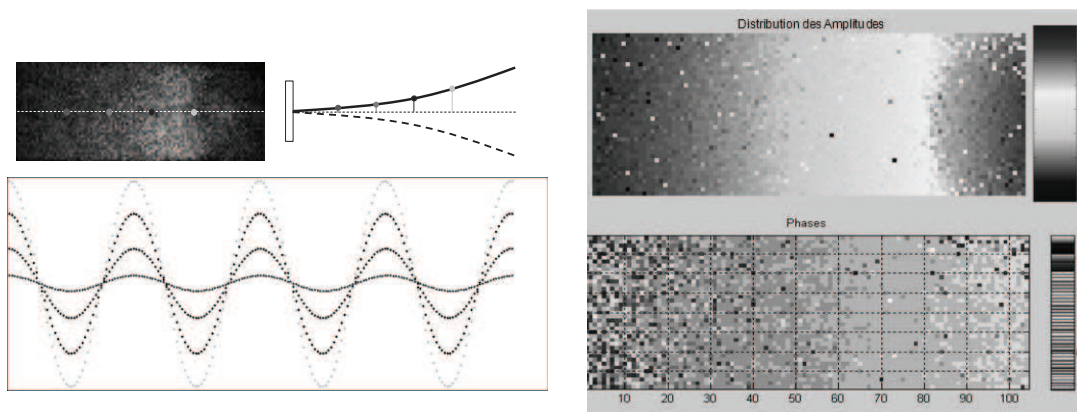


Figure 2:

- (a) Suivi temporel de la phase des points sur la ligne médiane de la plaque
- (b) Distribution des amplitudes (en haut) et des phases de vibrations (en bas)

On présente dans la Figure 2.a l'évolution temporelle de la phase – pour quatre points situés sur la ligne médiane de la surface analysée – ainsi qu'un schéma qui illustre la déformée opérationnelle de la surface. Après avoir obtenu les histoires temporelles de tous les pixels de la surface, on peut construire les distributions d'amplitudes de vibration sur toute la surface de l'objet pour chaque instant de mesure (Cf.Figure 2.b).

Les résultats présentés dans la suite concernent la mesure de la réponse à une sollicitation par plusieurs échelons constants de force de faibles valeurs. La Figure 3.a montre l'histoire temporelle d'un pixel au cours de la séquence de 4 échelons de force appliqués. Les valeurs en ordonnée sont exprimées en radians.

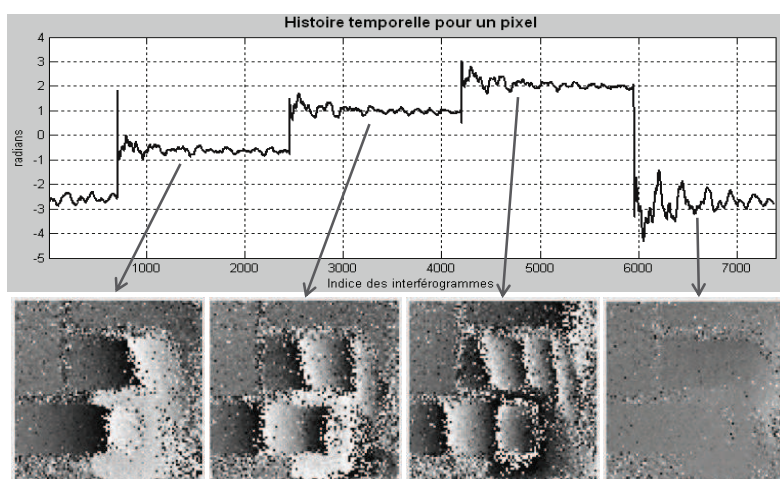


Figure 3:

- Histoire temporelle d'un pixel déplié montrant les déplacements au cours de la déformation (en haut);
- comparaison sous forme d'interférogrammes de phase repliée entre l'état initial et les quatre états suivants (en bas)

L'histoire temporelle dépliée montre clairement les oscillations amorties qui suivent l'application de chaque échelon de force. Alors que pour les trois premiers passages d'un échelon à l'autre, avec des différences de tension V_0 entre les échelons, les temps de réponse correspondent à 5 unités, donc à environ 0,3 ms, pour le dernier passage, avec une différence de $3 \cdot V_0$, le temps de réponse correspond à environ 20 unités, donc à 1,3 ms. Les oscillations qui s'ensuivent ont des amplitudes plus grandes et durent plus longtemps aussi.

Comme le graph de la Figure 3 le montre, le signal appliqué a la forme d'onde classiquement appliquée aux déphaseurs piézoélectriques pour produire le décalage de phase temporel.

La haute résolution temporelle a permis lors de l'analyse des résultats de cet essai de décélérer un mouvement vibratoire indépendant effectué par une autre partie de la structure, en occurrence la lamelle située dans la partie supérieure, qui n'avait pas de contact avec l'actionneur. Elle exécute une vibration amortie entre les deux positions extrêmes représentées dans la Figure 4.a. En Figure 4.b sont montrées les histoires temporelles de deux points avant et après l'application d'un échelon de force en A.

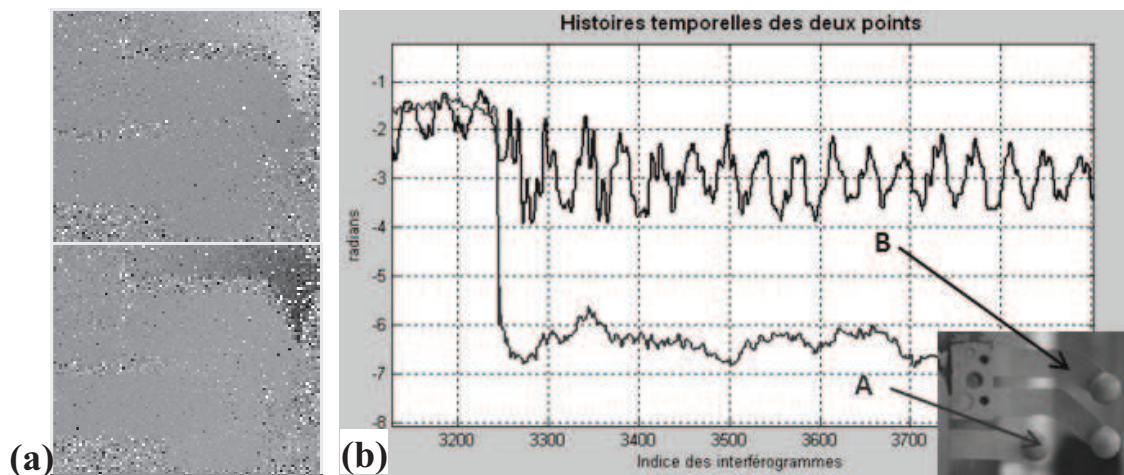


Figure 4:

(a) Interférogrammes de phase correspondant aux positions extrêmes au cours de la vibration indépendante de la lamelle située dans la partie supérieure; (b) Histoires temporelles pour les deux points, avant et après l'application d'un échelon de force en A.

La dernière série des essais concerne la réponse à une sollicitation dynamique par un échelon de force de valeur importante. La lamelle élastique est en contact avec un actionneur piézoélectrique auquel on applique à partir d'un échelon de tension à partir d'un générateur de forme d'onde arbitraire Agilent. L'actionneur piézoélectrique de type d_{33} travaille en compression et le contact avec la lamelle élastique se fait sur une petite partie de quelques mm carrés située dans l'un des coins libres de celle-là. Le temps de réponse typique sous charge nulle correspond à un tiers de sa fréquence de résonance qui est de 138 kHz, donc autour de 22 μ s. Sous charge mécanique, le temps de réponse s'accroît. Après l'application de l'échelon de tension U_0 , la tension U_c aux bornes de l'actionneur suit une loi exponentielle caractérisée par la constante de temps RC:

$$U_c = U_0 (1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \quad (3)$$

En régime transitoire dynamique, la réponse de l'actionneur n'est pas proportionnelle à la tension à cause des forces d'inertie et de l'apparition d'oscillations qui se superposent à l'extension. Le déplacement de la face frontale parallèlement à elle-même, commandé par la tension appliquée, est accompagné, comme l'ont montré Borza et al. [3], d'une déformation de cette face, qui devient bombée (Cf. Figure 5).

Du point de vue des mesures, effectuées à une vitesse de 26 000 images/s avec décalage temporel de phase (4-step) cette situation se trouve à la limite des possibilités du système compte tenu de la vitesse de la déformation. Pour obtenir les déformées au cours de la déformation dynamique nous avons pris comme état de référence celui dans lequel se trouvait la lamelle juste avant l'application de l'échelon de force.

