



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

Centro de Investigaciones en Óptica, A. C.



**APLICACIÓN DE LA INTERFEROMETRÍA ELECTRÓNICA
DE PATRONES DE MOTEADO Y LA HOLOGRAFÍA DIGITAL
PULSADAS AL ESTUDIO DE DEFORMACIONES
DINÁMICAS EN OBJETOS EN ROTACIÓN**

Tesis presentada por

M. en C. Carlos Pérez López

Como requisito parcial para obtener el grado de
Doctor en Ciencias Ópticas

León, Gto., México. Febrero 2002

*Este trabajo está dedicado a todos mis
maestros*

Índice general

1 Introducción.....	1
1.1 Referencias.....	5
2 Franjas de adición en rotación.....	9
2.1 Introducción.....	9
2.2 Interferometría de moteado para objetos en rotación.....	10
2.2.1 Formación de las franjas.....	11
2.2.2 El vector de sensibilidad	13
2.2.2.1 Análisis para sensibilidad fuera de plano.....	15
2.2.2.2 Velocidad tangencial máxima del objeto.....	16
2.2.3 Franjas portadoras.....	17
2.2.4 La pendiente de la deformación.....	19
2.2.5 Translación de cuerpo rígido.....	20
2.2.6 Visibilidad de las franjas.....	21
2.3 Experimento y resultados.....	22
2.3.1 Arreglo óptico.....	22
2.3.2 Sistema de sincronización.....	25
2.3.3 Calibración.....	26
2.3.4 Evaluación del desbalance fuera del plano.....	26
2.4 Conclusiones.....	28
2.5 Referencias.....	30
3 Interferometría holográfica digital con de-rotador óptico.....	32
3.1 Introducción.....	32

3.2 Método.....	33
3.2.1 Holograma de transformación cuasi-Fourier.....	35
3.3 Arreglo experimental.....	36
3.4 Resultados experimentales.....	38
3.5 Conclusión y discusión.....	39
3.6 Referencias.....	43
4 De-rotador óptico digital.....	45
4.1 Introducción.....	45
4.2 Franjas de interferencia.....	45
4.3 Modelo matemático.....	47
4.3.1 Condiciones en la reconstrucción digital del frente de onda.....	50
4.4 Arreglo experimental y resultados.....	52
4.4.1 La transformación de Fourier.....	53
4.4.2 Mapas de fase.....	54
4.4.2.1 Incremento de fase.....	56
4.5 Conclusiones.....	56
4.6 Referencias.....	57
5 Conclusiones generales y trabajo a futuro.....	59
5.1 Conclusiones generales.....	59
5.2 Trabajo a futuro.....	61
5.3 Referencias.....	62
Publicaciones derivadas de este trabajo.....	63
Apéndice A.....	65

Agradecimientos

Me gustaría expresar mi gratitud al Dr. Fernando Mendoza Santoyo por su asistencia, dirección, confianza y amistad que me ha ofrecido siempre.

La lista de agradecimientos sería interminable sin embargo no puedo dejar de mencionar en especial al Dr. Andrew J. Moore y a los revisores de tesis Dr. Ramón Rodríguez Vera, Dr. Bernardino Barrientos García y Dr. Arturo Olivares Pérez, así como a la gente que me ha estimulado y ayudado a resolver mis dudas mas de cerca como el Dr. J. R. Moya, Dr. J. A. Guerrero, Dr. A. Fernández, Dr. G. Pedrini, Dr. S. Schedin, Dr. Z. Malacara, Dr. M. Cywiak, Dr. Dávila, Dr. N. Alcalá...

Desde luego a todos mis compañeros y compañeras de trabajo del CIO y a mi familia.

Muchas gracias a todas estas personas.

Por último deseo expresar mi profundo agradecimiento al Centro de Investigaciones en Optica y a su director general el Dr. Luis Efraín Regalado, así como al CONACYT (Parte de este proyecto fue financiado por el CONACYT 32709-A), y al SNI, por todas las facilidades recibidas durante este período de preparación.

RESUMEN de la tesis de Carlos Pérez López, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS (OPTICA). León, Guanajuato, México. Febrero de 2002

Aplicación de la interferometría electrónica de patrones de moteado y la holografía digital pulsadas al estudio de deformaciones dinámicas en objetos en rotación

Resumen Aprobado _____

Dr. Fernando Mendoza Santoyo
Director de Tesis

Este trabajo presenta los resultados experimentales de la aplicación de la interferometría óptica doble pulsada en la detección de desplazamientos y deformaciones dinámicas de piezas mecánicas en rotación. Se estructura en dos partes; en la primera se hace un análisis basado en la interferometría electrónica de patrones de moteado doble pulsada —ESPI— en adición, para observación cualitativa en tiempo real de desplazamientos de cuerpo rígido y desbalance, que producen vibraciones en estructuras mecánicas en rotación. La segunda parte abarca los aspectos cuantitativos de las deformaciones instantáneas aplicando el cálculo de fase con la interferometría holográfica digital —IHD— doble pulsada. Se emplea un dispositivo optomecánico conocido como de-rotador para compensar la fase introducida por la rotación y finalmente se demuestra un método de compensación de esta fase, totalmente numérico.

1

Introducción

Esta tesis se ubica dentro de una de las líneas de trabajo del Grupo de Metrología Óptica del Centro de Investigaciones en Óptica (CIO), con especial interés en aplicaciones industriales.

La motivación inicial para llevar a cabo este trabajo tiene sus orígenes en un proyecto contractual realizado en 1992 con la Comisión Federal de Electricidad CFE —a través de su Laboratorio de Pruebas de Equipos y Materiales LAPEM Irapuato—, encomendado al grupo de metrología óptica del CIO, siendo el objetivo principal investigar la posibilidad de medir con **técnicas ópticas no destructivas y de visión de campo completo**, los esfuerzos mecánicos a los que son sometidos los álabes de una turbina generadora de electricidad, bajo condiciones dinámicas de carga de trabajo. Tradicionalmente estos esfuerzos se miden colocando una serie de sensores puntuales —galgas extensiométricas— regularmente repartidos en algunos lugares de la superficie del objeto; esto implica tener que detener la masa de rotación durante el tiempo del pegado de estos elementos. Los datos se envían por telemetría a una estación receptora para su interpretación por medio de algoritmos de ajuste de polinomios y la información que se tiene está contenida en una matriz de elementos discretos de medición. Ver por ejemplo [1,2]. El problema se planteó a resolver utilizando la interferometría electrónica de patrones de moteado —ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry)— incorporada en 1991 en el laboratorio de metrología óptica del CIO por el Doctor Fernando Mendoza [3- 5] a su regreso de la Universidad Tecnológica de Loughborough e integrándose al laboratorio después los doctores Ramón Rodríguez y Andrew J. Moore.

Utilizando como fuente de iluminación un láser pulsado Nd: YAG de doble cavidad en la longitud de onda de la luz $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ y con una energía de 20 mJ por pulso, funcionando a la frecuencia de 60 Hz, se llevaron a cabo los primeros experimentos.

Las primeras investigaciones en el laboratorio de metrología en el campo de las deformaciones dinámicas fueron realizadas bajo la supervisión del Dr. Mendoza por el doctor Andrew J. Moore, a quien el autor debe el aprendizaje de las técnicas de interferometría de moteado. A partir de estas, se obtuvieron varios resultados que fueron publicados en revistas internacionales con arbitraje [6,7]. Así, se analizaron —en tiempo real— los modos de vibración de una placa rectangular de referencia a bajas frecuencias de oscilación (menores a 2 KHz). Se inició el estudio de eventos transitorios entre 5 y 20 μs de duración contando con la colaboración de varios investigadores entre otros: A. Fernández [8], del grupo de la Universidad de Vigo. En los subsiguientes experimentos Moore demostró que en vibraciones armónicas era posible calcular la fase desplazando el haz de referencia —introduciendo franjas portadoras— por medio de espejos montados en piezoeléctricos para el corrimiento temporal de la fase [9]. Se realizaron igualmente algunos experimentos con interferometría de moteado de desplazamiento lateral. Por ejemplo Dávila [10] utilizó un desplazamiento de la lente de iluminación del objeto para introducir franjas portadoras.

La baja visibilidad (relación señal a ruido) que se tiene en los interferogramas cuando se emplean las técnicas de doble pulso en adición, se compensó con la posibilidad de observar el fenómeno — en tiempo real— a la razón de video de una cámara CCD en el formato NTSC¹. Se publicaron algunos trabajos relacionados con el mejoramiento de la visibilidad de los interferogramas tales como el desarrollo de un filtro analógico [11,12], o con filtros digitales o la multiplicación digital de los interferogramas [13,14]. Con la intención de utilizar cámaras rápidas y láseres de emisión continua se realizaron experimentos agregando micro-esferas en la superficie de los objetos de prueba [15]. Una parte muy importante fue el desarrollo de la sincronización electrónica de los dispositivos que intervienen en la adquisición de las imágenes interferométricas, que formaron parte de todos los experimentos.

La experiencia adquirida en esta primera etapa, nos llevó a continuar con las investigaciones ahora con la asesoría del doctor Fernando Mendoza a partir de 1997, tomando bajo estudio estructuras mecánicas con vibraciones que producen

¹ National Television System Committee

deformaciones en el orden de 1 a 10 μm , pero considerando el fenómeno especial de *la rotación del objeto* cuyos resultados están contenidos en esta TESIS DOCTORAL.

Se pueden consultar algunos trabajos pioneros realizados por otros grupos de investigación, principalmente por Stetson [16], Beeck [17], Pedrini [18], Preater [19], por citar algunos, que utilizan desde las técnicas de holografía óptica clásicas hasta experimentos con ESPI en rotación.

La interferometría ESPI pulsada es una herramienta idónea para el cálculo de las deformaciones *fuera de plano* en rotación porque es extremadamente inmune a disturbios ambientales y viene consolidándose con constantes aplicaciones, tanto en investigación como en la industria. Un pulso del láser con duración de escasos 15 ηs permite «congelar» el movimiento del objeto en el que se adquiere una primera imagen interferométrica que se compara con otra producida por un segundo pulso de iguales características a un tiempo controlado en el orden de los microsegundos. El resultado que se tiene de esta comparación es la detección del cambio entre un estado inicial del objeto y el otro estado final, de donde se puede inferir la fase óptica que está directamente relacionada con la deformación dinámica que ha experimentado el objeto en este intervalo de tiempo [20- 34].

Debido a la rotación, se introduce además de la deformación instantánea, una fase óptica adicional de rotación que se manifiesta en forma de franjas de interferencia.

Una limitación importante en el cálculo de la fase óptica en el estudio de eventos transitorios, es que las imágenes interferométricas están cambiando continuamente lo cual impide hacer el cálculo de la fase óptica, por ejemplo por medio del corrimiento de fase entre dos o tres interferogramas consecutivos u otros métodos similares [35- 37]. Una solución fue propuesta por Barrientos [38,39], quien utilizó un holograma generado por computadora de cuatro cambios de fase para tener información de corrimiento espacial de la fase en eventos transitorios.

Otra alternativa para el cálculo de la fase en eventos transitorios además de la técnica de ESPI doble pulsada es la Interferometría holográfica digital pulsada, — IHD pulsada — esta técnica ahora introducida a nuestro laboratorio nuevamente por el doctor Mendoza [40- 42], a su regreso en 2000 de Alemania, nos permitió calcular la fase óptica de cada holograma. Con el fin de adquirir los conocimientos necesarios sobre el *estado del arte* de IHD el autor realizó una estancia de tres meses en Stuttgart, en 2000 con el grupo del Instituto de Optica, donde contó con el respaldo invaluable del profesor Tiziani y del doctor Pedrini.

Ambas técnicas tienen como referencia el tamaño de la mota, pero sus principios de operación requieren de dispositivos y técnicas diferentes que serán comentados en este trabajo.

Entonces esta TESIS DOCTORAL que utiliza la **interferometría de patrones de moteado y la holografía digital pulsadas al estudio de deformaciones dinámicas en objetos en rotación**, se estructura en dos partes. En la primera se hace un análisis general de aplicación de **ESPI** doble pulsado en adición para observación cualitativa de desplazamientos de desbalance de la rotación. La segunda parte abarca los aspectos cuantitativos de las deformaciones instantáneas aplicando el cálculo de fase con la **IHD** doble pulsada. Estas dos partes se desarrollan en tres capítulos según el siguiente esquema:

En el capítulo 2, estudiamos algunas implicaciones de la adquisición de dos interferogramas electrónicos de moteado —ESPI— en adición, es decir, sumando su contribución en el mismo cuadro de imagen con una cámara de video a 60 campos por segundo. Se hace especial énfasis en los vectores de sensibilidad. Estos conceptos vectoriales son los mismos que se aplican en los otros temas tratados. Se propone un método de utilización de las franjas de rotación como franjas portadoras de otra señal de modulación, «el desplazamiento de cuerpo rígido del objeto», se observan en tiempo real de donde se puede inferir cualitativamente en una primera aproximación los desbalances de toda la superficie del objeto en el plano normal al eje de giro.

En el capítulo 3, en un acercamiento más fino al cálculo de las deformaciones dinámicas del objeto, explicamos como utilizamos un de-rotador optomecánico comercial, que nos da una imagen estacionaria del objeto y aplicamos la técnica de interferometría holográfica digital junto con el de-rotador como un método nuevo cuantitativo de pruebas dinámicas. Esto fue posible gracias a los recientes avances tecnológicos en el campo de adquisición de imágenes con cámaras digitales de alta resolución —12 Bits— y de adquisición doble rápida que nos permitió adquirir dos hologramas digitales con una separación entre ellos de 20 μ s y hacer su comparación en substracción de las fases. Se obtienen resultados cuantitativos dado que la técnica permite el cálculo digital de la fase de cada holograma.

En el capítulo 4, presentamos un método nuevo para el tratamiento de la fase óptica en el dominio del espectro de Fourier para compensar la fase introducida por la rotación del objeto. Utilizamos nuevamente la técnica de interferometría holográfica digital para adquirir dos hologramas digitales del objeto en movimiento de rotación con doble

pulso láser, pero sustituimos el uso del de-rotador optomecánico, por el procesamiento de las imágenes holográficas en el espacio de Fourier.

En el capítulo 5 presentamos nuestras conclusiones generales y comentamos lo que consideramos es nuestra visión de trabajo a futuro.

1.1 Referencias

- [1] www.sti-tech.com
- [2] www.accumetrics.com
- [3] F. Mendoza Santoyo, D. Kerr, J. Tyrer, and T.C. West, "A novel approach to whole field vibration analysis using a pulsed laser system" in Holographic Optics II: principles and Applications, G. M. Morris, ed., Proc. SPIE Vol. 1136, p. 335- 345 1989
- [4] Andrew J. Moore, John R. Tyrer, and Fernando Mendoza Santoyo, "Phase extraction from electronic pattern interferometry addition fringes", Appl. Opt. Vol 33, p. 7312- 7320, 1994
- [5] R. Rodriguez Vera and F. Mendoza Santoyo "Some industrial applications of the optical metrology", Recent Res. Devel. In Optical Eng. Vol. 1, p. 79-85, 1996
- [6] A. J. Moore, C.Pérez-López, "Low-frequency harmonic vibration analysis with double-pulsed addition electronic speckle pattern interferometry", Opt. Eng., Vol 36, No. 9, p. 2641-2650, 1996
- [7] A. J. Moore, C.Pérez-López, "Double-pulsed addition ESPI for harmonic vibration and transient deformation measurements", *Proc. of the Appl. Opt. Div. Conf. (IOP)*, p. 228-238. Reading, 1996
- [8] A. Fernández, a. J. Moore, C. Pérez López, A. F. Doval, and J. Blanco García "Study of transient deformation with pulsed TV holography: application to crack detection", Appl. Opt. 36, p. 2058-2065, 1997
- [9] A. J. Moore, C. Pérez-López, "Fringe carrier methods in double-pulsed addition ESPI", Opt. Comm. Vol. 141, p. 203-212, 1997
- [10] A. Dávila, G.H. Kaufmann and Carlos Pérez-López " Transient deformation analysis using a carrier method of pulsed electronic speckle-shearing pattern interferometry", Appl. Opt. Vol 37, p. 4116- 4122 1998

- [11] A. J. Moore and C. Pérez López "Fringe visibility enhancement and phase calculation in double pulsed addition ESPI", J. Mod. Opt. Vol. 43, p. 1829-1844, 1996
- [12] Noe Alcalá Ochoa, Fernando Mendoza Santoyo, Andrew J. Moore, and Carlos Pérez-López, "Contrast enhancement of electronic speckle pattern interferometry addition fringes", Appl. Opt. Vol. 36, No. 13 p. 2783-2787, 1997
- [13] F. Mendoza, J. R. Tyrer and Noe Alcala Ochoa, "Noise reduction in twin-pulsed addition electronic speckle pattern interferometry fringe patterns", Opt. Eng. Vol 33, p. 1712- 1716, 1994
- [14] Noe Alcalá Ochoa, Fernando Mendoza Santoyo, Carlos Pérez López and Bernardino Barrientos, "Multiplicative electronic speckle pattern interferometry fringes", Appl. Opt. Vol 39, p. 5138- 5141, 2000
- [15] R. A. Martínez-Celorio, A. Dávila, C. Pérez-López, L. Martí López, "Visibility enhancement of carrier fringes in electronic speckle shearing pattern interferometry using microspheres for light detection in back reflection", Optik, Vol. 112, p. 99-104, 2001
- [16] K. A. Stetson, "Fringe interpretation for hologram interferometry of rigid-body motions and homogeneous deformations", J. Opt. Soc. A. Vol. 64, No. 1, p. 1-10, 1974
- [17] Manfred-Andreas Beeck, "Pulsed holographic vibration analysis on high-speed objects: fringe formation, recording techniques, and practical applications", Opt. Eng. Vol 31, No. 3, p. 553-561, 1992
- [18] Giancarlo Pedrini, Hans J. Tiziani, "Double-pulse electronic speckle interferometry for vibration analysis" Appl. Opt. Vol. 33, No. 34, p. 7857-7863, 1994
- [19] R.W.T. Preater and R.C.Swain, "Fourier-Transform fringe analysis of electronic speckle pattern interferometry fringes from a high speed rotating specimen", Opt. Eng. Vol 33, p. 1271-1279 1994
- [20] T. J. Cookson, J. N. Butters, H.C. Pollard, "Pulsed lasers in electronic speckle pattern interferometry", Opt. Laser Technology Vol. 10, p. 119-124, 1978
- [21] K. Stetson and R. L. Powell, "Interferometric hologram evaluation and real-time vibration analysis of diffuse objects", J. Opt. Soc. Am. Vol 55, p. 1694-1895, 1965
- [22] R. Jones and C. Wykes, *Holographic and Speckle Interferometry* Cambridge University Press, 1983

- [23] G. K. Bhat, "Measurement of strains in turbine blades vibrating at resonance using electro-optic holography", J. Mod. Opt. Vol. 42, p. 667- 677, 1995
- [24] G. K. Bhat, "Digital techniques for strain measurement using electro-optic holography", J. Mod. Opt. Vol. 42, p. 1909- 1919, 1995
- [25] A. Dávila, D. Kerr, G.H. Kaufmann, "Fast electro-optical system for pulsed ESPI carrier fringe generation", Vol. 123, p. 457-464, 1996
- [26] J. N. Petzing, A. Dávila, D. Kerr, and J. R. Tyrer, "Pulsed carrier out-of-plane speckle interferometry for transient vibration analysis", J. Mod. Opt. Vol. 45, p. 825-836, 1998
- [27] Y.M. He, Y.S. Tan, C.H. Ku, "Stroboscopic laser speckle interferometry used for measuring dynamic behaviour structures", Proc. SPIE, Vol. 599, 1985
- [28] P.J. Wesolowski, J. Woisetschlaeger, "Pulsed holographic interferometry in predictive tire testing", Proc. SPIE Vol. 2545, Interferometry VII, 1995
- [29] A. Hirai, T. Akatsu and Y. Horii, "Dynamic motion measurement using digital TV speckle interferometry", Proc. SPIE Vol. 549, 1985
- [30] H. Fagot, F. Albe, P. Smigielski, A. Stimpfling, J. L. Arnaud, "Controls of aeronautical structures by holographic pulsed lasers interferometry", Proc. SPIE Vol. 210, 1979
- [31] D. G. Voelz, L. McMacking, J. K. Boger, M. P. Fetrow, "Double-exposure heterodyne imaging for observing line-of-sight deformation", Opt. Lett. Vol 22, p. 1027-1029, 1997
- [32] R. Krupka and A. Ettemeyer, "Brake vibration analysis with three-dimensional pulsed ESPI", Exp. Tech. P. 38-41, 2001
- [33] G. M. Brown, "thirty odd years of industrial hologram interferometry", Proc. SPIE Vol. 3407, 1998
- [34] R. J. Parker, D.G. Jones "Holography in an industrial environment", Opt. Eng. Vol. 27, p. 55- 66, 1988
- [35] D. Malacara, *Phase shifting interferometry* Chap 14 in Optical Shop Testing, 2nd. Ed., John Wiley & Sons, New York 1992
- [36] D.W. Robinson, G.T. Reid (Eds): Interferogram analysis: Digital Fringe Pattern Measurement Techniques, Inst. of Physics Pub, Bristol and Philadelphia, 1993
- [37] D. Malacara, M. Servín and Z. Malacara, *Interferogram analysis for optical testing*, Ed. Marcel Dekker, New York, 1998

- [38] B. Barrientos, A. J. Moore, C. Pérez-López, L. Wang, and T. Tschudi "Transient deformation measurement with electronic speckle pattern interferometry by use of a holographic optical element for spatial phase stepping", *Appl. Opt.* Vol 38, No 28 p. 5944-5947, 1999
- [39] B. Barrientos, A. J. Moore, C. Pérez-López, L. Wang, and T. Tschudi, "Spatial phase-stepped interferometry using a holographic optical element", *Opt. Eng.* Vol. 38, p 2069- 2074, 1999
- [40] F. Mendoza Santoyo, G. Pedrini, S. Schedin and H. J. Tiziani, "3D displacement measurements of vibrating objects with multi-pulse digital holography", *Meas. Sci. Tech.* Vol 10, p. 1305- 1308, 1999
- [41] Giancarlo Pedrini, Philipp Froning, Hans J. Tiziani, Fernando Mendoza Santoyo, "Shape measurement of microscopic structures using digital holograms", *Opt. Com.* Vol. 164, p 257- 268, 1999
- [42] G. Pedrini, P. Froning, H. J. Tiziani, F. Mendoza, "Shape measurement of microscopic structures using digital holograms", *Opt. Comm.* Vol 164, p. 257- 268, 1999

2

Franjas de Adición en Rotación

2.1 Introducción

Un objeto en rotación puede presentar una amplitud de vibración característica —Modos de resonancia— para ciertas frecuencias de rotación específicas [1]. El análisis en condiciones dinámicas es necesario desde el punto de vista de las numerosas aplicaciones en donde se pueden aprovechar estas mediciones. La interferometría electrónica de patrones de moteado (ESPI) doble pulsada implementada primero por Cookson *et al* [2], es la técnica electro-óptica sin contacto y de campo completo que empleamos para detectar vibraciones fuera del plano [3- 5]. La medición que se hace tiene como objetivo resolver un patrón de franjas de interferencia en donde se codifican los desplazamientos y esfuerzos mecánicos, producto de las vibraciones del objeto en rotación.

Las franjas de interferencia son el resultado de la rotación más la vibración. Esta mezcla de franjas puede dar información no útil debido a la suma de los efectos en el patrón de franjas resultante. Nuestro interés aquí es observar cualitativamente en un monitor de TV, el efecto de la vibración —desbalance— del objeto rotando, sin embargo es necesario separar primero la contribución de la fase de rotación de la fase del desplazamiento de cuerpo rígido.

Nuestra aportación establece un método nuevo para obtener la separación de la vibración fuera del plano de las franjas de rotación [6], en un arreglo óptico de detección de un patrón modulado con «franjas portadoras» de rotación. Una ventaja importante es que estas vibraciones se observan en tiempo real.

Un desplazamiento angular muy pequeño del objeto girando en un plano normal al eje de observación, que transcurre en el lapso de tiempo de $1\mu\text{s}$ entre el disparo de los dos pulsos del láser, es analizado interferométricamente en un arreglo óptico a razón de video —60 campos de imagen por segundo— por medio de una cámara CCD.

La información de las deformaciones dinámicas del objeto fuera del plano, será evaluada como la tangente de la curva del desplazamiento en función del tiempo, a cada intervalo de tiempo de exposición de los dos interferogramas de moteado, los cuales se suman en el mismo campo de video. Como es usual en ESPI pulsado en adición, los patrones de interferencia de moteado son altamente ruidosos y contienen una componente importante de dc, que los hacen difíciles de ver en el monitor. Por lo tanto para recuperar estas franjas empleamos un filtro analógico que nos permite aumentar su visibilidad [7]. El método muestra que cualquier desbalance del objeto dentro de los límites de resolución del sistema de adquisición de la imagen y la decorrelación del moteado, puede detectarse observando los cambios en la frecuencia y/o dirección angular de las franjas portadoras de rotación.

2.2 Interferometría de moteado para objetos en rotación

La interferometría electrónica de moteado doble pulsada [8] tiene la ventaja de ser un método óptico no invasivo, o sea sin contacto y sin interacción con el objeto, que permite medir los componentes del desplazamiento instantáneo provocado por vibración simultáneamente sobre toda la superficie del objeto en movimiento.

Una técnica similar es la interferometría holográfica doble pulsada en rotación [9], la cual debe cumplir con dos requisitos:

- a) Mantener la correlación de los dos campos coherentes de luz adquiridos interferométricamente por la cámara CCD, tal que el desplazamiento lateral debido al movimiento de rotación del objeto no exceda el tamaño de la mota en el plano imagen.
- b) La fase de interferencia de la función de generación de franjas debe ser insensible con respecto a la rotación del objeto.

Las condiciones anteriores son contradictorias con respecto a la detección de deformaciones o desplazamientos ya que al pretender cumplirlas estaríamos anulando el efecto de un cambio detectable interferométricamente entre una imagen en el estado

inicial y la siguiente en el estado modificado —por ejemplo algunos eventos transitorios en piezas mecánicas duran entre 10 y 500 μs [10]— en consecuencia se debe hacer alguna modificación a esta técnica, lo que se describe a continuación.

2.2.1 Formación de las franjas

Lo primero que vamos a considerar es el modelo matemático para la formación de franjas de adición en ESPI pulsado; esto será descrito brevemente dado que puede encontrarse en varios lugares, *ej.* [11,12]. Suponemos un desplazamiento del objeto mientras rota, y que dos pulsos de láser son disparados en el mismo campo de video. Los ejes coordenados están en una posición fija en el centro de la cámara CCD. La intensidad luminosa en la superficie de la CCD para el pulso 1 es:

$$I_1(x, y) = I_0(x, y) + I_r(x, y) + 2\sqrt{I_0(x, y)I_r(x, y)}\cos(\phi(x, y)) \quad (2.1)$$

y para el segundo pulso,

$$I_2(x, y) = I_0(x, y) + I_r(x, y) + 2\sqrt{I_0(x, y)I_r(x, y)}\cos(\phi(x, y) + \Delta\psi(x, y) + \rho(x, y)) \quad (2.2)$$

donde como es usual I_0 e I_r denotan las intensidades del haz objeto y el haz de referencia respectivamente. ϕ es la fase aleatoria, $\Delta\psi$ es el término de fase debida únicamente a la deformación del objeto, y ρ es la fase del término asociado a la rotación del objeto. Note que la ecuación (2.1) supone que el objeto está rotando, pero su movimiento se congela durante 15η s correspondiente al ancho del pulso láser tal que la ecuación no contiene a $\Delta\psi + \rho$. Ver Fig. 2.3. La ecuación (2.2) contiene estos términos de fase dado que el segundo pulso se dispara un microsegundo después del primer pulso, cuando el objeto ha rotado y se ha desplazado. La suma de ambos interferogramas pulsados se hace en el sensor de la cámara CCD en un sólo campo de video, dando la intensidad total:

$$I_t(x, y) = 2 \left[I_o(x, y) + I_r(x, y) \right] + 4 \sqrt{I_o(x, y) I_r(x, y)} \cos \left(\phi(x, y) + \frac{\Delta\psi(x, y)}{2} + \frac{\rho(x, y)}{2} \right) \times \cos \left(\frac{\Delta\psi(x, y)}{2} + \frac{\rho(x, y)}{2} \right) \quad (2.3)$$

Si el haz de iluminación del objeto incide en el plano $x'y'$ (v. Fig. 2.1), entonces la variable de fase ρ se puede expresar en términos del desplazamiento de arco Δs entre dos puntos Q_1 y Q_2 de radio de giro r , del objeto (ver la sección §2.2.2.1) como,

$$\rho = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s \theta \quad (2.4)$$

Δs se puede aproximar a $\Delta s \cong \Delta x' = r \sin \alpha$, ó $\Delta y' = r \sin \alpha$ según la posición de la fuente de iluminación, donde α es el ángulo de giro del objeto entre los dos pulsos del láser, λ su longitud de onda, siendo θ el ángulo, muy pequeño (mrad), formado por la abertura entre los ejes de iluminación y observación. El ángulo θ se escoge tal que ρ represente a través de la ecuación (2.4), la contribución de la rotación del objeto al vector de sensibilidad en el arreglo fuera de plano.

N es el número de franjas dado por $\rho = 2\pi N$ o:

$$N = \frac{r \alpha}{\lambda} \theta \quad (2.5)$$

Se establece también el tiempo máximo de giro permitido entre la adquisición de las dos imágenes tomando como referencia la decorrelación de la mota en el plano imagen:

$$t_m < \frac{\lambda F}{2\pi f r} \quad (2.6)$$

donde F es el f-número del sistema de lentes formadoras de imagen, f la frecuencia de rotación del objeto (rpm) y r su radio de giro.