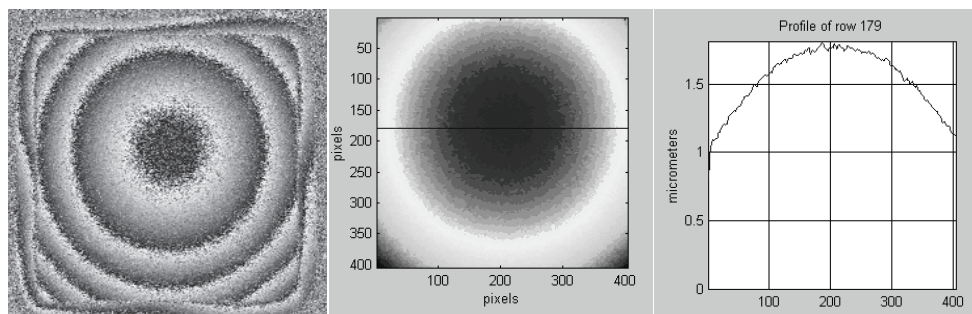


Figure 5

Phase repliée, cartographie dépliée des déformations et profile d'une ligne, pour la face frontale de l'actionneur utilisé

Les interférogrammes de phase repliés ont été obtenus à l'aide des corrélogrammes au cours de la déformation, par groupes de 4 images successives. Les successions sont glissantes de 1 à 1 (1-2-3-4, 2-3-4-5, etc) ce qui permet d'avoir 26 000 interférogrammes par seconde. Quelques uns de ces interférogrammes sont montrés en Figure 6. Ils ont été filtrés en utilisant la Transformée de Fourier Fenêtrée. Sous chaque interférogramme figure le laps de temps, en microsecondes, écoulé entre l'instant initial et celui de l'interférogramme respectif. Entre parenthèses figure le numéro d'ordre de l'interférogramme.

Les limites du système réalisé se manifestent par l'impossibilité d'obtenir toutes les images de phase repliée complètes; pour les instants d'acquisition qui correspondent aux vitesses maximales de la déformation transitoire de la lamelle, ces images sont localement dégradées.

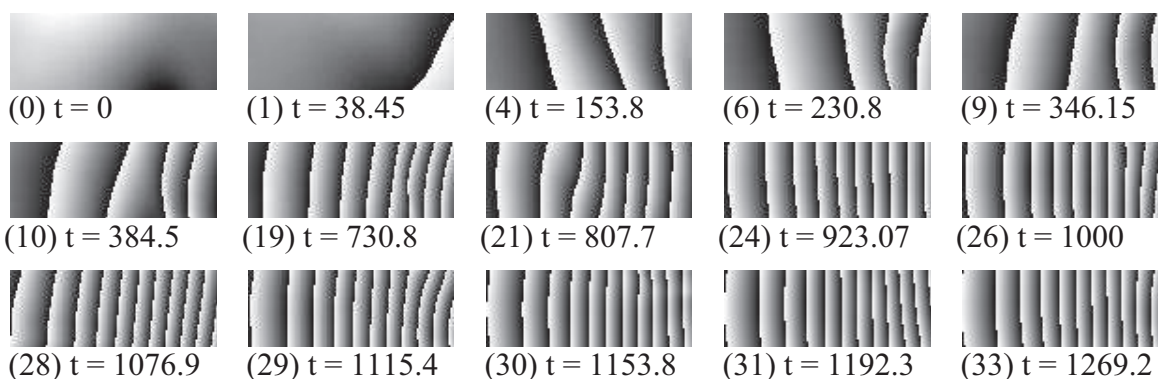


Figure 6

Succession d'hologrammes de phase repliée à différents instants (en microsecondes) au cours de la déformation dynamique.

L'examen des tableaux de phases repliées montre qu'au cours de la déformation dynamique, la déflexion de la lamelle dans la direction imposée par l'échelon de force a été accompagnée d'une vibration sur plusieurs modes, dont la vibration autour d'un axe orienté le long de la lamelle est visible par l'inclinaison alternante des franges en Figure 6.

L'existence de multiples fréquences de vibration amorties au cours de la déformation imposée par l'échelon de force est bien visible sur les histoires temporelles des deux points, A et B, montrées dans la figure 6.a, au cours de mille corrélogrammes successifs (temps total: 38.5 ms). Les deux fréquences facilement identifiables, correspondant à 111,6 Hz (la fondamentale) et 1228 Hz, sont dans un rapport 1:11. Les transformées de Fourier des deux signaux montrent l'existence dans le mouvement de plusieurs autres fréquences, moins importantes.

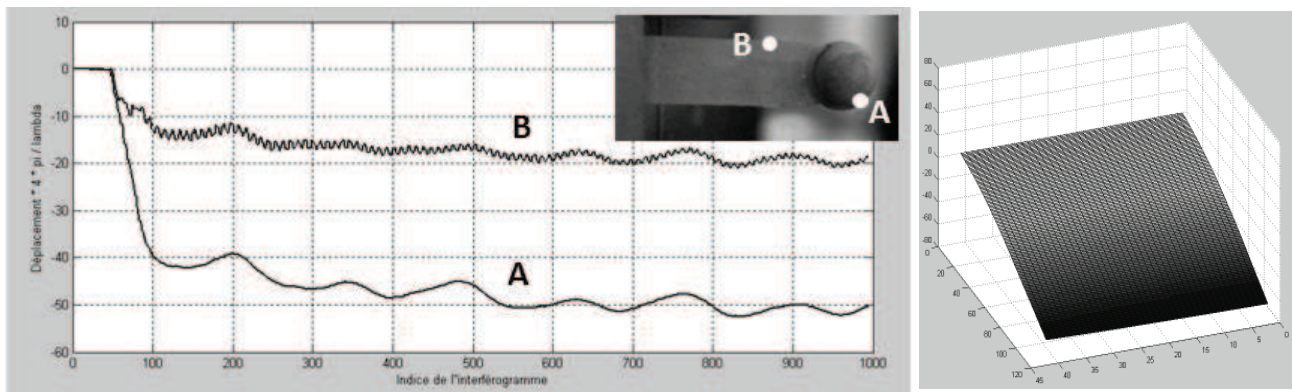


Figure 7

(a) Histoires temporelles des deux pixels indiqués pendant 38.5 ms au cours de l'application d'un échelon de force au point A; (b) Champ de déplacements à un instant t_i déplié

Les interférogrammes en Figure 7.a ont été dépliés à l'aide d'un algorithme basé sur la qualité du dépliement (Quality Guided Unwrapping, [4]). Le champ de déplacements obtenu pour un instant t_i est montré en Figure 7.b.

4. Conclusion

Dans cet article on a présenté des essais réalisés avec un système IS rapide basé sur une caméra CMOS de moyenne gamme pour la mesure des vibrations et des sollicitations dynamiques.

Les résultats de mesure montrent que le système permet de caractériser des vibrations sinusoïdales, vibrations amorties et des réponses transitoires et vibratoires multifréquence.

Une réussite remarquable de cette implémentation est l'accès aux distributions des phases relatives de vibration. Effectivement, étant donné qu'on a l'information sur l'évolution temporelle du déplacement hors plan de la surface durant la période de vibration, on peut reconstruire la carte des phases de vibration en comparant les décalages de phase ou les retards dans les histoires temporelles.

Cela permet, dans le cas où l'on mesure la variation temporelle de la force appliquée, de calculer les fonctions de réponse en fréquence d'un grand nombre de points de la surface et donc de faire l'analyse modale détaillée, pixel par pixel, du spécimen testé.

5. Bibliographie

1. C. JOENATHAN, B. FRANZE & TIZIANI, « Large in-plane displacement measurement in dual beam speckle interferometry using temporal phase measurement », *Journal of Modern Optics*, vol. 45, pp. 1975–1984, 1998
2. J. M. HUNTLEY, G. H. KAUFMANN & D. KERR, « Phase-shifted dynamic speckle pattern interferometry at 1 kHz », *Applied Optics*, vol. 38, pp. 6556–6563, 1999
3. D. BORZA, D. LEMOSSE & E. PAGNACCO, « Full-field experimental/numerical study of mechanical static strain and stress in piezoelectric multilayer compression-type actuators », *Composite Structures*, vol. 82, n° 1, pp 36-49, 2008
4. Q. KEMAO, W. GAO, & H. WANG, « Windowed Fourier-filtered and quality-guided phase-unwrapping algorithm », *Applied Optics*, vol. 47, pp. 5420-5428, 2008

Annexe B: Programmes de Contrôle

9.1 Système standard en temps réel avec une caméra industrielle à balayage progressif (C)

Dans la suite on présente les détails du logiciel développé pour la commande de l'acquisition à décalage de phase en temps réel du système NI-DAQ6221 + NI-IMAQ1410.

L'interface utilisateur est présentée dans la Fig. 9.1.