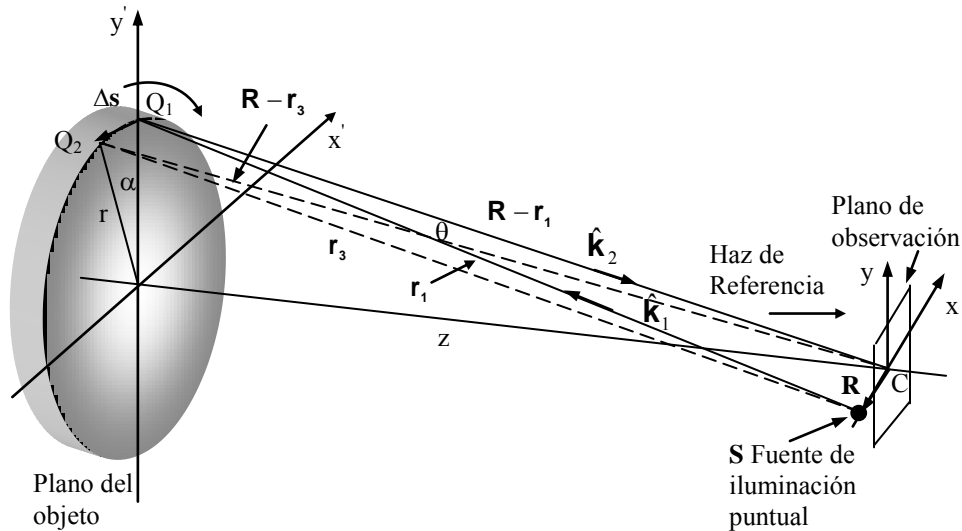


Figura 2.1 Variables del sistema óptico fuera de plano de un objeto en rotación

2.2.2 El vector de sensibilidad

En esta sección tratamos la configuración general del arreglo interferométrico para obtener la diferencia de caminos ópticos, δ , a partir de los vectores de iluminación y observación y del vector desplazamiento del objeto. La variación del desplazamiento del objeto se mide por su influencia en la fase del campo óptico tomando en cuenta la geometría del sistema óptico. La parte fundamental de este análisis consiste en llegar a la expresión matemática a partir de la geometría general del arreglo hasta el caso particular fuera de plano, tomando en cuenta el efecto de la rotación, de tal forma que un desplazamiento pequeño general se pueda describir totalmente. Refiérase al *Apéndice A*, para una descripción general del cálculo de los vectores de sensibilidad en 3D.

Varios autores pioneros en la metrología de moteado han desarrollado teorías para demostrar la relación entre las diversas geometrías y tipos de movimientos del objeto difusor. El análisis siguiente está tomado directamente como lo presenta Vest [13], (ver también Lokberg [14]) donde se demuestra el cambio en la fase óptica debido al cambio en la posición del objeto entre dos interferogramas y su relación con el vector sensibilidad.

El desplazamiento Δs de un punto inicial Q_1 al punto final Q_2 del objeto (ver Fig. 2.2) debido a la vibración y la rotación lo expresamos vectorialmente como el desplazamiento L . La luz dispersada por Q_1 y Q_2 contribuye a las franjas de interferencia.

La función del interferograma de adición es reproducir la luz dispersada por el objeto tanto en su estado inicial como en su estado desplazado.

Los elementos relevantes del sistema físico se muestran en la figura (2.2). El objeto se ilumina por una fuente puntual S. La luz es dispersada por un punto Q₁ del objeto hasta el sensor CCD en el punto C.

Un interferograma de doble exposición ha sido grabado y entre exposiciones el punto Q₁ fue desplazado una distancia **L** al punto Q₂. Al desplazarse el punto Q₁ el punto correspondiente en C resultó en un corrimiento de la fase óptica δ , la cual debe ahora relacionarse con **L**. Se definen varios vectores para encontrar esta relación. Todos ellos aparecen en la figura (2.2), donde φ_r es la fase inicial.

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \hat{\mathbf{k}}_1 \cdot \mathbf{r}_1 + \hat{\mathbf{k}}_2 \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{r}_1) + \varphi_r \\ \varphi_2 &= \hat{\mathbf{k}}_3 \cdot \mathbf{r}_3 + \hat{\mathbf{k}}_4 \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{r}_3) + \varphi_r\end{aligned}\quad (2.7)$$

$$\delta \equiv \varphi_2 - \varphi_1 \quad (2.8)$$

Después del desplazamiento de Q₁, los vectores de propagación en las direcciones de iluminación y observación son \mathbf{k}_3 y \mathbf{k}_4 . Definimos los pequeños cambios, $\Delta\mathbf{k}_1$ y $\Delta\mathbf{k}_2$ en los vectores de propagación como

$$\hat{\mathbf{k}}_3 = \hat{\mathbf{k}}_1 + \Delta\hat{\mathbf{k}}_1, \quad \hat{\mathbf{k}}_4 = \hat{\mathbf{k}}_2 + \Delta\hat{\mathbf{k}}_2 \quad (2.9)$$

combinando las ecuaciones anteriores, tenemos:

$$\delta = (\hat{\mathbf{k}}_2 - \hat{\mathbf{k}}_1) \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3) + \Delta\hat{\mathbf{k}}_1 \cdot \mathbf{r}_3 + \Delta\hat{\mathbf{k}}_2 \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{r}_3) \quad (2.10)$$

En los sistemas reales las magnitudes de \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_3 son mucho mayores que $L = |\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1|$, tal que para propósitos prácticos $\Delta\hat{\mathbf{k}}_1 \perp \mathbf{r}_3$ y $\Delta\hat{\mathbf{k}}_2 \perp (\mathbf{R} - \mathbf{r}_3)$, debido a estas relaciones los dos últimos productos escalares en la ecuación (2.10) se eliminan, y arribamos a la relación

$$\delta = (\hat{\mathbf{k}}_2 - \hat{\mathbf{k}}_1) \cdot \mathbf{L} \quad (2.11)$$

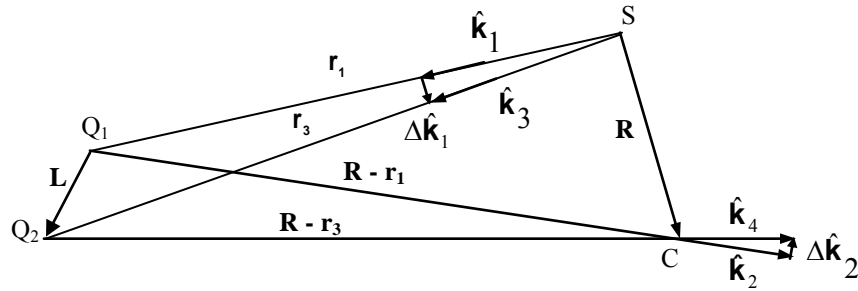


Figura 2.2 Diagrama esquemático vectorial

Esta relación simple forma la base de la interpretación cuantitativa de las franjas en el proceso interferométrico que aquí nos ocupa.

Entonces el vector de sensibilidad \mathbf{K} está dado por

$$\mathbf{K} \equiv \hat{\mathbf{k}}_2 - \hat{\mathbf{k}}_1 \quad (2.12)$$

tal que

$$\delta = \mathbf{K} \cdot \mathbf{L} \quad (2.13)$$

Si θ es el ángulo entre las direcciones de iluminación y observación, y dado que tanto $\hat{\mathbf{k}}_1$ como $\hat{\mathbf{k}}_2$ tienen magnitud igual a uno, el vector sensibilidad tiene magnitud $|\mathbf{K}| = 2 \cos \theta / 2$, y va sobre la bisectriz del ángulo entre las direcciones de iluminación y observación.

2.2.2.1 Análisis para sensibilidad fuera de plano

En nuestro caso particular (detección fuera de plano) aplicando (2.13), se obtiene una fase de interferencia $\varphi(\delta) = 2\pi\delta/\lambda$

igual a:

$$\varphi(\delta) = \frac{2\pi}{\lambda} [\partial z(1 + \cos\theta) + \partial x' \sin\theta] \quad (2.14a)$$

con:

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \partial z(1 + \cos\theta), \quad (2.14b)$$

y

$$\rho = \frac{2\pi}{\lambda} \partial x' \sin\theta \quad (2.14c)$$

que corresponden a las fases a sustituirse en la ecuación (2.3).

Los desplazamientos entre dos franjas consecutivas son

$$\partial z = \frac{\lambda}{2}, \quad \text{y} \quad \partial x' = \frac{\lambda}{\theta} \quad (2.15)$$

2.2.2.2 Velocidad tangencial Máxima del objeto

La velocidad tangencial del objeto en rotación $v = r\omega$ puede alcanzar velocidades de más de 100 m/s [9]. Por otro lado es bien conocido que la grabación de un interferograma requiere que todos los componentes del arreglo interferométrico, incluido el objeto, permanezcan estacionarios al menos por un décimo de la longitud de onda del láser durante el tiempo de exposición.

Comparado con el movimiento del objeto, todos los demás movimientos relativos de los componentes interferométricos se pueden despreciar cuando se aplica interferometría pulsada. Por esta razón la máxima velocidad tangencial $|v|$ —normal al eje de giro del objeto— para un tiempo de exposición τ , siendo $\beta = 90 - \theta$ el ángulo entre v y K , puede expresarse como:

$$|v| < \frac{0.1\lambda}{\tau \cdot |K| \cos\beta} \quad (2.16)$$

La gráfica de la figura (2.3) ilustra el caso para una longitud de onda de $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ y un ancho de pulso de $\tau = 15 \text{ ns}$

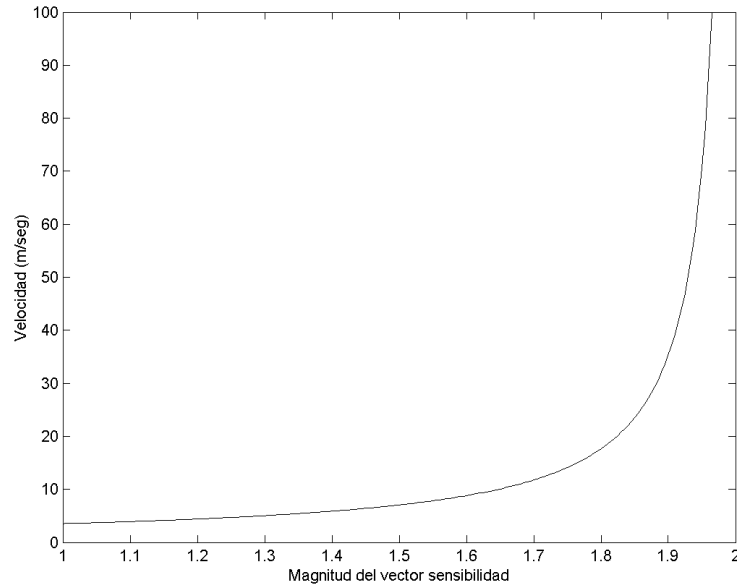


Figura 2.3 Velocidad tangencial máxima en función de la magnitud del vector sensibilidad

Podemos observar como a medida que los vectores de iluminación, rotación y observación se vuelven colineales, la velocidad tangencial permitida del objeto aumenta eliminando las restricciones de visibilidad del interferograma adquirido. Sin embargo debido al comportamiento que muestra esta curva, la velocidad tangencial es muy sensible a cualquier diferencia angular entre estos vectores.

2.2.3 Franjas portadoras

Como consecuencia de lo expuesto anteriormente, al analizar vibraciones fuera del plano en estructuras en rotación, la fuente de iluminación puntual y el punto de observación deben estar localizados idealmente colineales al eje de rotación del objeto, sin embargo un pequeño ángulo θ entre la fuente de iluminación y el eje de observación produce franjas portadoras [15], las cuales son aprovechadas en nuestro estudio.

El movimiento más general de cuerpo rígido que consiste de translación \mathbf{L}_t y rotación \mathbf{G} ha sido estudiado por Stetson [16]. El desplazamiento resultante \mathbf{L} es:

$$\mathbf{L} = \mathbf{L}_t - \mathbf{r} \times \mathbf{G} \quad (2.17)$$

donde $\mathbf{r} = \hat{\mathbf{i}}_x' + \hat{\mathbf{j}}_y'$, es el vector de posición de un punto sobre la superficie. La ecuación de franjas resultante es:

$$-(\hat{k}_x G_z - \hat{k}_z G_x) y + (\hat{k}_y G_z - \hat{k}_z G_y) x + \mathbf{K} \cdot \mathbf{L}_t = N\lambda \quad (2.18)$$

Estas franjas son líneas rectas igualmente espaciadas cuya pendiente es

$$\left(\frac{dy}{dx} \right)_{\text{franjas}} = - \frac{(\mathbf{K} \times \mathbf{G})_x}{(\mathbf{K} \times \mathbf{G})_y} \quad (2.19)$$

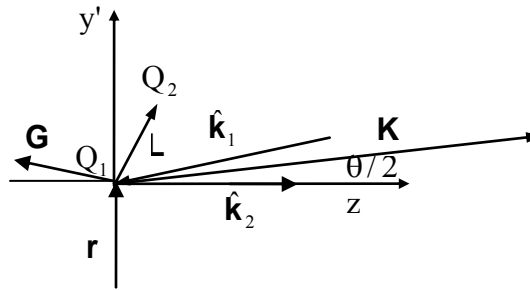


Figura 2.4 Esquema vectorial, donde \mathbf{r} es el radio de giro del objeto, \mathbf{K} es la sensibilidad, \mathbf{L} el desplazamiento y \mathbf{G} la rotación en un punto x', y' .

Cuando hacemos variar la posición de la fuente que ilumina al objeto, de forma tal que se localice sobre uno de los ejes coordenados del plano de observación —plano de la CCD— a un ángulo θ , entonces de acuerdo a la dirección del vector de sensibilidad, se genera un patrón de franjas paralelas igualmente espaciadas de período Δp y de pendiente m , debidas a la rotación en plano:

$$m = \frac{y_s}{x_s}, \quad \Delta p = \frac{\lambda}{\alpha \theta} \quad (2.20)$$

m es la pendiente de las franjas, como consecuencia de la posición de la fuente de iluminación con respecto al centro de coordenadas de la CCD. y_s y x_s son las coordenadas de la fuente, y Δp es el período como función del ángulo de rotación α del objeto y el ángulo θ entre las direcciones de iluminación y observación (v.fig. 2.1).

2.2.4 La pendiente de la deformación

Una vez montado el sistema óptico, en donde utilizamos las franjas obtenidas de la rotación como franjas portadoras, iniciamos el análisis de los datos del desplazamiento Δz . Lo anterior para demostrar que podemos expresar tal desplazamiento como la modulación del patrón de franjas indicado en (2.20), como función del cambio de frecuencia y dirección angular.

El tiempo transcurrido entre los dos pulsos de disparo del láser es del orden de $t_\Delta \approx 1\mu s$, mucho menor que el tiempo del evento transitorio a medir. Sin embargo, la fase de la deformación Δz está en función del $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \Delta z / \Delta t$ que nos proporciona la pendiente de la curva $\partial z(t) / \partial t$, evaluada a la misma posición angular, cada vez que el objeto completa una revolución. Un pequeño cambio de fase por translación de cuerpo rígido (ver sección §2.2.5) se manifiesta en un cambio en el periodo y en la dirección angular de las franjas. La intensidad total resultante I_t evaluada en cada revolución completa i , del objeto se puede expresar como:

$$I_t(x, y) = 2 \left[I_o(x, y) + I_r(x, y) \right] + 4 \sqrt{I_o(x, y) I_r(x, y)} \cos \left(\phi(x, y) + b \frac{\partial z(x, y; t)}{\partial t} \Big|_i + \frac{\rho(x, y)}{2} \right) \times \cos \left(b \frac{\partial z(x, y; t)}{\partial t} \Big|_i + \frac{\rho(x, y)}{2} \right) \quad (2.21)$$

2.2.5 Translación de cuerpo rígido

El desplazamiento ∂z en la ecuación (2.21), lo podemos descomponer en tres variables separables ∂z_1 , ∂z_2 y ∂z_3 correspondientes al desbalance con respecto al eje de giro x' , al eje de giro y' , y al desplazamiento uniforme en z respectivamente [17] (ver Fig. 2.5),

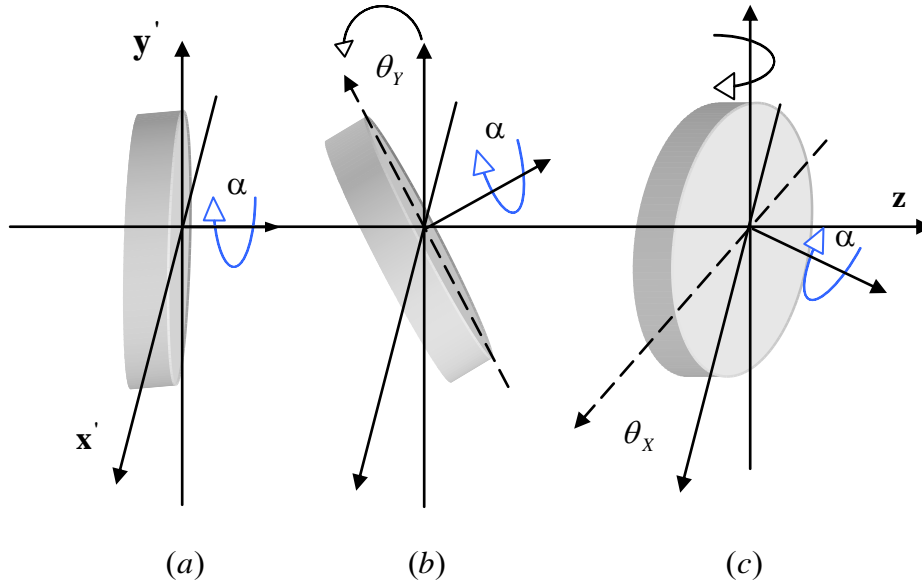


Figura 2.5 El objeto de prueba colocado en un sistema de coordenadas. En (a), rotación pura del objeto. En (b) rotación más giro extra del objeto sobre el eje y' . (c) Rotación más un giro extra del objeto sobre el eje x'

Es claro que siendo las franjas paralelas a los ejes de giro, serán observadas en el detector CCD como se ve en la figura (2.6), donde

$$\partial z_1 = \frac{x'}{m_{x'}}, \quad \partial z_2 = \frac{y'}{m_{y'}}, \quad \partial z_3 = \partial z \quad (2.22)$$

y $m = \tan\theta_x$, $m_y = \tan\theta_y$,

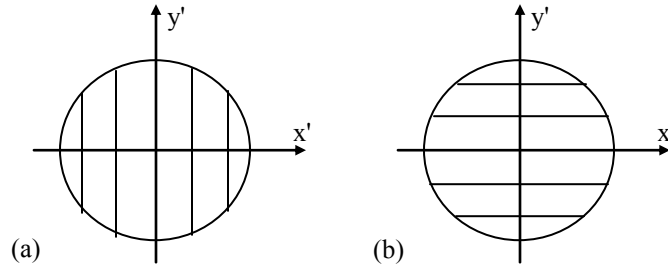


Figura 2.6 Franjas para el sistema ESPI fuera de plano formadas por el desplazamiento en el plano x'z en (a). En (b) desplazamiento en el plano y'z

2.2.6 Visibilidad de las franjas

El interferograma de adición cuya intensidad se describió en la ecuación (2.3) contiene el término dc, la intensidad media $I_m = 2(I_o + I_r)$, que representa el ruido óptico estacionario. Este término reduce la visibilidad de las franjas y en consecuencia la razón señal a ruido. Para mejorar la visibilidad de las franjas de adición utilizamos la técnica de filtraje analógico pasa altas [14].

La señal de video es electrónicamente filtrada con un dispositivo que realiza la derivada temporal de su entrada para cada línea de barrido horizontal $A(t) \propto I_t$, y hace una conversión de modulación de fase a modulación de amplitud.

Específicamente

$$A(t) = I_m \left(1 + V \cos \left(\phi(t) + \frac{\Delta\psi(t)}{2} + \frac{\rho(t)}{2} \right) \cdot \cos \left(\frac{\psi(t)}{2} + \frac{\rho(t)}{2} \right) \right) \quad (2.23)$$

donde $V = 2\sqrt{I_o I_r} / (I_o + I_r)$ es el contraste de las franjas. Se sigue manteniendo la dependencia (x,y) en la ecuación (2.23). Entonces,

$$\frac{dA(t)}{dt} \propto -\frac{I_m V}{2} \left(\frac{d(\phi(t) + \Delta\psi(t) + \rho(t))}{dt} \cdot \text{sen}(\phi(t) + \Delta\psi(t) + \rho(t)) + \frac{d\phi(t)}{dt} \cdot \text{sen}\phi(t) \right) \quad (2.24)$$

y definiendo

$$d(\phi(t) + \Delta\psi(t) + \rho(t)) / dt \equiv 2\pi f_c + f_\Delta (\Delta\psi(t) + \rho(t)) \quad (2.25)$$

entonces tenemos:

$$\frac{dA(t)}{dt} \propto -2\pi\sqrt{I_o I_r} \left| \left\{ f_c + f_\Delta (\Delta\psi(t) + \rho(t)) \right\} \text{sen}(\phi(t) + \Delta\psi(t) + \rho(t)) + f_c \text{sen}\phi(t) \right| \quad (2.26)$$

Para reducir algunos términos en (2.26), se limita el nivel de amplitud, haciendo $f_c > f_\Delta (\Delta\psi + \rho)$, bajo el argumento de que la frecuencia de corte del filtro f_c se establece en 4 MHz, de forma tal que:

$$\frac{dA(t)}{dt} \propto -2\pi f_c \sqrt{I_o I_r} \left| 2 \cos^2 \left(\frac{\Delta\psi(t)}{2} + \frac{\rho(t)}{2} \right) \text{sen}\phi(t) + \text{sen}\phi(t) \right| \quad (2.27)$$

El filtro tendrá una respuesta pobre a bajas frecuencias, que es justamente el objetivo para la reducción del término dc. Se observa una modulación de amplitud determinada por el coseno cuadrado de la fase de la deformación y rotación.

Finalmente con un detector de envolvente y un filtro pasa bajas, logramos la rectificación —recuperación de los valores positivos— de la señal.

$$I_f = K_f \left| \cos^2 \left(\frac{\Delta\psi}{2} + \frac{\rho}{2} \right) \text{sen}\phi \right| \quad (2.28)$$

2.3 Experimento y resultados

2.3.1 Arreglo óptico

Un arreglo típico de ESPI con sensibilidad fuera de plano se ilustra en la figura (2.7). El haz del láser Nd: YAG (Spectron) doble pulsado se divide en dos en el divisor de haz (D2). Los dos haces resultantes son utilizados como haces de referencia y objeto. La

energía del láser es de aproximadamente 20 mJ por pulso, con $\lambda = 532 \text{ nm}$ y un ancho de pulso de $\tau = 15 \text{ ns}$.

El haz de iluminación del objeto se expande por medio de una lente negativa (L) para evitar la ionización del aire en su punto focal, como sucede en el caso de una lente positiva. Se forma la imagen del objeto por medio de la lente zoom (Z) en el sensor de la cámara CCD. El haz de referencia previamente atenuado en intensidad, se hace pasar por un objetivo de microscopio y filtro espacial (Fe) de $25 \mu\text{m}$ e incide directamente en la superficie del sensor de imagen después de pasar por el cubo de recombinación de haces (D1).

El objeto bajo estudio es un ventilador de radio $R = 17 \text{ cm}$ cuyas aspas están girando a $f = 1200 \text{ rpm}$. Se considera en nuestro análisis que las aspas son planas y perpendiculares al eje z.

La señal de video de la cámara CCD (Cohu-4810) con 640×480 pixeles a razón de 60 campos por segundo, se conecta tanto al filtro analógico y monitor de video como al sistema de sincronización.

Los espejos (M2) y (M3) sirven para igualar los caminos ópticos después del divisor de haz (D2). El espejo (M1) se coloca a un lado de la lente (Z) formando un ángulo $\theta = 4.3^\circ$ entre el eje z y el eje y.

Se agregó una tarjeta digitalizadora dentro de una PC Pentium III a 750 MHz, donde se capturan los interferogramas con las intensidades luminosas correspondientes a las ecuaciones (2.1) y (2.2), para un procesamiento fuera de línea [18].

La visibilidad de las franjas es relativamente baja debido al ruido aditivo dc y se reduce aun más por las franjas de interferencia producidas por múltiples reflexiones del haz de referencia sobre la superficie del sensor CCD.

La figura (2.8) muestra la imagen grabada de una de las aspas del ventilador en rotación. En (a) cuando se ilumina únicamente con los dos haces objeto. Colocamos una marca para identificar su posición. En (b) se tienen los dos interferogramas en adición. Nótese como los haces de referencia introducen el ruido de interferencia extra mencionada anteriormente.

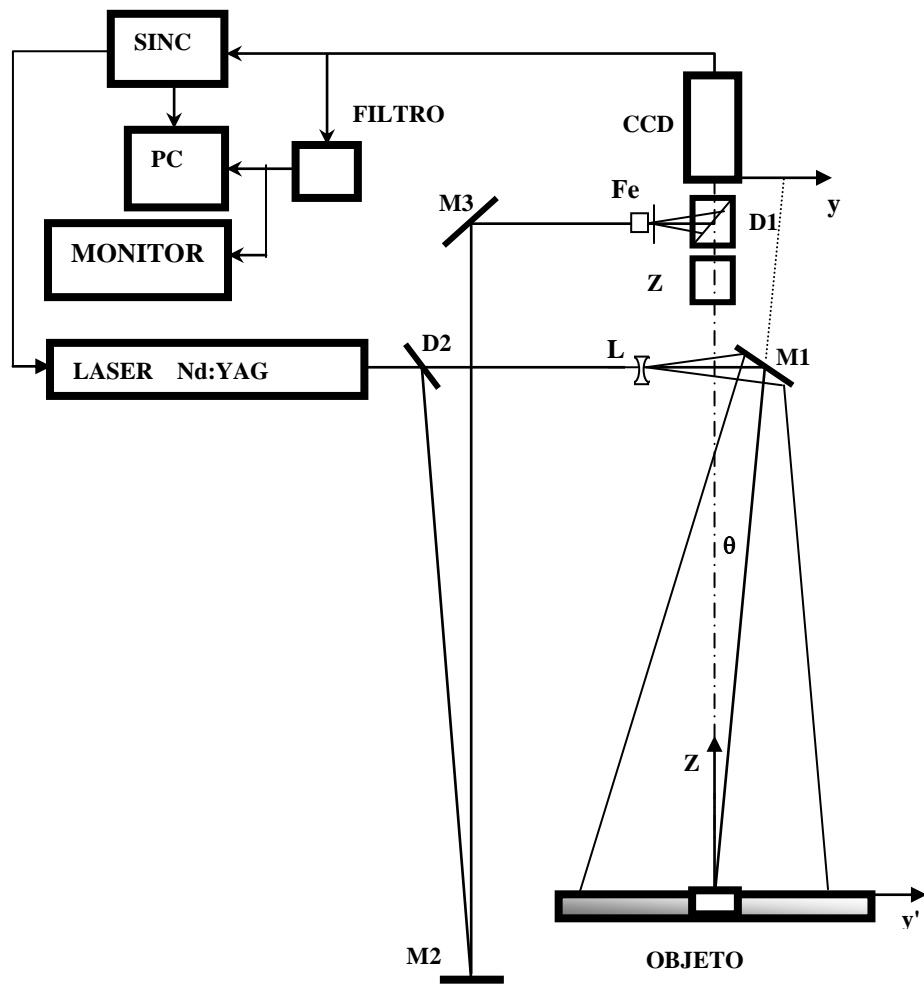


Figura 2.7 Arreglo óptico en fuera de plano

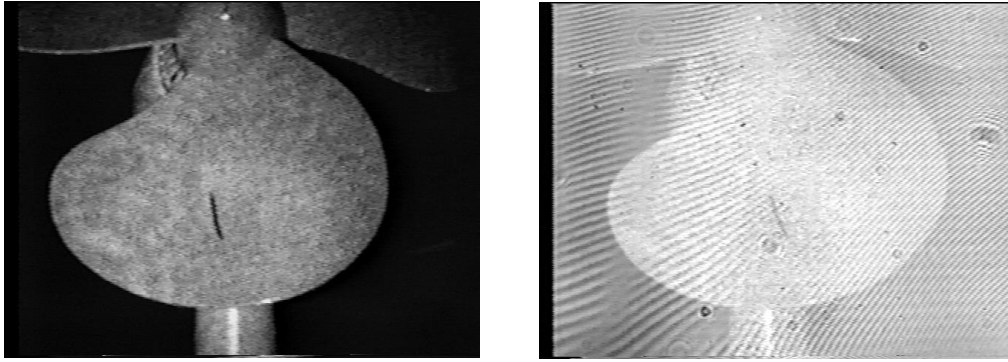


Figura 2.8 Ventilador girando a 1200 rpm. Iluminación doble pulsada en adición. (a) con los dos haces objeto. (b) con los haces objeto y referencia

2.3.2 Sistema de sincronización

Una parte fundamental del sistema de interferometría de moteado con láser pulsado es la sincronización de los dispositivos que intervienen en la medición. La cámara de video adquiere 30 cuadros de imagen por segundo, o 60 campos pares e impares entrelazados, de los cuales solo algunos de ellos contienen información que reúne las condiciones de lo que denominamos «imágenes validas». Es necesario adquirir los interferogramas dobles siempre en la misma posición angular del objeto después de que éste ha completado una revolución de forma tal que el análisis de las franjas esté relacionado con la misma parte del objeto de prueba.

Se tienen tres condiciones principales de operación del láser pulsado que deben cumplirse (ver Fig. 2.9).