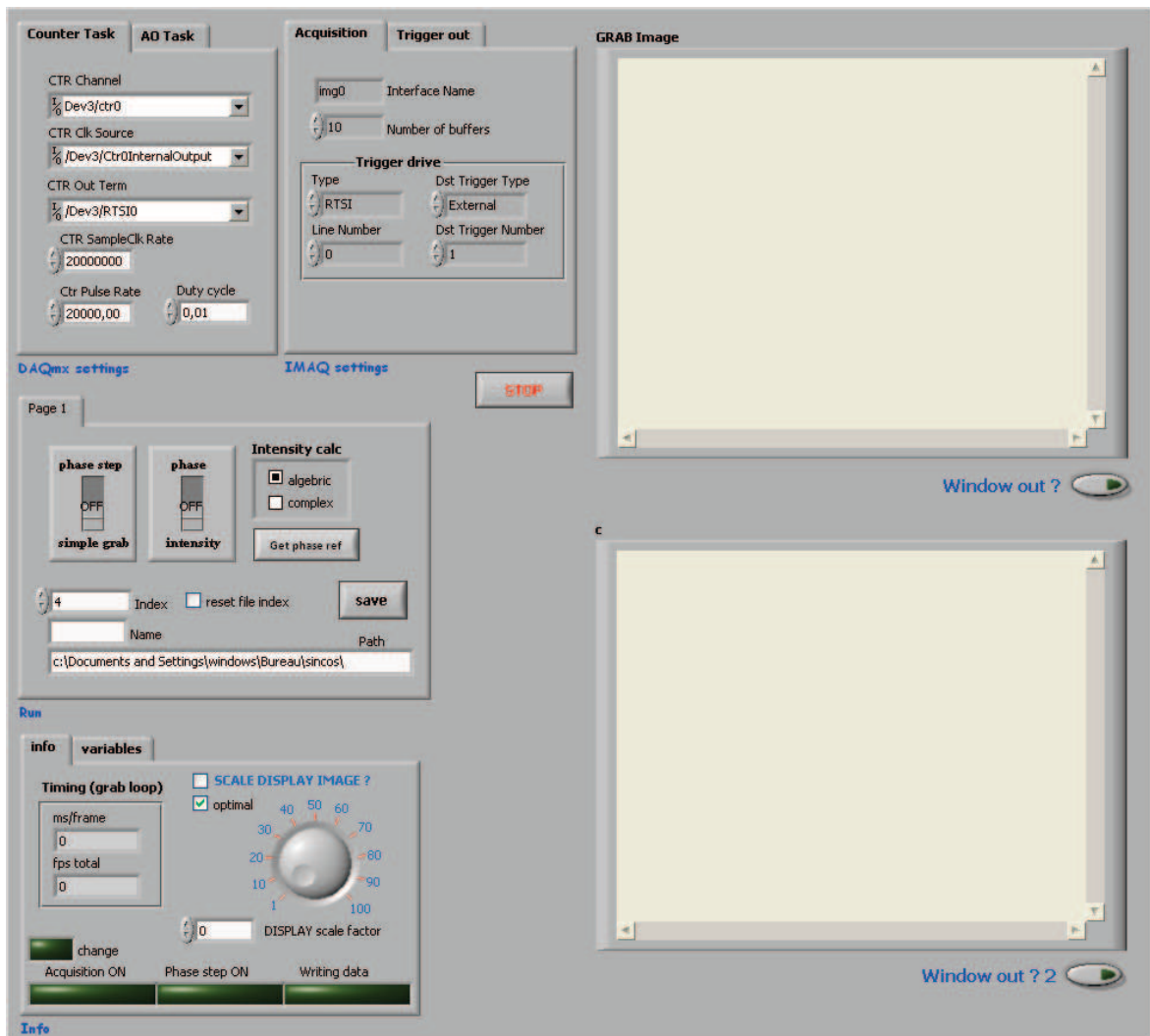


Figure 9.1: Interface utilisateur du logiciel de contrôle

9.1.3 Boucle 2 de traitement de données

Fonction – calcul des distributions de phase repliée à partir des champs orthogonaux transférés par la boucle 1 de traitement. Comprend la boucle conditionnelle pour l'acquisition de la référence .

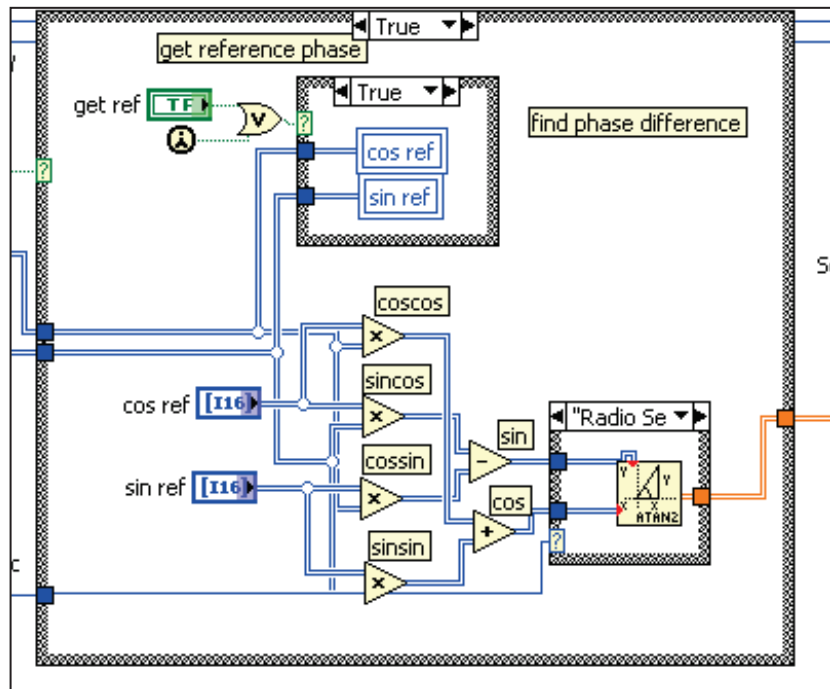


Figure 9.4: Boucle 2 de traitement de données

9.1.4 Groupe d'affichage

Fonction – conversion des distributions de phase calculées (qui sont des matrices de valeurs réelles) dans des tableaux d'intensité pour l'affichage sur le moniteur du système.

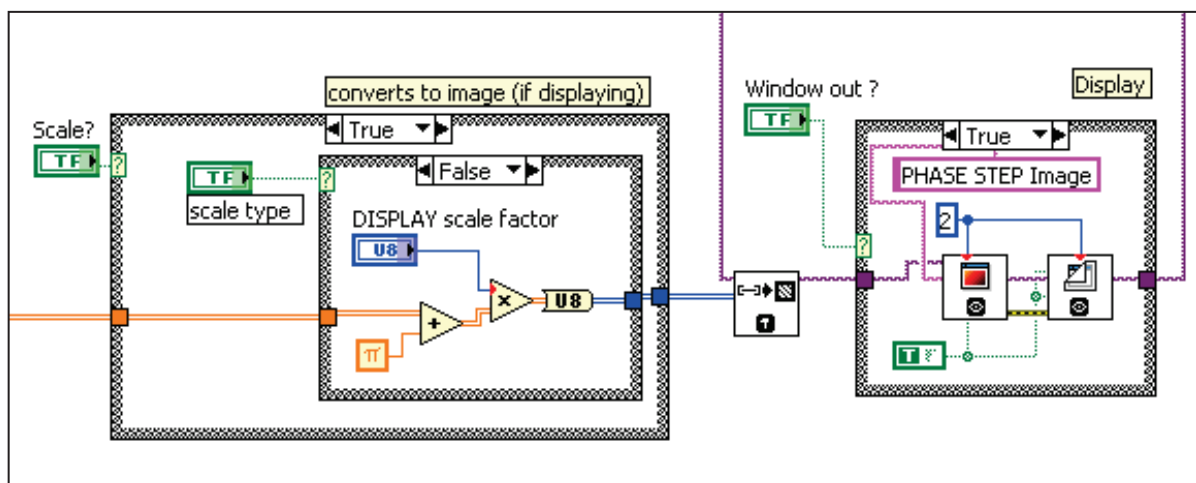


Figure 9.5: Groupe d'affichage

9.1.5 Boucle de sauvegarde

Fonction

— sauvegarde sur le disque dur des champs orthogonaux sélectionnés.

Ce module fonctionnel est contenu dans une structure conditionnelle, comme cas alternatif au calcul des distributions de phase et affichage en TR.