- La primera es que el láser debe pulsar a la frecuencia nominal de 60 Hz. Esto significa que aún cuando la posición del álabe no sea la correcta, debe enviarse una señal de disparo del láser con el fin de mantener su estabilidad; estos son los pulsos no válidos según se describe en [5].
- La segunda condición se tiene justamente cuando igualamos la frecuencia de rotación del objeto con la del sintetizador de frecuencia externo, esta es la condición válida de disparo del doble pulso láser.
- La tercera condición está directamente relacionada con el pulso vertical «señal de reloj» de inicio y fin de un campo de video de la cámara CCD. Se diseñó un circuito electrónico separador de pulsos de sincronía, que entrega a su salida el pulso vertical V, proporcionado por el video compuesto de la cámara CCD. Este pulso indica la

disponibilidad de los campos de video entrelazado y es utilizado como señal de reloj del sistema de sincronía.

Finalmente hay que dar un ajuste de retraso de disparo del pulso láser o seguimiento de la fase del giro del objeto que garantice tener una posición fija específica del objeto en cada adquisición de imágenes de interferencia, esto se logra con un retardador de pulsos. Adelantamos o atrasamos esta señal eléctrica hasta que visualmente el objeto se observe estático en la pantalla del monitor de TV.

2.3.3 Calibración

Inicialmente el arreglo óptico se debe calibrar con un disco giratorio a la velocidad de rotación del objeto. La fuente de iluminación del objeto se coloca ligeramente arriba del eje y —El sistema coordenado x,y tiene su origen en el centro del sensor de la CCD— formando un ángulo θ con respecto al eje z . Después de filtrar la señal analógica de salida de la cámara, se pueden observar las franjas de rotación y se ajusta tanto su número como la pendiente hasta tener un número aproximado de $N = 3$ franjas verticales. Esto corresponde a $\theta = 4.29^\circ$ en este experimento. El desplazamiento angular en el extremo del objeto es de $21\ \mu\text{m}$, correspondiente al tiempo transcurrido de $1\ \mu\text{s}$ entre los dos pulsos del láser.

2.3.4 Evaluación del desbalance fuera de plano

La figura (2.10) ilustra los resultados de las mediciones en un ventilador rotando a 1200 rpm. En la columna de la derecha se tienen los interferogramas de moteado de doble pulso en adición, tal como se observan en el monitor de TV después de haber sido filtrados con el circuito analógico pasa altas. Las imágenes de la columna izquierda corresponden a la simulación en computadora de la forma de patrón de franjas portadoras resultante. El ciclo de la vibración estudiada en este experimento fue de 10s. En este intervalo de tiempo, 10 s, las franjas portadoras sufren cambios desde el estado inicial en (a- b), donde no se observa efecto del desplazamiento de cuerpo rígido hasta el instante en (h) donde se observa la combinación de rotación más la rotación fuera de plano sobre el eje x' , compárese con (g).

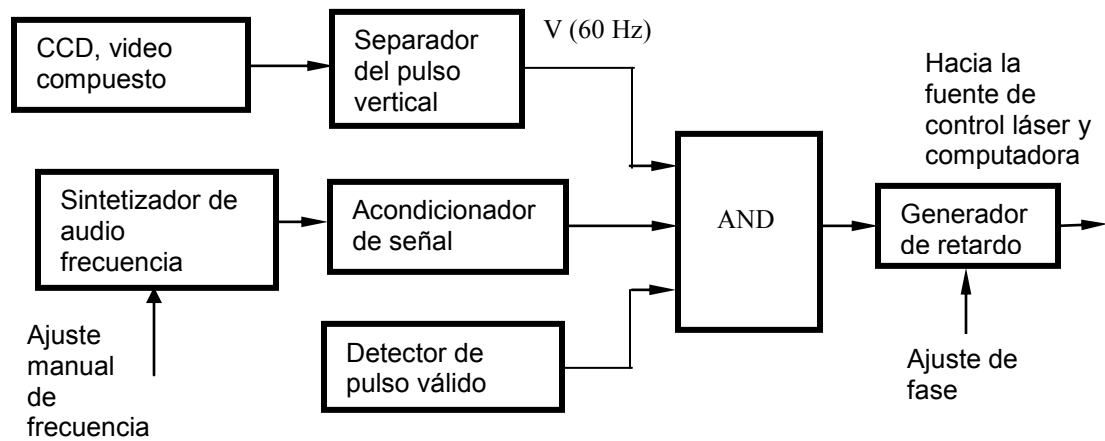
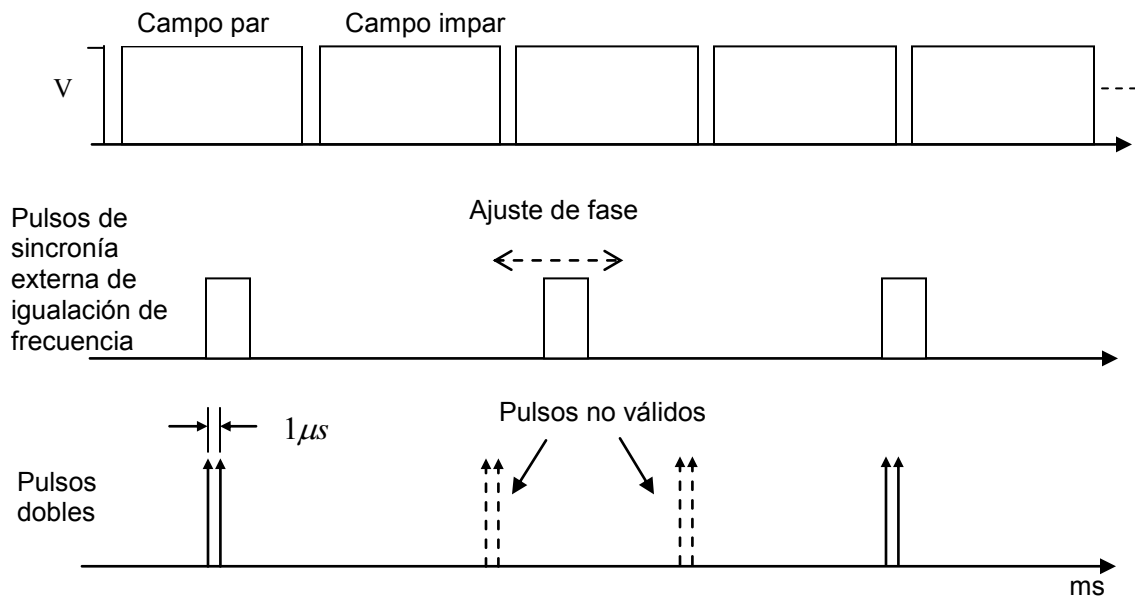


Figura 2.9 Sistema de sincronismo

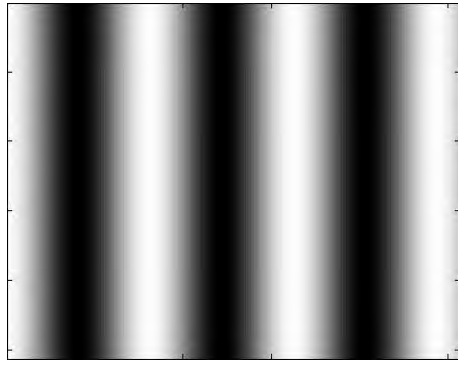
El efecto de desplazamiento fuera de plano del objeto sobre el eje de giro y' es observado como el aumento de franjas verticales. En este experimento se formaron en número de 8. Esto se ilustra en (d), y en la figura (2.5c). La combinación de desplazamientos de rotación con respecto a los tres ejes x' , y' y z del objeto se observa en (f). La contribución de rotación del objeto más rotación sobre el eje x' se ve en (h), y en la figura (2.5b).

De acuerdo a lo expresado en la sección §2.2.4 la interpretación de los esfuerzos se relaciona directamente con la pendiente de las rectas —franjas portadoras— según la expresión (2.21). Esto nos indica que nuestra medición está en función de la razón de cambio de los desplazamientos fuera de plano para cada instante de adquisición de los interferogramas de adición.

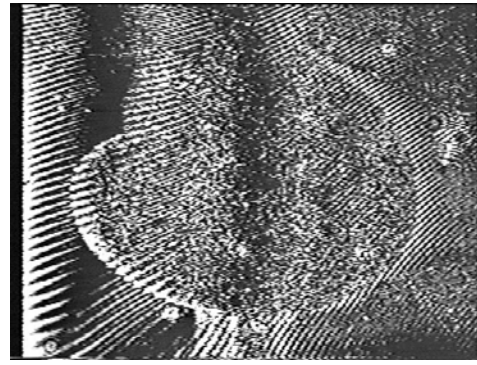
2.4 Conclusiones

Con el método ESPI en adición presentado demostramos que es posible estudiar cualitativamente las vibraciones fuera del plano de objetos en rotación, a razón de video, o sea 30 cuadros por segundo. El método es capaz de separar las franjas de vibración de las inherentes franjas de rotación cuando se utiliza un arreglo de iluminación y sincronización controlados. La ventaja de observar directamente en un monitor de TV los interferogramas de adición, electrónicamente filtrados, permite reducir el lapso de tiempo entre dos imágenes para obtener las pendientes del desplazamiento instantáneo del objeto.

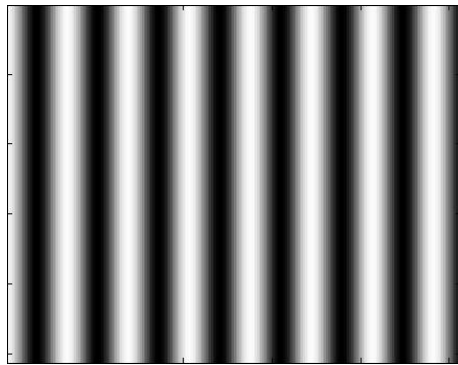
Futuras consideraciones tendrán que tomar en cuenta la forma del objeto, y la iluminación simultánea del objeto con el fin de obtener los vectores del desplazamiento 3D —Ver una descripción general de los desplazamientos en el apéndice A—. La medición absoluta de los desplazamientos requiere la inclusión de un controlador de posición z . Con este método es posible estudiar vibraciones fuera del plano en ambientes ruidosos. Finalmente, nuestras investigaciones van encaminadas a cuantificar los datos obtenidos, y a evaluar la incertidumbre con respecto a la posición angular del objeto.



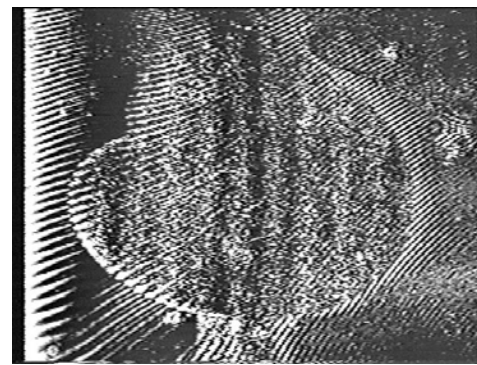
a)



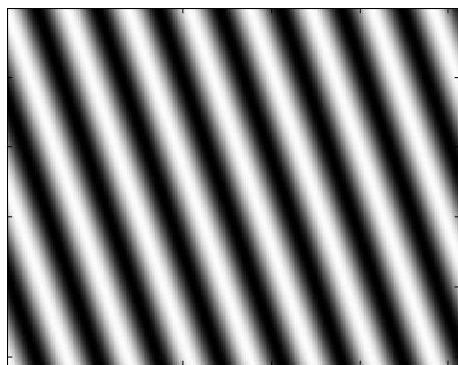
b)



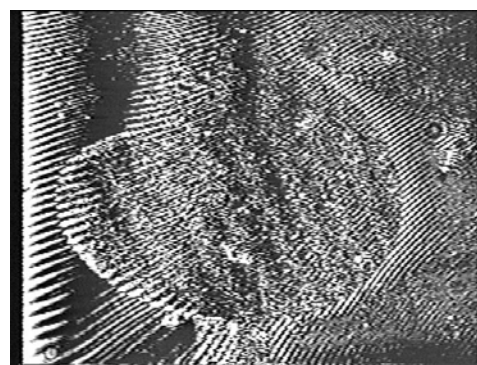
c)



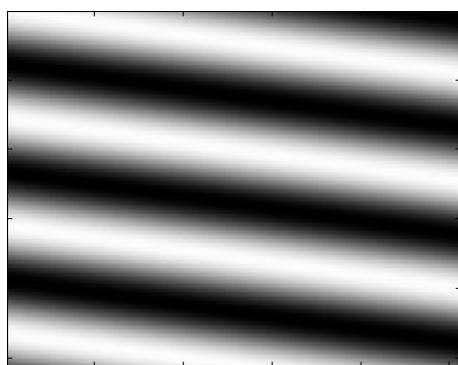
d)



e)



f)



g)



h)

Figura 2.10 Franjas portadoras de rotación. La columna izquierda corresponde a la simulación por computadora. La columna derecha son los resultados de las mediciones. El lapso de tiempo entre las figuras (b) a la (h) es de 10 segundos.

2.5 Referencias

- [1] T. K. Ahn, C.D. Mote Jr., "Mode identification of a rotating Disk", *Exp. Mech.* Vol. 38, p. 250-254, 1998
- [2] T. J. Cookson, J. N. Butters, H. C. Pollard, "Pulsed lasers in electronic speckle pattern interferometry", *Opt. Laser Tech.* Vol. 10, p. 119-124, 1978
- [3] R. Jones and C. Wykes, *Holographic and speckle interferometry* (second edition), Cambridge University Press, Cambridge, 1989
- [4] M.C. Shellabear, F.Mendoza Santoyo and J. R. Tyrer, "Processing of addition and subtraction fringes from pulsed ESPI for the study of vibrations", *Proc. SEM Conference on hologram interferometry and speckle metrology*, K.A. Stetson and R. J. Pryputniewicz, Eds. p. 238-244, 1990
- [5] A. J. Moore, C:Pérez-López, "Low-frequency harmonic vibration analysis with double-pulsed addition electronic speckle pattern interferometry", *Opt. Eng.* Vol 36, p. 2641-2650, 1996
- [6] C. Pérez López, F. Mendoza Santoyo, R. Rodríguez Vera and M. Funes-Gallanzi "Separation of vibration fringe data from rotating object fringes using pulsed ESPI", *Opt. Lasers Eng.* en Prensa
- [7] A. J. Moore, C:Pérez-López, "Fringe visibility enhancement and phase calculation in double-pulse addition ESPI", *J. Mod. Opt.* Vol. 43, p. 1829-1844, 1996
- [8] J.N. Butters, J. A. Leendertz, "A double exposure technique for speckle pattern interferometry", *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, Vol. 4, p. 277-279, 1971
- [9] Manfred-Andreas Beeck, "Pulsed holographic vibration analysis on high-speed objects: fringe formation, recording techniques, and practical applications", *Opt. Eng.* Vol 31, p. 553-561, 1992
- [10] A. Fernández, A.J. Moore, C- Pérez-López, A. F. Doval and J- Blanco-García, "Study of transient deformation with pulsed TV holography: application to crack detection", *Appl. Opt.* Vol. 36, p. 238-244, 1997
- [11] J.R. Tyrer, "Application of pulsed holography and double pulsed electronic speckle pattern interferometry to large vibrating engineering structures", *Proc. SPIE*, Vol.599, p. 181-188, 1985
- [12] A. J. Moore, C:Pérez-López, "Double-pulsed addition ESPI for harmonic vibration and transient deformation measurements", *Proc. of the Appl. Opt. Div. Conf. (IOP)*, p. 228-238. Reading, 1996