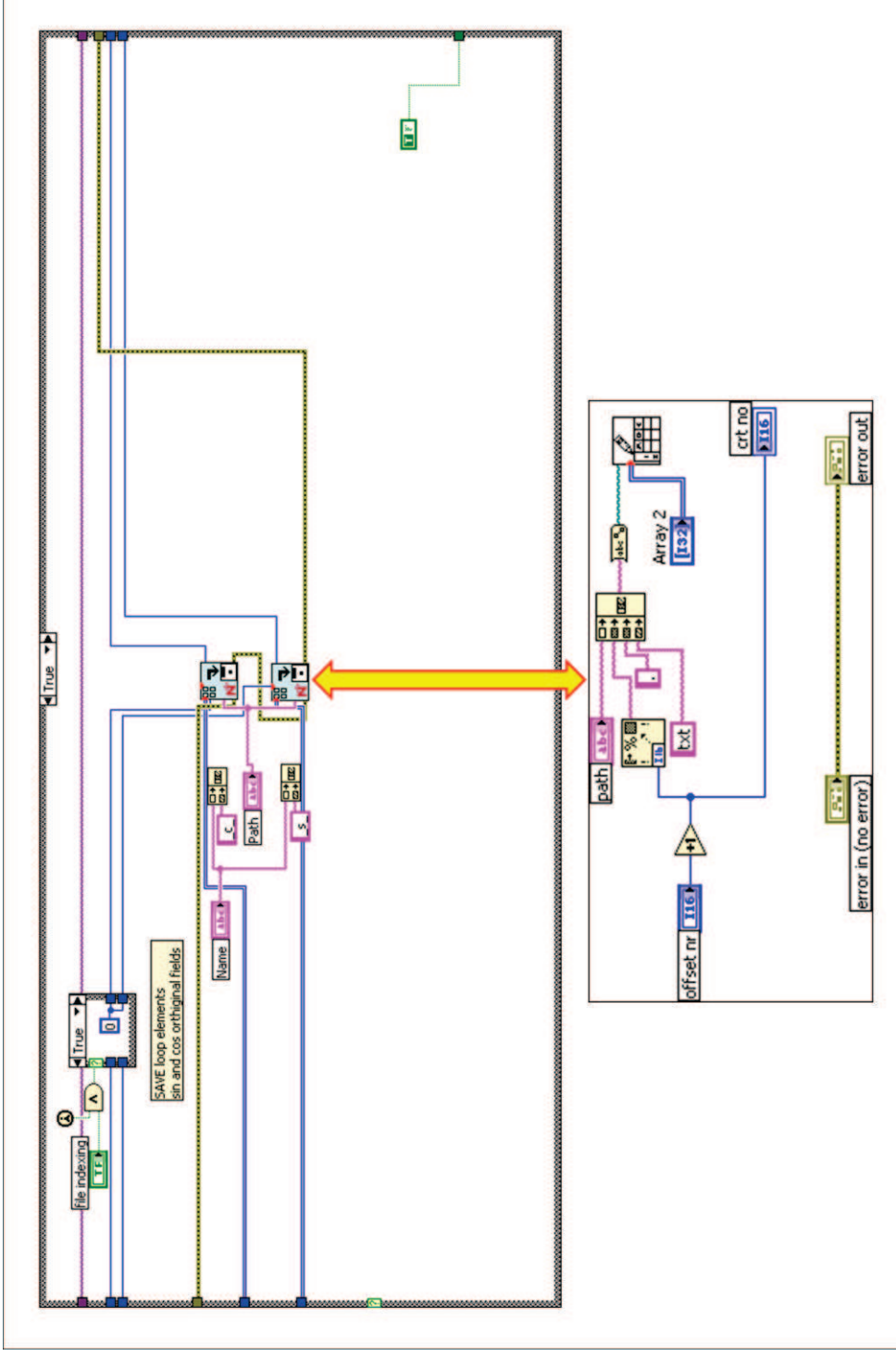


Figure 9.6: Boucle de sauvegarde avec sousVI de sauvegarde

9.1.6 Initialisation et paramétrage

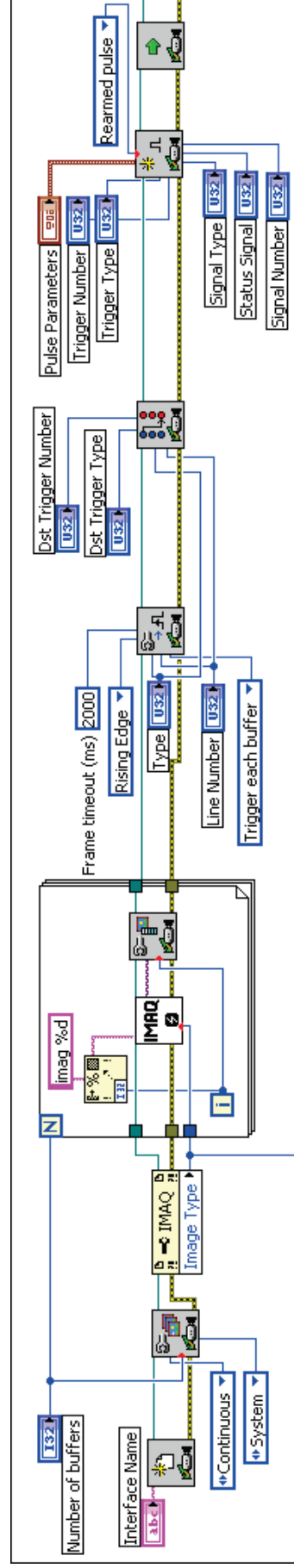
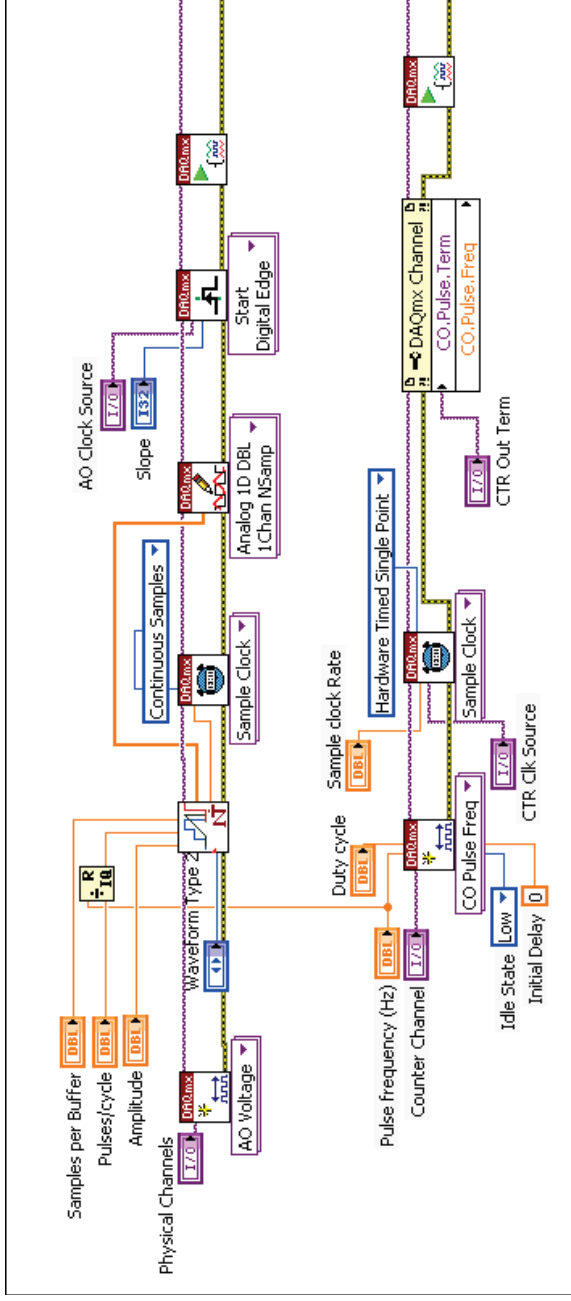


Figure 9.7: (en haut) Paramétrage de la carte d'acquisition NI-DAQ 6221 (en bas) Paramétrage de la carte d'acquisition d'images NI IMAQ 1410

9.2 Système rapide en temps réel (A)

Dans la suite on présente les détails du logiciel développé pour la commande de l'acquisition à décalage de phase du système NI-DAQ6251 + NI-IMAQ1429.

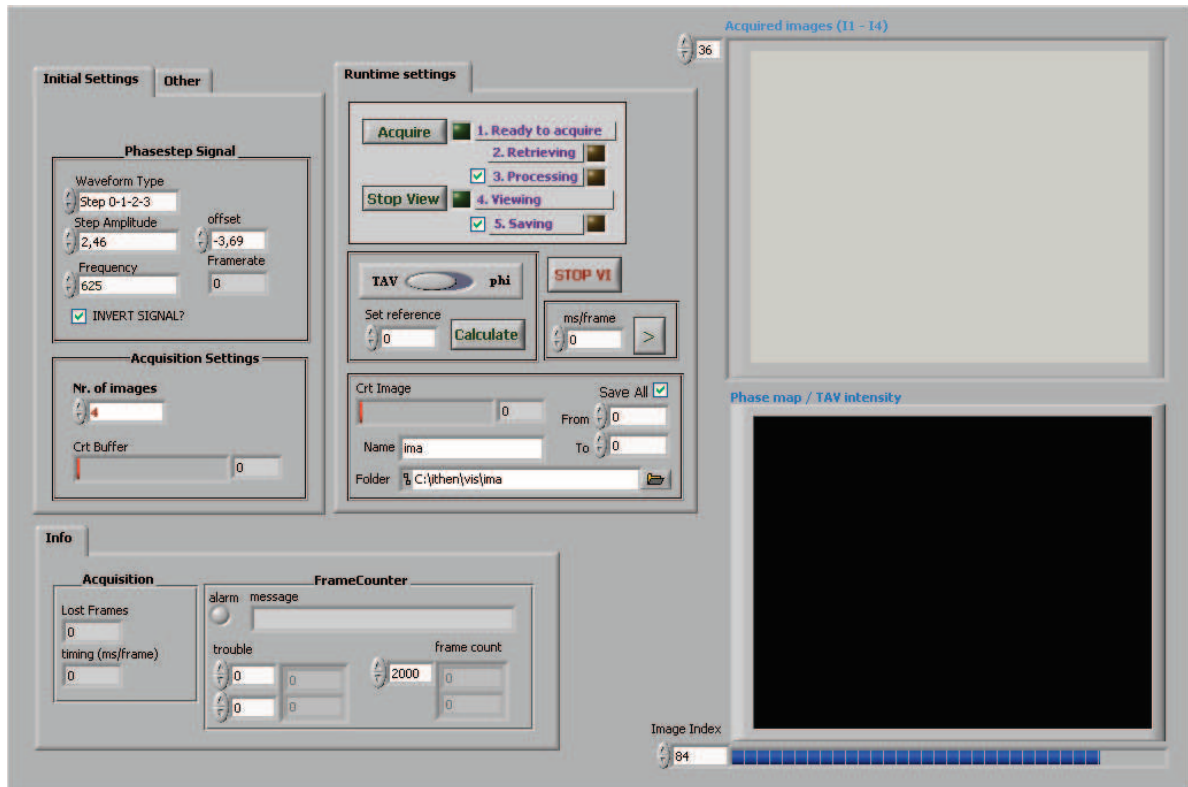


Figure 9.8: Interface utilisateur du logiciel de contrôle

9.2.2 Boucle de traitement de données

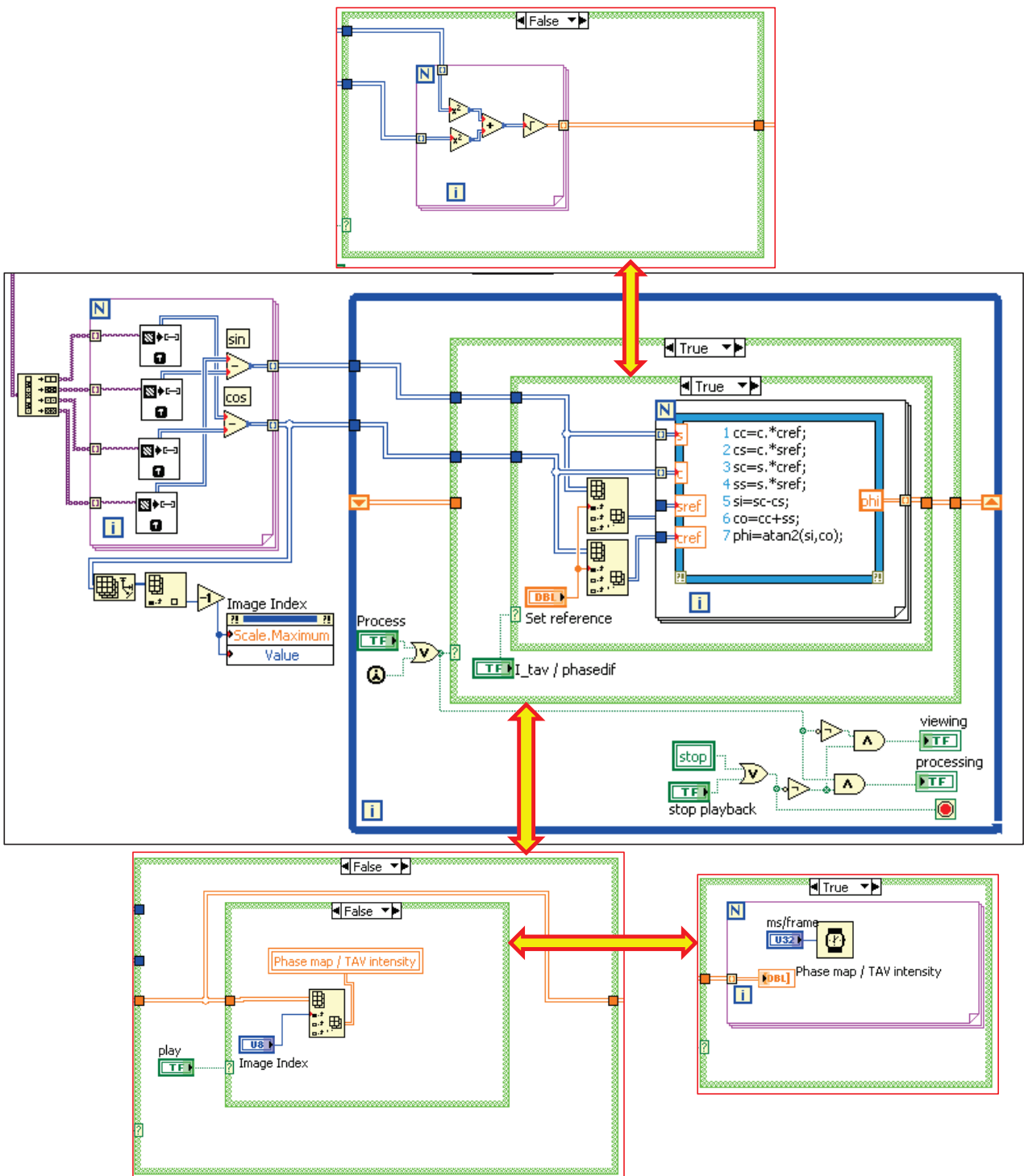


Figure 9.10: Boucle de traitement de données

9.2.3 Boucle d'acquisition d'images

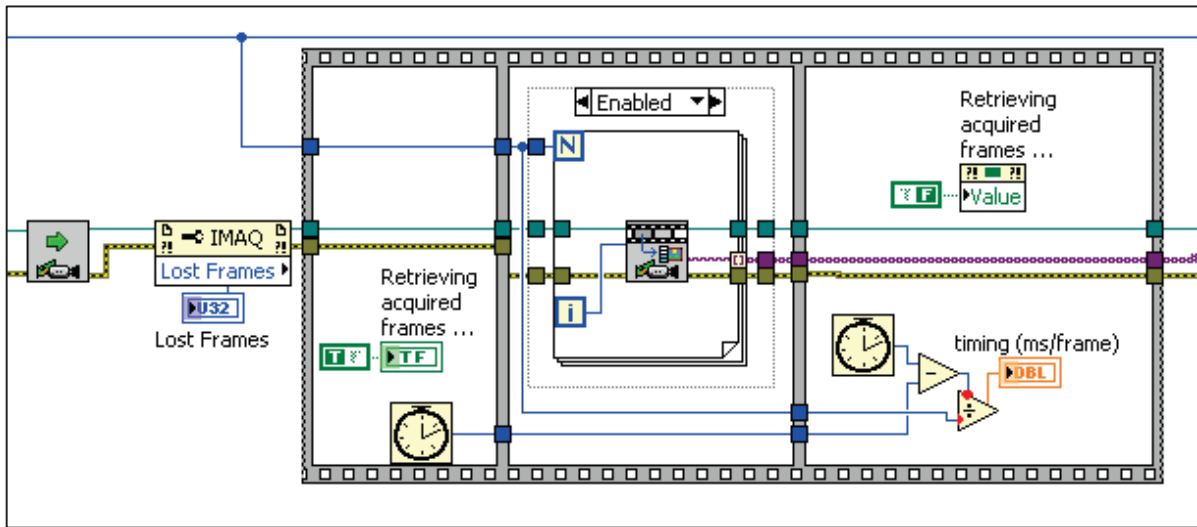


Figure 9.11: Boucle d'acquisition d'images

9.2.4 Boucle de sauvegarde

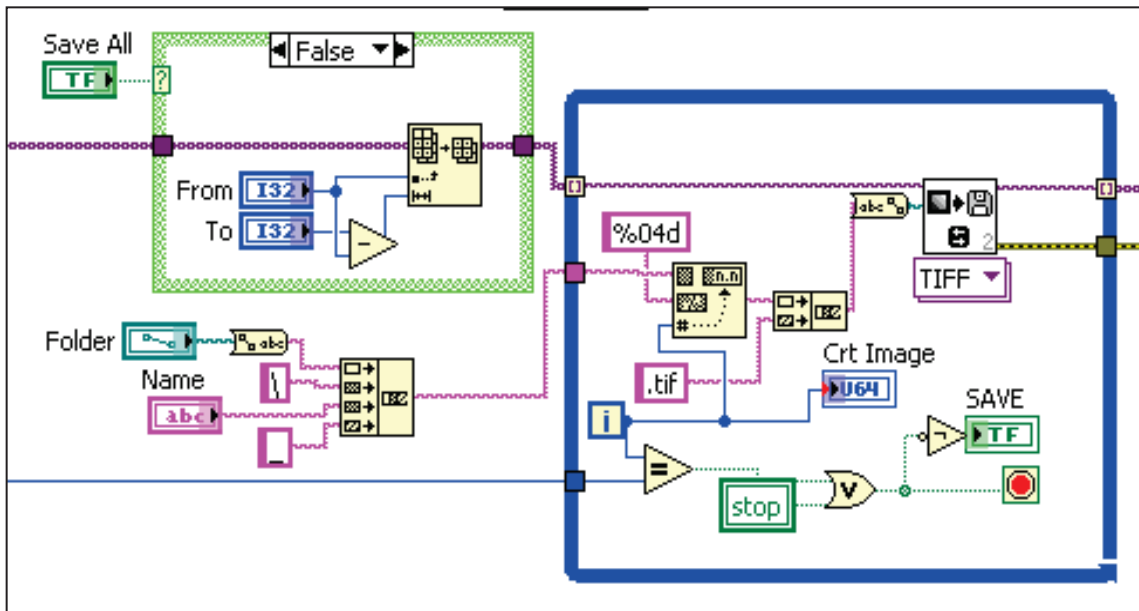


Figure 9.12: Boucle de sauvegarde

9.4 VI auxiliaires

9.4.1 Générateur de signal de commande du décalage

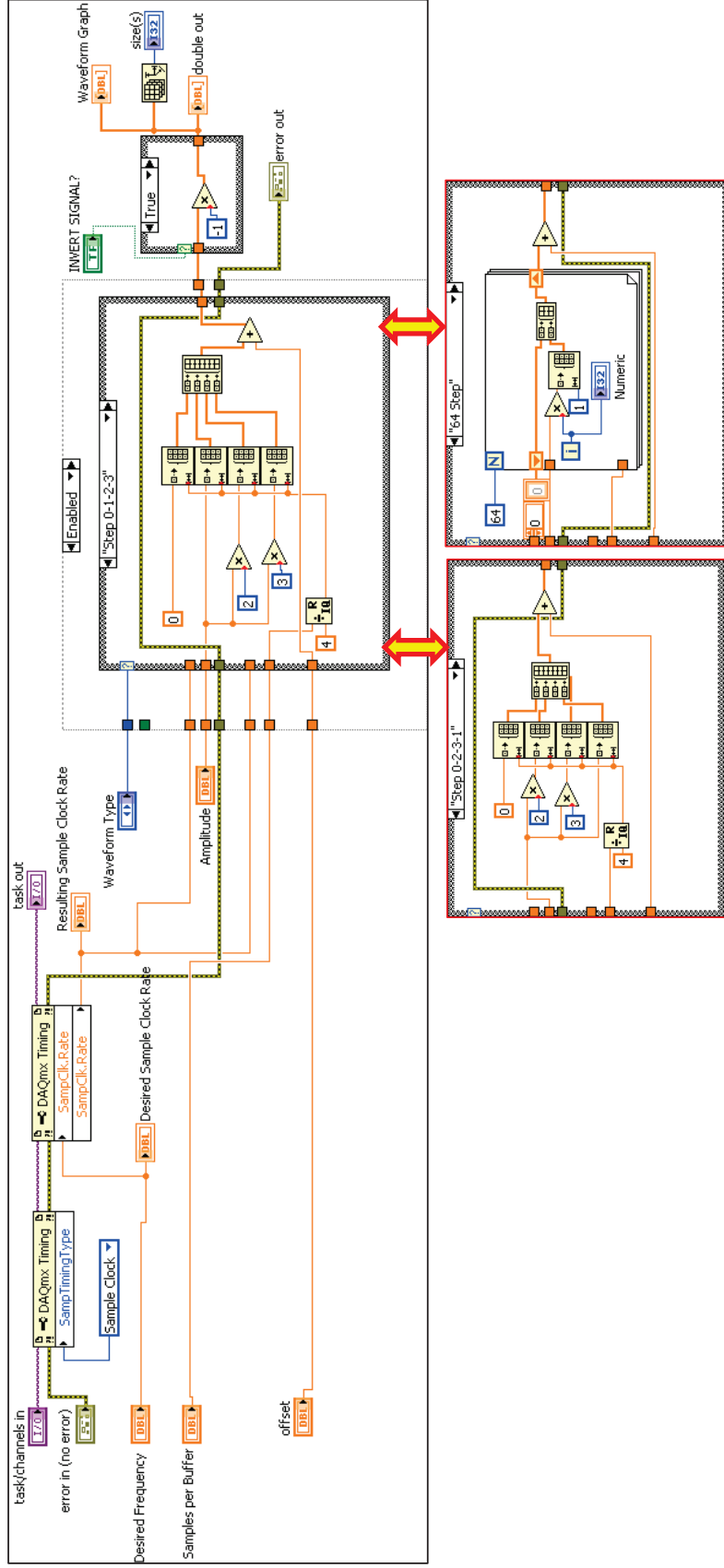


Figure 9.14: Signal de décalage de phase

Bibliographie

- [1] Stetson, K. A. et L., Powell R., "Interferometric Hologram Evaluation and Real-Time Vibration Analysis of Diffuse Objects." *Journal of the Optical Society of America*, 1965, Vol. 55, pp. 1694-1695.
- [2] Grediac, M., "The use of full-field measurement methods in composite material characterization: interest and limitations." *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, 2004, Issue 7-8, Vol. 35, pp. 751-761.
- [3] Mistou, S., et al., "Mesure 3D sans contact des déplacements et déformations sur des films plastiques transparents par stéréo-corrélation." *Mecanique & Industries*, 2003, Issue 6, Vol. 4, pp. 637-643.
- [4] Claire, D., Hild, F. et Roux, S., "Identification of a damage law by using full-field displacement measurements." *International Journal of Damage Mechanics*, 2007, Issue 2, Vol. 16, pp. 179-197.
- [5] Wang, Z., Du, H. et Bi, H., "Out-of-plane shape determination in generalized fringe projection profilometry." *Optics Express*, 2006, Vol. 14, pp. 12122-12133.
- [6] Gabor, D., "A new microscopic principle." *Nature*, 1948, Vol. 161, pp. 777-778.
- [7] Gabor, D., "Holography." Nobel Lecture, 1971.
- [8] Leith, E. et J., Upatnieks., "New technique in wavefront reconstruction." *Journal of the Optical Society of America*, 1961, Vol. 51, p. 1459.
- [9] Powell, Robert I. et Stetson, Karl A., "Interferometric Vibration Analysis by Wavefront Reconstruction." *Journal of the Optical Society of America*, 1965, Issue 12, Vol. 55, pp. 1593-1598.
- [10] Goodman, J. W. et Lawrence, R., "Digital image formation from electronically detected holograms." *Applied Physics Letters*, 1967, Vol. 11, pp. 77-79.

Bibliographie

- [11] Kronrod, M. A., Merzlyakov, N. S. et Yaroslavsky, L., "Reconstruction of a hologram with a computer." *Soviet Technical Physics Letters*, 1972, Vol. 17, pp. 333–334.
- [12] Schnars, U. et Jüptner, W., "Direct recording of hologram by a CCD target and numerical reconstruction." *Applied Optics*, 1994, Vol. 33, pp. 179-181.
- [13] Smigielski, P., "Holographie industrielle." Teknéa, Toulouse, 1994.
- [14] Butters, J. N. et Leendertz, J. A., "Application of coherent light techniques to engineering measurement." *Applied Optics*, 1972, Issue 6, Vol. 11, pp. 1436-1437.
- [15] Macovski, A., Ramsey, S. D. et Schaefer, L. F., "Time-lapse interferometry and contouring using television systems." *Applied Optics*, 1971, Issue 12, Vol. 10, pp. 2722-2727.