- [13] Charles M. Vest, *Holographic Interferometry*, chap. 2 pp 69-72, John Wiley & Sons, 1979
- [14] O.J.Lokberg, G.A. Slettemoen, "Basic electronic speckle pattern interferometry", *Applied Optics and Optical Engineering*, ed. R. Shannon and J.C. Wyant, Vol 10, p. 455-504, Academic Press, San Diego 1987
- [15] A. J. Moore, C:Pérez-López, "Fringe carrier methods in double-pulsed addition ESPI", *Opt. Comm.* Vol. 141 p. 203-212, 1997
- [16] K. A. Stetson, "Fringe interpretation for hologram interferometry of rigid-body motions and homogeneous deformations", *J. Opt. Soc. Am.* Vol. 64, p. 1-10, 1974
- [17] S. Rothberg, J. Bell, "A Guide to translational and rotational vibration measurements on rotors using laser vibrometry", *Proc. SPIE* Vol. 4072, p. 210-221, 2000
- [18] Noe Alcalá Ochoa, Fernando Mendoza Santoyo, Andrew J. Moore, and Carlos Pérez-López, "Contrast enhancement of electronic speckle pattern interferometry addition fringes", *Appl. Opt.* Vol. 36, p. 2783-2787, 1997

3

Interferometría holográfica digital pulsada con de-rotador óptico

3.1 Introducción

La interferometría holográfica digital es una técnica empleada para la medición de cantidades mecánicas tales como desplazamiento, deformación, y vibración de objetos. Ha emergido como un método óptico poderoso de pruebas sin contacto que proporciona información de visión de campo completo de deformaciones con precisión de sub-longitudes de onda [1-3]. La técnica es útil para mediciones cualitativas y cuantitativas. De la misma forma que el ESPI, la interferometría holográfica digital se basa esencialmente en la comparación de dos frentes de onda grabados a diferentes intervalos de tiempo, normalmente capturados en los estados no-deformado y deformado de un objeto. Esta comparación resulta en un patrón de franjas que dan información de la deformación del objeto. Una diferencia entre los sistemas ESPI y aquellos de holografía digital es que en estos últimos las imágenes que resultan entre dos estados no deformado y otro deformado no pueden ser observados en tiempo real en un monitor de TV como sucede en ESPI. Con el uso de un pulso de luz láser, eventos dinámicos rápidos pueden ser investigados fácilmente. El análisis de los datos grabados tanto de hologramas digitales como ESPI pueden dar información útil para determinar las deformaciones dinámicas [4-9]. Para lograr diferentes grados de deformación, el objeto se somete a algún tipo de excitación mecánica externa. Algunos experimentos de interferometría holográfica digital para el estudio de deformaciones mecánicas en objetos en rotación han sido reportados

previamente [10,11]. En estos experimentos se emplea una película holográfica como medio de grabación, que implica un consumo de tiempo debido al proceso de revelado de la película, y la reconstrucción óptica necesaria antes de poder obtener resultados. El advenimiento de cámaras CCD y la creciente capacidad de computo permitieron el desarrollo actual de la interferometría electrónica de patrones de moteado y la interferometría holográfica digital, que substituye a la holografía interferométrica convencional. Una lista significativa de aplicaciones de la técnica de interferometría holográfica digital, durante los últimos años se encontrará al final de este capítulo [12-19].

En el caso de objetos en rotación es difícil cuantificar la vibración o la deformación mientras el objeto está girando entre dos exposiciones. La decorrelación de los patrones de moteado hace imposible recuperar la información. Sin embargo si dos imágenes se graban con una separación muy corta de tiempo (comparada con el desplazamiento angular del objeto) para mantener una imagen estática no-decorrelacionada en moteado, la deformación podría ser también muy pequeña para una evaluación útil. Para eliminar la rotación del objeto se diseñó un de-rotador optomecánico [10]. Un de-rotador básicamente consiste de un prisma que rota a la mitad de la velocidad del objeto, tal que se produzca una imagen estacionaria del mismo.

En este capítulo describimos algunos experimentos para medir cuantitativamente las deformaciones dinámicas de objetos en rotación, usando la holografía digital pulsada y un de-rotador optomecánico para eliminar las franjas interferométricas debidas a la rotación del objeto. Las grabaciones son realizadas con una cámara CCD para capturar los dos hologramas (dos instantes distintos de la rotación del objeto) que corresponden a dos pulsos de láser, que son emitidos con una separación muy corta, 20 μ s. La substracción de la distribución de fase entre los dos hologramas digitales da un mapa de franjas de fase, del cual se pueden deducir los cambios de deformación del objeto entre las dos grabaciones. Presentamos resultados experimentales, mapas de fase que permiten la evaluación cuantitativa de la deformación instantánea.

3.2 Método

Iniciemos con el mismo tratamiento matemático que se utiliza en ESPI. Si $r(x,y)$ es la onda de referencia suave y $o(x,y)$ es la onda objeto, la intensidad grabada en el detector CCD está dada por

$$\begin{aligned}
I_H(x_H, y_H) = & \left| r(x_H, y_H) \right|^2 + \left| o_h(x_H, y_H) \right|^2 \\
& + r(x_H, y_H) o_h^*(x_H, y_H) \\
& + r^*(x_H, y_H) o_h(x_H, y_H),
\end{aligned} \tag{3.1}$$

donde x_H y y_H son las coordenadas en el plano del holograma digital (detector de la CCD), y $*$ denota la amplitud compleja conjugada. Los dos últimos términos de (3.1) contienen información correspondiente a la amplitud y fase de la onda objeto. Esta información puede obtenerse por el método de la Transformada de Fourier [20].

Después de la evaluación de la distribución de fase en cada uno de los dos hologramas digitales, se efectúa digitalmente una substracción. Se obtiene un mapa de franjas de interferencia, mostrando la diferencia de fase que existe entre las dos imágenes. La deformación del objeto a lo largo del vector de sensibilidad (paralelo al eje de rotación) puede ser evaluada cuantitativamente, del mapa de fase, aplicando la fórmula general,

$$\tan\Delta\varphi = \frac{m_2 - m_1}{1 + m_1 m_2} \tag{3.2}$$

donde m_1 y m_2 son las razones de la parte imaginaria a la parte real del holograma digital 1 y el holograma digital 2 respectivamente. Esto se puede expresar como:

$$\begin{aligned}
\text{num} &= R_e(I_1) \cdot I_m(I_2) - I_m(I_1) \cdot R_e(I_2) \\
\text{den} &= I_m(I_1) \cdot I_m(I_2) + R_e(I_1) \cdot R_e(I_2) \\
\tan\Delta\varphi &= \text{num}/\text{den}
\end{aligned} \tag{3.3}$$

donde R_e e I_m son las partes real e imaginaria de I_1 e I_2 , las cuales son las intensidades del primer y segundo holograma respectivamente. $\Delta\varphi$ es la diferencia de fase entre ambos hologramas digitales.

3.2.1 Holograma de transformación cuasi-Fourier

Si se emplea una lente para proyectar la imagen del objeto en el sensor, como se muestra en la figura (3.1), tendremos un holograma de plano imagen digital. Este tipo de holograma digital tiene mucha aplicación en análisis de vibraciones donde se quiere calcular la amplitud compleja del frente de onda en el plano del sensor. Con el fin de reducir la frecuencia espacial del frente de onda que llega al sensor — o aumentar el tamaño de la mota—, tiene que incluirse una apertura.

La referencia es una onda esférica que se origina en el punto P pegado a la apertura. De esta forma se produce un *holograma cuasi-Fourier* de la apertura con las dimensiones y distancias que cumplan con el teorema del muestreo.

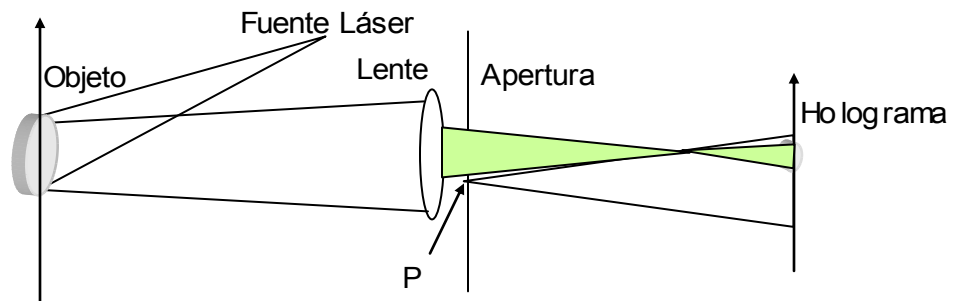


Figura 3.1 Arreglo interferométrico para grabación de un holograma de plano-imagen digital

De la transformada de Fourier de la intensidad del objeto grabada con este arreglo, obtenemos dos imágenes (primaria y secundaria) de la apertura, junto con el término central de convolución (ver figura 3.2). Cuando los tres términos están bien separados podemos filtrar el término central y una de las imágenes de la apertura y mantener la otra apertura reconstruida.

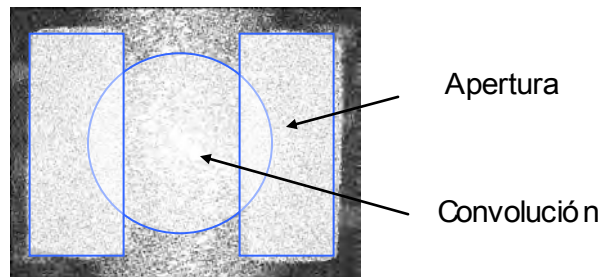


Figura 3.2 Reconstrucción de la imagen de la apertura por medio de la transformada de Fourier

Después de esta operación de filtrado, se aplica una transformada de Fourier inversa, de donde se obtiene la amplitud compleja de la onda de campo del objeto en el plano holograma digital.

Un holograma digital de la transformada de cuasi-Fourier se forma bajo las siguientes condiciones: (1) El holograma digital se localiza en el plano focal de una lente, y (2) el objeto y la fuente puntual de referencia son coplanares, en un plano que se localiza enfrente o en la parte posterior de la lente, donde la onda objeto se considera como una onda plana. Así el holograma se graba usando una fuente puntual que parece estar localizada junto al objeto, como referencia. Posteriormente es reconstruido digitalmente calculando la transformada de Fourier de $I_H(x_H, y_H)$. Esta transformación puede verse como la reconstrucción de cuatro frentes de onda correspondientes a los cuatro términos de la ecuación (3.1), ver sección §4.3.1.

3.3 Arreglo experimental

La figura (3.3) muestra esquemáticamente el arreglo experimental. El haz de un láser rubí con Q-switch ($\lambda=694$ nm) se divide en dos haces: objeto y referencia. El haz objeto pasa primero a través de una lente negativa (NL, $f= -40$ mm) y una lente positiva (L1, $f=20$ mm). Un pequeño espejo circular (M) de 8-mm de diámetro, refleja el haz divergente hacia el objeto. Con este arreglo, usando el espejo, comparado con el caso donde se utiliza un divisor de haz [5], tenemos la ventaja de que toda la energía disponible se aplica para iluminar el objeto. El objeto en rotación se acopla a un codificador angular que envía una señal eléctrica a la unidad de control electrónico para alimentar un motor que rota el prisma en el de-rotador a exactamente la mitad de la velocidad del objeto.

Es necesario tener correctamente alineado, el eje óptico del de-rotador, colineal al eje de rotación del objeto y con el haz objeto, con el propósito de eliminar las franjas de rotación y entonces asegurar que la información obtenida se debe únicamente a la deformación fuera del plano del objeto en rotación. Un haz de un láser He:Ne con la misma dirección de iluminación que el haz de rubí es usado para alineación del sistema. Para asegurar que la dirección de iluminación es paralela con el eje de rotación del objeto, pusimos un espejo pequeño en el centro del objeto en rotación. Cuando el objeto está rotando y el sistema está bien alineado, el haz He:Ne reflejado por este espejo formará

un círculo centrado en el espejo (M) y la apertura del de-rotador. El de-rotador necesita alinearse hasta tener una imagen estacionaria del objeto en rotación, para ello usamos la cámara CCD y un monitor de TV.

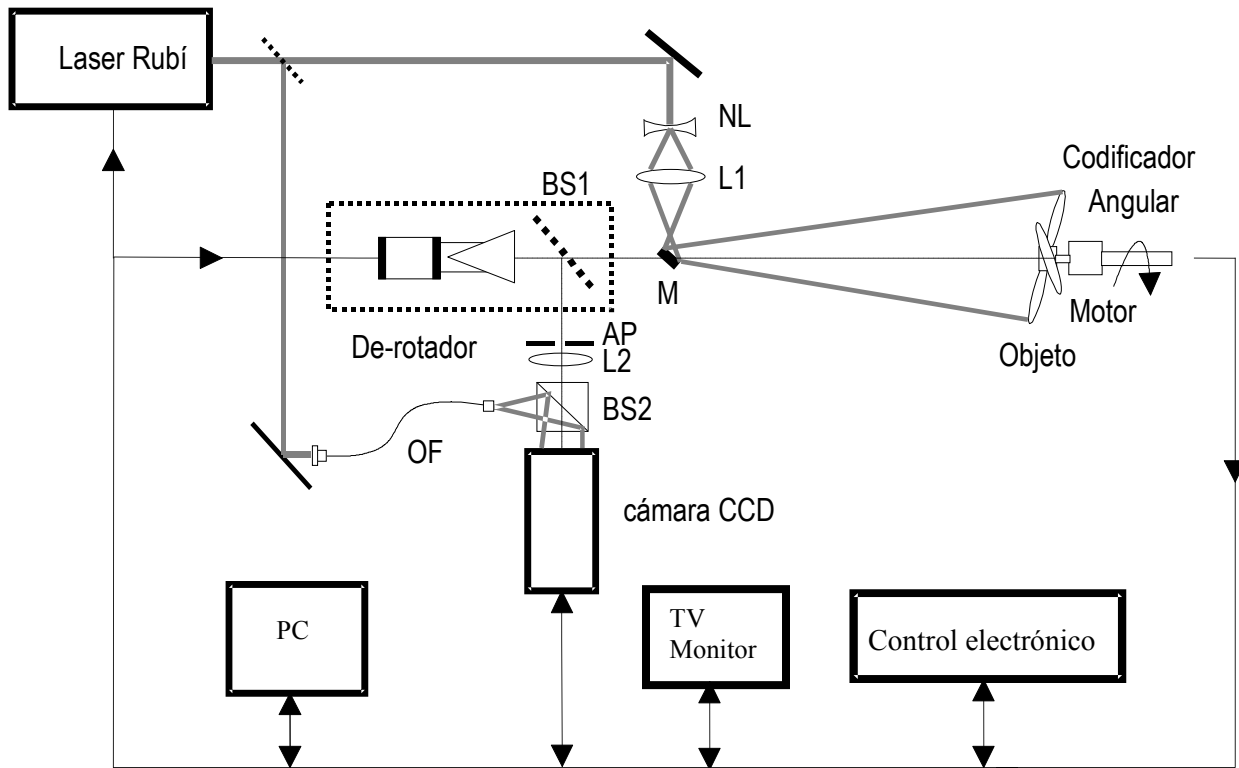


Figura 3.3 Arreglo experimental

El haz objeto expandido ilumina el objeto en una dirección normal a su superficie. Parte de la luz de iluminación es reflejada por el objeto en la dirección de observación hacia el montaje del de-rotador. La luz pasa a través del divisor de haz (BS1) dentro del dispositivo de-rotador. La imagen del objeto se forma en el detector CCD por medio de la lente (L2). El haz de referencia se lleva por medio de una fibra óptica (OF) que forma un ángulo pequeño relativo con el haz objeto [13] a través del cubo divisor de haz (BS2) hacia el sensor CCD. Se forma un holograma digital de plano imagen en el detector como resultado de la interferencia entre los haces objeto y referencia. La apertura rectangular (AP) sirve para limitar las frecuencias espaciales del patrón de interferencia, permitiendo

pasar solo aquellas que puedan resolverse por el detector. Su dimensión se escogió tomando en cuenta la resolución del detector CCD. La distancia entre el punto de referencia y el detector es la misma que la distancia entre la apertura y el detector.