- [16] Goodman, J. W., "Speckle Phenomena in Optics" Roberts & Co Publishers, Colorado, 2007.
- [17] Jacquot, P., "Speckle interferometry: a review of the principal methods in use for experimental mechanics applications." *Strain*, 2008, Issue 1, Vol. 44, pp. 57-69.
- [18] Sriram, P., Craig, J. I. et Hanagud, S., "A scanning laser Doppler vibrometer for modal testing." *The International Journal of Analytical and Experimental Modal Analysis*, 1990, Issue 3, Vol. 5, pp. 155-167.
- [19] Veronesi, W. A. et Maynard, J. D., "Nearfield acoustic holography (NAH) II. Holographic reconstruction algorithms and computer implementation." *Journal of the Acoustical Society of America*, 1987, Issue 5, Vol. 81, pp. 1307-1322.
- [20] Moreau, A., Borza, D. N. et Nistea, I., "Full-field vibration measurement by time-average speckle interferometry and by doppler vibrometry – a comparison." *Strain*, 2008, Vol. 44, pp. 386–397.
- [21] Ewins, D. J., "Modal testing: theory, practice and application." Hertfordshire Research studies, Wiley, 2000.
- [22] Bathe, K. J. et Wilson, E. L., "Numerical methods in finite element analysis" Prentice-Hall Inc., 1976.

Bibliographie

- [23] Lieven, N. A. et Ewins, D. J., "Spatial Correlation of Mode Shapes, The Coordinate Modal Assurance Criterion (COMAC)." International Modal Analysis Conference, 1988, pp. 690-695.
- [24] Surrel, Y., "Design of algorithms for phase measurements by the use of phase stepping." Applied Optics, 1996, Vol. 35, pp. 51-60.
- [25] Carré, P., "Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures." Metrologia, 1966, Vol. 2, pp. 13-23.
- [26] Surrel, Y., "Phase stepping: a new self-calibrating algorithm." Applied Optics, 1993, Issue 19, Vol. 32, pp. 3598-3600.
- [27] Garcia, B. B., et al., "Spatial phase-stepped interferometry using a holographic optical element." Optical Engineering, 1999, Issue 12, Vol. 38, pp. 2069-2074.
- [28] Takeda, M. et Kitoh, M., "Spatiotemporal frequency multiplex heterodyne interferometry." Journal of the Optical Society of America, 1992, Vol. 9, pp. 1607-1614.
- [29] Koliopoulos, C. L., "Simultaneous phase shift interferometer." Proceedings of SPIE, 1992, Vol. 1531, pp. 119-127.
- [30] Somers, P A., Brug, H. van et Braat, J. J., "A two-bucket phase-stepped shearing speckle interferometer: why does it work." SPIE Proceedings Speckle Metrology, 2003, Vol. 4993, pp. 181-188.
- [31] Hettwer, A., Kranz, J. et Schwider, J., "Three channel phase-shifting interferometer using polarization-optics and a diffraction grating." Optical Engineering, 2000, Issue 4, Vol. 39, pp. 960-966.
- [32] Millerd, J., et al., "Pixelated phase-mask dynamic interferometer." Proceedings of SPIE, 1992, Vol. 5531, pp. 304-314.
- [33] Judge, T. R. et Bryanston-Cross, P. J., "A review of phase unwrapping techniques in fringe analysis, ., Vol. 21, 199-239, 1994." Optics and Lasers in Engineering, 1994, Vol. 21, pp. 199-239.
- [34] Takeda, M., "Recent progress in phase unwrapping techniques." Proceedings of SPIE, 1996, Vol. 2782, pp. 334-43.