En nuestros experimentos el retraso entre los dos pulsos del láser se estableció en $20 \mu\text{s}$. Una señal eléctrica se envía a la cámara CCD con los tiempos de inicio y fin de las exposiciones. Esto le indica a su electrónica que los dos pulsos del láser sean capturados en dos cuadros de imagen separados. Entonces los dos hologramas digitales, que representan los dos estados del objeto, son adquiridos por una tarjeta digitalizadora y se procesan posteriormente en la computadora. Con un láser doble pulsado donde cada pulso tiene una duración de 20 ns y una energía de 20 mJ fue posible iluminar el objeto de 21 cm de diámetro.

3.4 Resultados experimentales

En un primer experimento, un disco compacto (espesor 1.1 mm , diámetro 12 cm) es usado como un objeto de prueba. Es puesto en rotación con un objeto en contacto con la superficie posterior del disco el cual produce un par fricción, que resulta en una deformación dinámica fuera del plano. El contacto de fricción se localizó a 4 mm del extremo del disco que gira a la velocidad de 2500 rpm . Se grabaron dos hologramas, el primero al tiempo $t = 0$, formando la primera imagen holográfica digital expuesta por el primero de los dos pulsos del láser. Después de $20 \mu\text{s}$, el segundo pulso láser produce un holograma del siguiente estado del objeto. Usamos una apertura de dimensiones $1 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ tomando en consideración el tamaño del pixel de $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ del detector CCD (cámara PULNIX TM-1001, 1024×1024 pixeles). En este caso la distancia entre el objeto y el sensor fue de 62 cm . La figura (3.4a) muestra un resultado típico obtenido después de la substracción entre las distribuciones de fase de los dos hologramas digitales. El mapa de fase muestra el efecto de la excitación dinámica. Sin la excitación de la fricción no se hubiesen observado franjas. Una franja en el mapa de fase corresponde a una deformación fuera de plano del objeto (a lo largo del eje de rotación) de la mitad de la longitud de onda del láser usada. La figura (3.4b) muestra un mapa de fase desenvuelto, junto con la amplitud de la deformación en una gráfica con representación fuera del plano del objeto. El área blanca circular aproximadamente en el

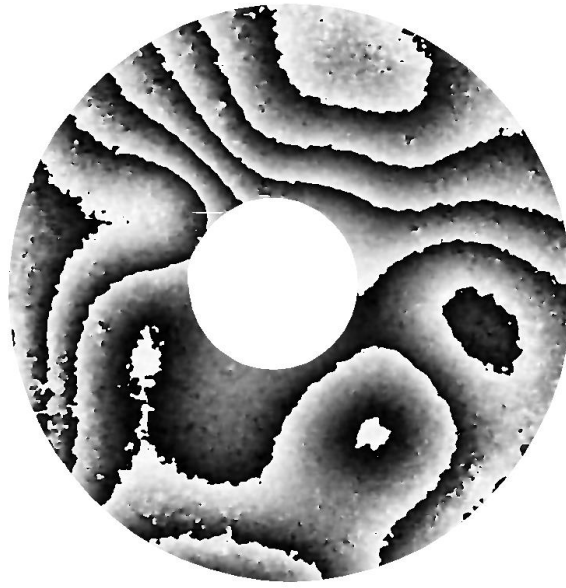
centro corresponde a la sombra del espejo usado para la iluminación. Para evaluación esta área fue eliminada.

La figura (3.5a) ilustra un mapa de fase envuelto que muestra una vibración a 1000 rpm; en este caso el punto de contacto de fricción se localiza a la mitad del radio del disco. La figura (3.5b) corresponde a la amplitud de la deformación fuera del plano del objeto.

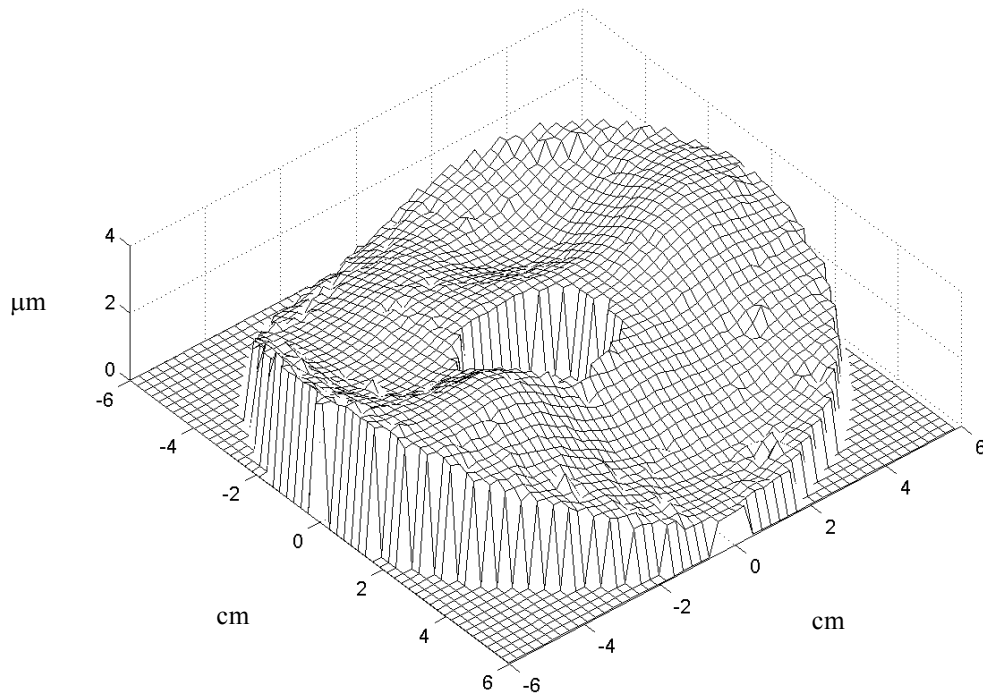
En otro conjunto de experimentos el objeto escogido fue un ventilador de tres aspas de 21-cm de diámetro. Se dejó en libertad de vibrar en la dirección fuera de plano de sus aspas. Se usó una cámara CCD de alta sensibilidad (cámara digital SensiCam CCD, 1280 x 1024 pixeles), con un rango dinámico de 12 bits, para la adquisición de las imágenes. Las dimensiones del pixel de $6.7 \mu\text{m} \times 6.7 \mu\text{m}$ permitió tener un tamaño de apertura de 5mm x 1.6 mm y un ángulo entre los haces objeto y referencia de 26 mrad. La distancia entre el objeto y el sensor fue de 160 cm. En la figura (3.6a), el mapa de fase muestra la deformación dinámica grabada por este método con el ventilador rotando a 1000 rpm. La figura (3.6b) es el mapa de fase desenvuelto, que muestra la amplitud de la deformación dinámica, fuera del plano de las aspas, entre los dos tiempos de exposición.

3.5 Conclusión y discusión

En este capítulo hemos demostrado que la holografía digital pulsada es útil para mediciones dinámicas de deformaciones de objetos en rotación. Utilizamos un dispositivo de-rotador optomecánico para compensar la rotación del objeto entre el disparo de los dos pulsos del láser. Los hologramas digitales fueron grabados en una cámara CCD. Se hizo mención de que es necesario una precisa alineación del sistema óptico para eliminar las franjas de interferencia producidas por el objeto en rotación. Fue posible trabajar con el láser pulsado a bajas energías (15 mJ por pulso) usando una cámara altamente sensible. Usando más energía por pulso pueden investigarse objetos de mayor tamaño. Un arreglo óptico con un espejo para iluminación del objeto nos ayudó a ahorrar energía del láser comparado con el caso en que el arreglo óptico se utilizó con un divisor de haz. Se presentaron resultados cuantitativos en forma de mapas de fase mostrando la amplitud de la deformación fuera del plano para dos objetos de prueba en rotación. En investigaciones futuras queremos implementar una estrategia más sofisticada de sincronización que nos permita hacer un seguimiento de las deformaciones transitorias dinámicas a tiempos



a)

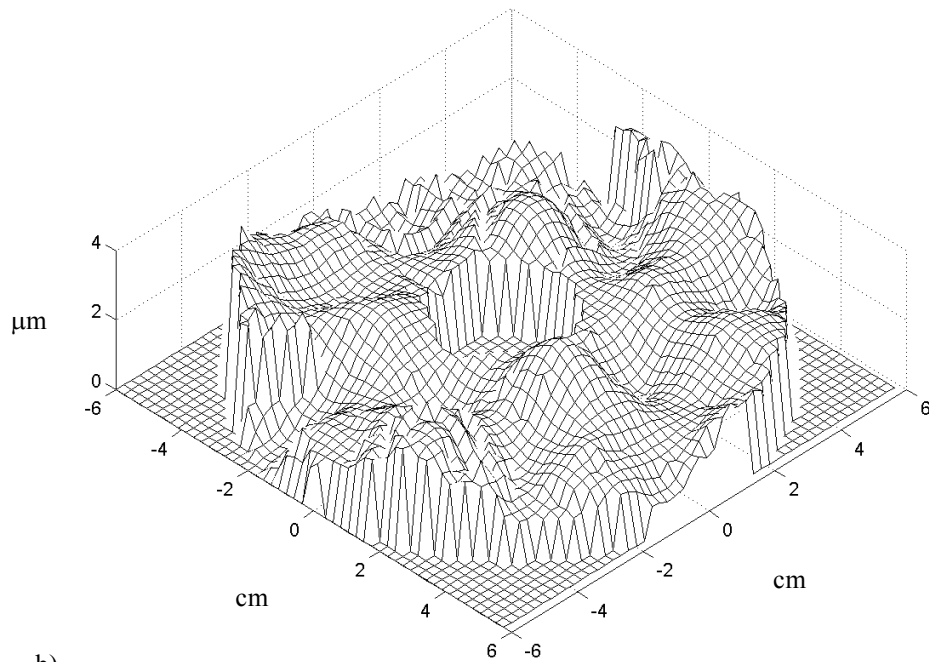


b)

Figura 3.4 (a) mapa de fase mostrando la deformación dinámica fuera del plano de un disco compacto rotando a 2500 rpm, excitado en su parte posterior con fricción. (b) mapa de fase desenvuelto.



a)



b)

Figura 3.5 (a) Mapa de fase envuelto mostrando la deformación a la frecuencia de 1000 rpm con un punto de excitación por fricción localizado a la mitad del radio del disco. (b) Mapa de fase desenvuelto

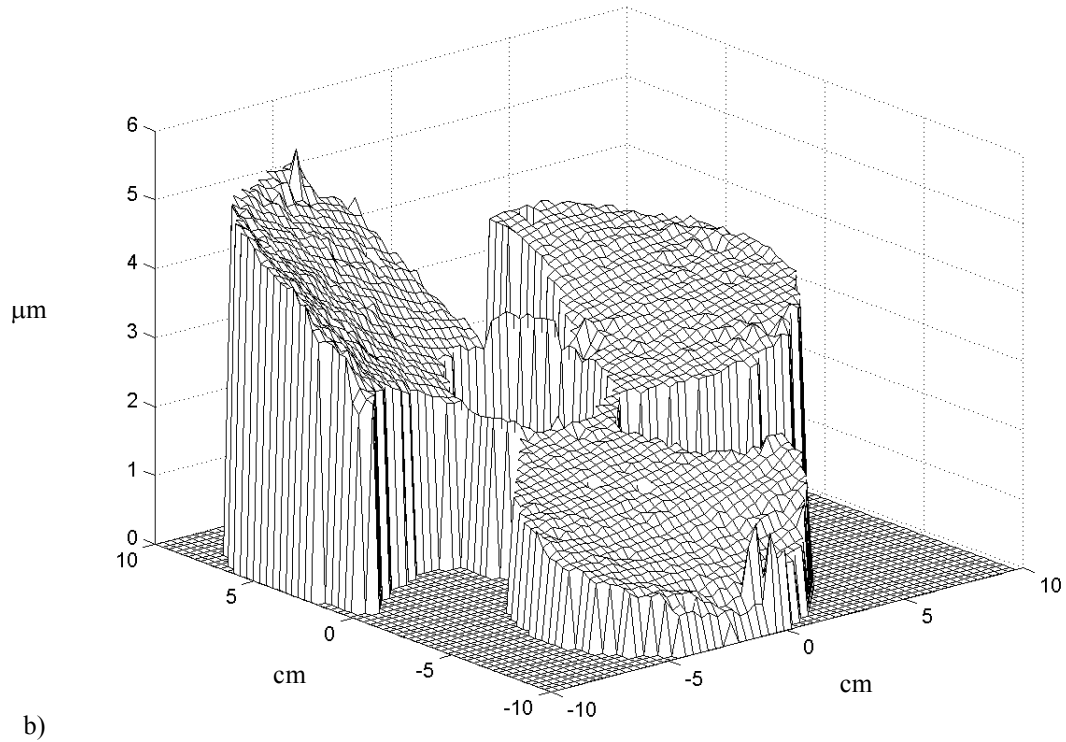
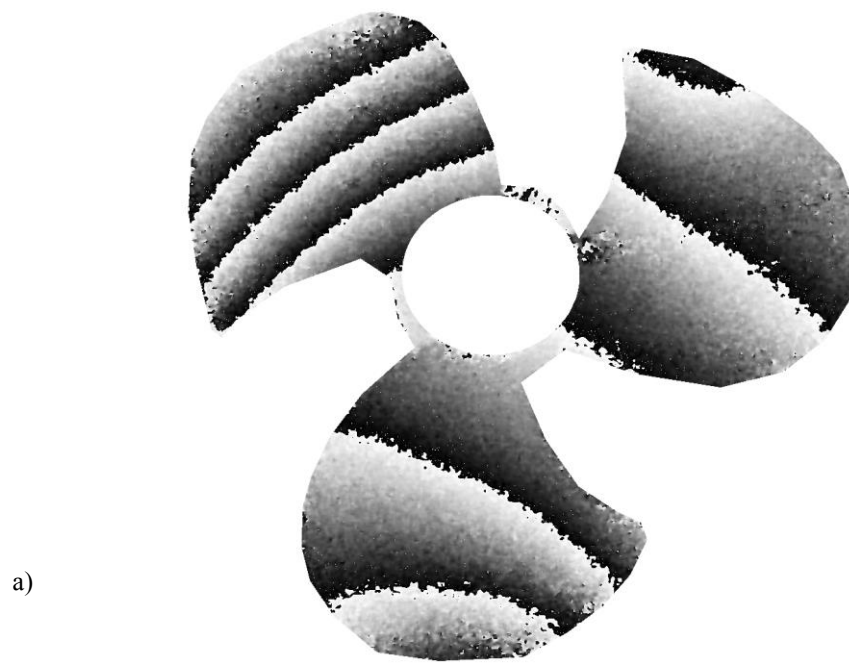


Figura 3.6 Deformación de un ventilador rotando a 1000 rpm. (a) Mapa de fase envuelto, (b) mapa de fase desenvuelto mostrando una representación seudo-tridimensional de la deformación

específicos. Este método se puede aplicar a la inspección y pruebas de partes rotatorias de máquinas y vehículos, particularmente ruedas, discos de freno y llantas. Estas mediciones podrían ser utilizadas para detectar partes defectuosas, incrementando la confiabilidad, por ejemplo en vehículos de transporte.