- [35] Aebischer, H. A. et Waldner, S., "A simple and effective method for filtering speckle-interferometric phase fringe patterns." *Optics Communications*, 1999, Vol. 162, pp. 205–230.
- [36] Cordero, R., et al., "Uncertainty analysis of temporal phase-stepping algorithms for interferometry." *Optics Communications*, 2007, Vol. 275, pp. 144-155.
- [37] Picart, P., Pascal, J. C. et Breteau, J. M., "Systematic errors of phase-shifting speckle interferometry." *Applied Optics*, 2001, Issue 13, Vol. 40, pp. 2107-2115.
- [38] Stetson, Karl A. et Brohinsky, William R., "Fringe-shifting technique for numerical analysis of time-average holograms of vibrating objects." *Journal of the Optical Society of America A*, 1988, Issue 9, Vol. 5, pp. 1472-1476.
- [39] Borza, D. N., "Mechanical vibration measurement by high-resolution time-averaged digital holography." *Measurement Science and Technology*, 2005, Vol. 16, pp. 1853–1864.
- [40] Borza, D. N., " Stepped-amplitude modulation interferometry a new real-time mechanical vibrations measurement technique " dans "Interferometry in speckle light - theory and applications." Springer, 2000, pp. 305-310.
- [41] Picart, P., et al., "Some opportunities for vibration analysis with time averaging in digital Fresnel holography." *Applied Optics*, 2005, Issue 3, Vol. 44, pp. 337-343.
- [42] de, X. Colonna et Jacquot, P., "Deformation measurement with object-induced dynamic phase shifting." *Applied Optics*, 1996, Issue 25, Vol. 35, pp. 5115-5121.
- [43] Nomura, T., et al., "Phase-shifting digital holography with a phase difference between orthogonal polarizations." *Applied Optics*, 2006, Issue 20, Vol. 45, pp. 4873 – 4877.
- [44] Awatsuji, Y., Tahara, T. et Kaneko, A., "Parallel two-step phase-shifting digital holography." *Applied Optics*, 2008, Issue 19, Vol. 47, pp. D183-D189.
- [45] Joenathan, C., et al., "Novel temporal Fourier transform speckle pattern shearing interferometer." *Optical Engineering*, 1998, Vol. 37, pp. 1791–1795.
- [46] Takeda, M., Ina, H. et Kobayashi, S., "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry." *Journal of the Optical Society of America*, 1982, Vol. 72, pp. 156-160.

- [47] Bone, D. J., Bachor, H.-A. et Sandeman, R. J., "Fringe-pattern analysis using a 2D Fourier transform." *Applied Optics*, 1986, Vol. 25, pp. 1653-1660.
- [48] Kemaq, Q., Wang, H. et Gao, W., "Phase extraction from arbitrary phase-shifted fringe patterns with noise suppression." *Optics and Lasers in Engineering*, 2010, Issue 6, Vol. 48, pp. 684-689.
- [49] Kemaq, Q., "Two-dimensional windowed Fourier transform for fringe pattern analysis : Principles, applications and implementations." *Optics and Lasers in Engineering*, 2007, Issue 2, Vol. 45, pp. 253-348.
- [50] Robin, E., Valle, V. et Bremand, F., "Phase demodulation method from a single fringe pattern based on correlation with a polynomial form." *Applied Optics*, 2005, Issue 34, Vol. 44, pp. 7261–7269.
- [51] Bruno, L., "Global approach for fitting 2D interferometric data." *Optics Express*, 2007, Issue 8, Vol. 15, pp. 4835–4847.
- [52] Servin, M., Marroquin, J.L. et Cuevas, F.J., "Demodulation of a single interferogram by use of a two-dimensional regularized phase-tracking technique." *Applied Optics*, 1997, Issue 19, Vol. 36, pp. 4540-4548.
- [53] Huntley, J. M., Kaufmann, G. H. et Kerr, D., "Phase-shifted dynamic speckle pattern interferometry at 1 kHz." *Applied Optics*, 1999, Vol. 38, pp. 6556–6563.
- [54] Carlsson, T. E. et Wei, A., "Phase evaluation of speckle patterns during continuous deformation by use of phase-shifting speckle interferometry." *Applied Optics*, 2000, Vol. 39, pp. 2628-2637.
- [55] Haible, P., Kothiyal, M. P. et Tiziani, H. J., "Heterodyne temporal speckle-pattern interferometry." *Applied Optics*, 2000, Vol. 39, pp. 114–117.
- [56] Fernando, A., et al., "Hilbert transform analysis of a time series of speckle interferograms with a temporal carrier." *Applied Optics*, 2008, Issue 9, Vol. 47, pp. 1310-1316.
- [57] Gabor, Dennis., "Theory of communication." *Journal of IEE* 93, 1946, Issue 26, Vol. 3, pp. 429-157.

- [58] Huang, E., et al., "The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis." *Proceedings of the Royal Society A*, 1998, pp. 903-1005.
- [59] Vikhagen, E., "TV holography: spatial resolution and signal resolution in deformation analysis." *Applied Optics*, 1991, Issue 4, Vol. 30, pp. 420-425.
- [60] Huntley, J. M. et Saldner, H. O., "Temporal phase unwrapping algorithm for automated interferogram analysis." *Applied Optics*, 1993, Vol. 32, pp. 3047–3052.
- [61] Vikhagen, E., "Nondestructive testing by use of TV holography and deformation phase gradient calculation." *Applied Optics*, 1990, Vol. 29, pp. 137-144.
- [62] Leval, J., et al., "Full-field vibrometry with digital Fresnel holography." *Applied Optics*, 2005, Issue 27, Vol. 44, pp. 5763-5772.
- [63] Joenathan, C., P., B. Franze, et Tiziani, H., "Large in-plane displacement measurement in dual beam speckle interferometry using temporal phase measurement." *Journal of Modern Optics*, 1998, Vol. 45, pp. 1975–1984.
- [64] Equis, S. et Jacquot, P., "The empirical mode decomposition: a must-have tool in speckle interferometry?" *Optics Express*, 2009, Vol. 17, pp. 611-623.
- [65] Servin, M., Davila, A. et Quiroga, J. A., "Extended-range temporal electronic speckle pattern interferometry." *Applied Optics*, 2002, Vol. 41, pp. 4541-4547.
- [66] Aguanno, M. V., et al., "Heterodyne speckle interferometer for full-field velocity profile measurements of a vibrating membrane by electronic scanning." *Optics and Lasers in Engineering*, 2007, Vol. 45, pp. 677–683.
- [67] Pedrini, G., Osten, W. et Gusev, M. E., "High-speed digital holographic interferometry for vibration measurement." *Applied Optics*, 2006, Issue 15, Vol. 45, pp. 3456-3462.
- [68] Instrumente, L.P. Physik., *Designing with piezoelectric transducers: nanopositioning fundamentals*. 2005.
- [69] Borza, D. N., "High-resolution time-average electronic holography for vibration measurement." *Optics and Lasers in Engineering*, 2003, Vol. 4, pp. 515-527.

Bibliographie

- [70] Borza, Dan Nicolae., "Full-field vibration amplitude recovery from high-resolution time-averaged speckle interferograms and digital holograms by regional inverting of the Bessel function." *Opt. Lasers Eng.*, 2006, Vol. 44, pp. 747-770.
- [71] Kemaq, Q., "Windowed Fourier transform for fringe pattern analysis." *Applied Optics*, 2004, Issue 2695-2702, Vol. 43, pp. 2695-2702.
- [72] Schwider, J., et al., "Digital wavefront measuring interferometry: some systematic error sources." *Applied Optics*, 1983, Issue 21, Vol. 22, pp. 3421-3432.

Liste des illustrations

Figure 2.1:	Interférence (en haut) constructive; (en bas) destructive	6
Figure 2.2:	Principe de la diffraction	9
Figure 2.3:	Enregistrement (à gauche) et restitution (à droite) holographique.....	10
Figure 2.4:	Effet de parallaxe	11
Figure 2.5:	Principe de l'IH: à gauche - enregistrement; à droite - restitution.....	11
Figure 2.6:	Plans objet, de l'hologramme et de restitution.....	13
Figure 2.7:	Groupes des montages optiques dans l'IS.....	17
Figure 2.8:	Montage à sensibilité hors plan.....	18
Figure 2.9:	Montage à sensibilité dans le plan.....	19
Figure 2.10:	Montage shearographique	20
Figure 2.11:	Variation de la valeur absolue de la fonction Bessel avec l'amplitude de vibration	22
Figure 2.12:	Diagramme des signaux dans un montage stroboscopique	23
Figure 2.13:	Montage d'IS à double impulsion	24
Figure 3.1:	Principe du système d'IS à masque de phase pixélisé	40
Figure 3.2:	Estimation des distributions d'amplitudes de vibration par la méthode d'indexation des franges.....	44
Figure 4.1:	Principe du calcul glissant de la phase	57
Figure 4.2 :	Relation entre les paramètres temporeux du décalage de phase	58
Figure 4.3:	Erreur de la phase optique estimée: (a) variation pour une période de vibration; (b) valeur maximale de l'erreur en fonction de nombre d'images acquises par période	59
Figure 4.4:	Diagramme de fonctionnement du système	61
Figure 4.5:	Structure de l'IV réalisé en environnement Labview	62
Figure 4.6:	Diagramme de synchronisation des signaux (décalage à 4 pas)	63
Figure 4.7:	Interface (panneau frontal) du logiciel de commande.....	64
Figure 4.8:	Structure du logiciel réalisé sous Labview.....	64

Liste des illustrations

Figure 4.9:	Structure du logiciel de commande	65
Figure 4.10:	Vibration mono-harmonique et intensité d'interférence modulée	67
Figure 4.11:	Sélection des extremums valides.....	67
Figure 4.12:	Enveloppes et valeur moyenne du signal : en haut, leur identification; en bas, leur élimination	68
Figure 4.13:	Le domaine de définition de l'arccos	68
Figure 4.14:	Deuxième dérivée de la phase repliée (en haut); Phase repliée avec les régions à inverser (en bas)	69
Figure 4.15:	Phase repliée et dépliée	69
Figure 4.16:	Estimation de la phase pour différentes lois de variation de la phase optique	70
Figure 5.1:	Réponse de l'actionneur PZT au signal échelon de décalage à 4 pas	72
Figure 5.2:	Réponse de l'actionneur PZT au signal modifié de décalage à 4 pas	73
Figure 5.3:	Diagramme de fonctionnement du système rapide à mémoire embraquée....	76
Figure 5.4:	Diagramme de synchronisation de la caméra: en haut, fonctionnement "pulse width"; en bas, fonctionnement "internal timer"	77
Figure 5.5:	Caméra Sony HR50.....	78
Figure 5.6:	Diagramme des connexions fonctionnement en mode "asynchronous reset"	78
Figure 5.7:	Montage optique.....	80
Figure 5.8:	Source laser avec le bloc d'alimentation et module de dissipation thermique	81
Figure 5.9:	(à gauche) Caméra rapide Eosens MC1362; (à droite) acquisition dans des fenêtres d'intérêt multiples des régions de l'objet ayant des résonances locales (TAV).....	82
Figure 5.10:	Carte E/S de signal NI DAQ 6251	83
Figure 5.11:	Modulateur électro optique	84
Figure 5.12:	Carte d'acquisition NI IMAQ 1429	85
Figure 5.13:	Carte d'acquisition d'images Inspecta5.....	85
Figure 5.14:	Influence de la position d'excitation sur le mode de vibration.....	86
Figure 6.1:	Objet soumis aux essais.....	91
Figure 6.2:	Échantillonnage du signal de vibration – décalage à 4 pas	92
Figure 6.3:	Distributions de phase repliée obtenues avec le décalage temporel.....	92
Figure 6.4:	Distributions de phase optique (4 bucket), exprimée en radians - (en haut) phase repliée ; (au milieu) phase dépliée et (en bas) profile transversal.....	93

Liste des illustrations

Figure 6.5:	Hologrammes TAV et TTA V et profils transversaux; en bas, carte dépliée des amplitudes de vibration (exprimées en micromètres).....	94
Figure 6.6:	(en haut) - Histoire temporelle d'un pixel ; (en bas) - Phases repliée et dépliée	95
Figure 6.7:	Suivi temporel de la phase des points sur la ligne médiane de la plaque.....	95
Figure 6.8:	Distribution (en haut) - des amplitudes et (en bas) – des phases de vibrations (sans filtrage). Valeurs exprimées en radians.....	96
Figure 6.9:	Suivi temporel de la vibration - distributions de phase repliée	98
Figure 6.10:	Suivi temporel de la vibration - distributions de phase dépliée	99
Figure 6.11:	Suivi temporel de la vibration - distributions de la vitesse de variation de phase.....	100
Figure 6.12:	Histoire temporelle - signal original et filtré.....	101
Figure 6.13:	(en haut) Pics de la 2eme dérivée du signal ; (en bas) Phase estimée – repliée (en bas) et dépliée (en haut)	101
Figure 6.14:	Histoire temporelle (avec détails) d'un pixel du signal original	102
Figure 6.15:	à gauche - détail du signal original (bruité) ; à droite - détail du signal filtré (Savitzky–Golay)	103
Figure 6.16:	Détail de la sinusoïde ajustée + signal filtré.....	103
Figure 6.17:	Identification des pseudo-périodes et des extremums dans l'histoire temporelle.....	104
Figure 6.18:	Fit exponentiel pour estimer l'amortissement.....	105
Figure 6.19:	Estimation par FT de la fréquence de la vibration libre.....	105
Figure 6.20:	Signal d'excitation arbitraire.....	106
Figure 6.21:	Histoire temporelle pour un pixel de l'image – phase repliée et dépliée.....	107
Figure 6.22:	Partie du signal d'excitation qui correspond au signal acquis et présenté en Fig. 6.21.....	107
Figure 6.23:	Interférogramme replié correspondant à un instant t de la série d'interférogrammes pour le mouvement avec forme d'onde arbitraire.....	107
Figure 6.24:	Interférogramme replié présenté en Fig. 6.23 filtré (en haut), déplié (au milieu et à droite) et profile le long de la droite indiquée (en bas)	108
Figure 6.25:	Objet étudié (à gauche); position occupée par l'actionneur (au milieu); interférogramme (à droite) mettant en évidence les déformations de l'objet et de l'actionneur	108

Liste des illustrations

Figure 6.26:	Histoire temporelle d'un pixel (replié – en haut, déplié – en bas) montrant les déplacements au cours de la déformation.	109
Figure 6.27:	Détails de l'histoire temporelle montrant les temps de montée à l'application de chacun des échelons de tension	110
Figure 6.28:	Comparaison sous forme d'interférogrammes de phase repliée entre l'état initial et les quatre états suivants.....	111
Figure 6.29:	Interférogrammes de phase correspondant aux positions extrêmes au cours de la vibration indépendante de la lamelle située dans la partie supérieure.....	111
Figure 6.30:	Histoires temporelles pour les deux points A et B, avant et après l'application d'un échelon de force en A.	111
Figure 6.31:	Histoires temporelles pour les deux points, pendant l'échelon de force.....	112
Figure 6.32:	Phase repliée, cartographie dépliée des déformations et profile d'une ligne, pour la face frontale de l'actionneur utilisé (en radians).	112
Figure 6.33:	Succession d'hologrammes de phase repliée à différents instants (en microsecondes) au cours de la déformation dynamique.	113
Figure 6.34:	Forme de la lamelle à quelques instants au cours de la déformation dynamique	114
Figure 6.35:	Découpage de la région à l'intérieur de laquelle la vitesse de la déformation permet d'obtenir des interférogrammes	115
Figure 6.36:	Déplacement du point C au cours de 4,6 ms lors de la sollicitation dynamique	116
Figure 6.37:	Quatre histoires temporelles du déplacement au cours de 4,6 ms lors de la sollicitation dynamique	117
Figure 6.38:	Déplacement du point B au cours de 4,6 ms lors de la sollicitation dynamique	118
Figure 6.39:	Histoires temporelles des deux pixels indiqués, A et B, pendant 38,5 ms lors de l'application d'un échelon de force au point.	118
Figure 9.1:	Interface utilisateur du logiciel de contrôle.....	152
Figure 9.2:	Boucle d'acquisition d'images	153
Figure 9.3:	Boucle 1 de traitement de données.....	154
Figure 9.4:	Boucle 2 de traitement de données.....	155
Figure 9.5:	Group d'affichage	155
Figure 9.6:	Boucle de sauvegarde avec sousVI de sauvegarde	156

Liste des illustrations

Figure 9.7:	(en haut) Paramétrage de la carte d'acquisition NI-DAQ 6221 (en bas) Paramétrage de la carte d'acquisition d'images NI IMAQ 1410	157
Figure 9.8:	Interface utilisateur du logiciel de contrôle.....	158
Figure 9.9:	(en haut) Paramétrage de la carte d'acquisition NI-DAQ 6251; (en bas) Paramétrage de la carte d'acquisition d'images NI IMAQ 1429	159
Figure 9.10:	Boucle de traitement de données.....	160
Figure 9.11:	Boucle d'acquisition d'images	161
Figure 9.12:	Boucle de sauvegarde.....	161
Figure 9.13:	Logiciel de contrôle.....	162
Figure 9.14:	Signal de décalage de phase	163