3.6 Referencias

- [1] C. M. Vest, *Holographic interferometry* Wiley, New York, 1979
- [2] R. Jones, C. Wykes, *Holographic and speckle interferometry*, Cambridge University Press, 1989
- [3] R. COLLIER, C. BURCKHARDT AND L. LIN, *OPTICAL HOLOGRAPHY*, ACADEMIC PRESS, NEW YORK AND LONDON 1971
- [4] M. C. SHELLABEAR, F. MENDOZA SANTOYO, J. R. TYRER, "PROCESSING OF ADDITION AND SUBTRACTION FRINGES FROM PULSED ESPI FOR THE STUDY OF VIBRATIONS", ED. R. J. PRYPUTNIEWICZ, SEM, p. 238-244, 1990
- [5] G. Pedrini, H. J. Tiziani, "Double-Pulsed electronic speckle interferometry for vibration analysis", Appl. Opt. Vol. 37, p. 7857-7862, 1994
- [6] R.W. T. Preater, R. Swain, "Fourier transform fringe analysis of electronic speckle pattern interferometry fringes from high-speed rotating components", Opt. Eng. Vol. 33, p. 1271-1279, 1994
- [7] A. J. Moore, C. Pérez-López, "Fringe carrier methods in double-pulsed addition ESPI", Opt. Comm. Vol 141, p. 203-212, 1997
- [8] F. Mendoza Santoyo, G. Pedrini, Ph. Fröning, H.J. Tiziani, y P. H. Kulla, "Comparison of double-pulse digital holography and HPFEM measurements", Opt. Lasers Eng. Vol. 32, p. 529-536, 1999
- [9] F. Mendoza Santoyo, G. Pedrini, S. Schedin y H. J. Tiziani, "3D displacement measurements of vibrating objects with multi-pulse digital holography", Meas. Sci. Tech. Vol 10, p. 1305-1308, 1999
- [10] K. A. Stetson, "The use of an image derotator in hologram interferometry and speckle photography of rotating objects", Exp. Mech. Vol 18, p. 67-73, 1978
- [11] M. A. Beeck, "Holographic vibration analysis of rotating objects using different types of interferometers", 2nd European Congress on Optics Applied in Metrology, Proc. SPIE Vol. 210, p.128-134, 1979

- [12] U. Schnars "Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms", J. Soc. Am. Vol A(11), p. 2011-2015, 1994
- [13] G. Pedrini, H. J. Tiziani, Y. Zou, "Digital double pulse-TV-Holography", Opt. Lasers Eng. Vol. 26, p. 199-219, 1997
- [14] G. Pedrini, Y. Zou, H.J. Tiziani "Quantitative evaluation of two dimensional dynamical deformation using digital-holography", Opt. Lasers Tech., Vol 29, p. 249-256, 1997
- [15] G. Pedrini, Ph. Froning, H. Fessler, H.J. Tiziani "Transient vibration measurements using multi-pulse digital holography", Opt. Lasers Tech., Vol. 29, p. 505-511, 1997
- [16] P. Gren, S. Schedin, X. Li, "Tomographic reconstruction of transient acoustic fields recorded by pulsed TV holography", Appl. Opt. Vol. 37, p. 834-840, 1998
- [17] S. Schedin, G. Pedrini, H. J. Tiziani, "Simultaneous three-dimensional dynamic deformation measurements with pulsed digital holography", Appl. Opt. Vol 38, p. 7056-7062, 1999
- [18] G. Pedrini, S. Schedin, H. Tiziani "Lensless digital-holographic interferometry for the measurement of large objects", Opt. Comm. Vol 171, p. 29- 36, 1999
- [19] C. Wagner, S. Seebacher, W. Osten, W. Juptner "Digital recording and numerical reconstruction of lensless Fourier holograms in optical metrology", Appl. Opt. Vol. 38, p. 4812- 4820, 1999
- [20] M. Takeda, H. Ina and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry", J. Opt. Soc. Am. Vol 72, p. 156- 160, 1982

4

De-rotador óptico digital

4.1 Introducción

En este capítulo se presenta un método óptico capaz de medir deformaciones de objetos en rotación basado en la técnica de decodificación de la fase de la transformada de Fourier. La holografía digital es usada para probar el método, que digitalmente de-rotata uno de los hologramas en la etapa de reconstrucción de la fase, eliminando con precisión las franjas de rotación del objeto, y presentando únicamente los mapas de fase que cuantitativamente muestran la deformación fuera del plano. Comúnmente, los *de-rotadores* están basados en la creación de imágenes estacionarias de los objetos en rotación bajo estudio. Típicamente, esto se hace por medio de un prisma en rotación que tiene que estar precisamente sincronizado con la rotación del objeto. En contraste, este nuevo método elimina la necesidad de usar los caros servomecanismos contenidos en los de-rotadores optomecánicos disponibles comercialmente, haciendo uso de la holografía digital doble pulsada en conjunto con la *óptica de Fourier*

4.2 Franjas de interferencia

Las franjas de un objeto en rotación se relacionan principalmente a deformaciones debidas a su rotación, por ejemplo a los esfuerzos por la fuerza centrífuga y vibraciones fuera del plano, entre otras, y al desplazamiento angular del objeto. Entonces una característica de estas franjas es que debido al desplazamiento angular del objeto se agrega un término de fase a las franjas que resultan de la deformación únicamente. Con

el fin de eliminar correctamente el desplazamiento angular del objeto se tienen que considerar a futuro dos variables. Una es la *decorrelación del moteado*, presente si el desplazamiento angular es mayor que el diámetro promedio de la mota en el sensor de la CCD. La otra, intrínsecamente conectada con la anterior, se presenta cuando la adquisición de los dos hologramas digitales se hace en un *lapso de tiempo muy corto*, tal que los datos relacionados con la deformación del objeto, entre los dos hologramas digitales, pudieran ser insuficientes para medir un cambio significativo entre ellos.

Cuando eliminamos la contribución extra a la deformación del objeto en rotación, se deben tomar en consideración tres variables:

- A) El término de fase adicional del desplazamiento angular,
- B) La decorrelación del moteado,
- C) El lapso de tiempo entre la adquisición de los hologramas digitales.

Las dos últimas son controladas experimentalmente, mientras que la primera, también atribuida a las otras dos, puede ser calculada de los parámetros de rotación del objeto e introducida como dato como un término de fase en uno de los dos hologramas digitales. Esto último es el objetivo que se alcanza en este capítulo.

La fase debida a la deformación del objeto es independiente a la de rotación del objeto. Se han propuesto algunas soluciones [1-3] para controlar las variables de los puntos B) y C), por ejemplo el uso de láseres pulsados que congelen el movimiento entre la adquisición de los dos hologramas digitales y el uso de de-rotadores electromecánicos con iluminación en eje [4-9] para eliminar las franjas de rotación. Los de-rotadores optomecánicos disponibles comercialmente están basados en un prisma que gira a la mitad del ángulo del objeto. Esto se realiza con un complejo servomecanismo que sirve para sincronizar el prisma con el objeto en rotación creando una imagen estacionaria del mismo.

En este capítulo se expone un método alternativo y más simple que no usa un prisma rotatorio ni el servomecanismo. Está basado en la manipulación digital de la fase tal como se obtiene en el dominio de Fourier usando los principios establecidos de la holografía digital [10] con el fin de introducir una fase compensatoria en uno de los hologramas digitales, que nos permita recuperar exclusivamente la deformación dinámica fuera de plano del objeto. Esto es entonces, un método óptico que elimina el movimiento de rotación del objeto sin necesidad de un de-rotador optomecánico, que nos permite el análisis único de la deformación del objeto mientras está en rotación. Los resultados

experimentales muestran los mapas de fase del objeto debido exclusivamente a esta deformación fuera del plano.

Nos permitimos enfatizar en este punto que los hologramas digitales se toman mientras el objeto está rotando continuamente, en contraste a la técnica convencional donde los hologramas digitales son adquiridos antes y durante la rotación.

4.3 Modelo matemático

El modelo matemático que aplica a la substracción de la fase de los hologramas digitales será brevemente mencionado, dado que una discusión detallada puede encontrarse por ejemplo en [10]. Considérese un arreglo óptico sensible a deformaciones fuera del plano del objeto, como el que se muestra en la figura (4.2). Suponemos que existe una deformación entre las dos posiciones específicas de rotación del objeto, 1 y 2, y que el desplazamiento angular del objeto es tal que las variables en los puntos B) y C) descritas en la sección §4.2 son controladas. Todas las variables son (x_C, y_C) dependientes, donde el origen de este sistema de coordenadas está relacionado al centro del sensor CCD.

Llamemos a $r(x_C, y_C)$ y $o(x_C, y_C)$ la onda de referencia y objeto, respectivamente. Como es usual, cuando las ondas de referencia y objeto interfieren, en el sensor CCD, la intensidad resultante para el holograma digital correspondiente a la posición 1, del objeto es,

$$I_1(x_C, y_C) = \left| r(x_C, y_C) \right|^2 + \left| o_1(x_C, y_C) \right|^2 + r(x_C, y_C) o_1^*(x_C, y_C) + r^*(x_C, y_C) o_1(x_C, y_C) \quad (4.1)$$

donde el símbolo * denota el complejo conjugado de la variable. El último término en la ecuación (4.1) contiene información acerca de la amplitud y fase de la onda original del objeto. De hecho, cuando la ecuación (4.1) es multiplicada por la onda de reconstrucción $r(x_C, y_C)$, como en el proceso clásico de reconstrucción usado en la holografía convencional, el último término de la ecuación da una replica del objeto modulado por un término que depende de la intensidad de la onda de referencia. Una ecuación similar a la anterior describe la intensidad del holograma digital grabado para la posición 2 del objeto,

$$I_2(x_c, y_c) = |r(x_c, y_c)|^2 + |o_2(x_c, y_c)|^2 + r(x_c, y_c)o_2^*(x_c, y_c) + r^*(x_c, y_c)o_2(x_c, y_c) \quad (4.2)$$

La diferencia entre las ecuaciones (4.1) y (4.2), es que en esta última un término de fase $\Delta\psi$ correspondiente a la rotación del objeto, es agregado en la onda objeto o_2 . Este término de fase se forma por el término de fase de la deformación $\Delta\phi$, y el término de fase debido a la rotación ρ , es decir $\Delta\psi = \Delta\phi + \rho$. En este paso y para el método propuesto aquí, se aplica una transformación de Fourier a las ecuaciones (4.1) y (4.2), que nos permite recuperar la información de, amplitud y fase del objeto [11]. Después la distribución de fase de cada holograma es evaluada, para ser digitalmente restadas. El resultado es un mapa de fase que directamente da información detallada de $\Delta\psi$, entre las dos posiciones 1 y 2.

La transformada de Fourier del objeto tiene la forma,

$$O(x_f, y_f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} o(x_c, y_c) \exp[-i2\pi(x_c x_f + y_c y_f)] dx_c dy_c \quad (4.3)$$

donde (x_f, y_f) es un punto en el plano de Fourier, y el término $\exp(-i\Delta\phi)$ correspondiente a la deformación del objeto ha sido incorporado en la función objeto $o(x_c, y_c)$. Suponemos que el objeto rota en contra de las manecillas del reloj por un ángulo muy pequeño α . Cualquier punto del objeto, como sería visto por el sensor CCD, podría ahora representarse en el sistema de coordenadas rotado (x'_c, y'_c) como,

$$\begin{aligned} x_c &= x'_c \cos\alpha - y'_c \sin\alpha \\ y_c &= x'_c \sin\alpha + y'_c \cos\alpha \end{aligned} \quad (4.4)$$

La transformada de Fourier del objeto rotado toma la forma,

$$O_R(x_f, y_f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} o(x'_c, y'_c) \times \exp\left[-i2\pi\left((x'_c \cos\alpha - y'_c \sin\alpha)x_f + (x'_c \sin\alpha + y'_c \cos\alpha)y_f\right)\right] dx'_c dy'_c \quad (4.5)$$

arreglando el argumento en la exponencial nos permite escribir esta ecuación como,

$$O_R(x_f, y_f) = O(x_f \cos\alpha + y_f \sin\alpha, -x_f \sin\alpha + y_f \cos\alpha) \quad (4.6)$$

que muestra claramente que una rotación en el espacio objeto corresponde a una rotación en el espacio de Fourier, compárense las ecuaciones (4.3) y (4.6).

Ahora, expresando $O(x_f, y_f)$ y $O_R(x_f, y_f)$ en términos de amplitud y fase la ecuación (4.6) nos da,

$$O_R(x_f, y_f) = |O(x_f \cos\alpha + y_f \sin\alpha, -x_f \sin\alpha + y_f \cos\alpha)| \times \exp\left[i2\pi(x_f \cos\alpha + y_f \sin\alpha, -x_f \sin\alpha + y_f \cos\alpha)\right] \quad (4.7)$$

Usando el argumento de que α es pequeño, nos permite escribir la ecuación (4.7) como,

$$O_R(x_f, y_f) = |O(x_f, y_f)| \exp\left[i2\pi(x_f \cos\alpha + y_f \sin\alpha, -x_f \sin\alpha + y_f \cos\alpha)\right] \quad (4.8)$$

donde se ha empleado el hecho de que la transformada de Fourier de las amplitudes del objeto son similares, antes y después de la rotación. El ángulo de rotación α se calcula usando las condiciones experimentales del arreglo óptico, y este valor es usado para obtener el *espectro de Fourier de-rotado*, dado por (4.8), al cual se le aplica un filtro pasa-banda y luego la transformada inversa de Fourier. Estas dos últimas operaciones son aplicadas al holograma no de-rotado también. Finalmente ambas fases son comparadas por la substracción digital. El mapa de fase resultante contiene los datos que recuperan la deformación $\Delta\varphi$ exclusivamente.

En resumen, un cambio de coordenadas debido únicamente a la rotación del objeto en uno de los hologramas digitales puede verse como un cambio de fase que no

afecta la distribución de amplitudes del objeto, $o(x_c, y_c)$, lo que hace posible abstraer de $\Delta\psi$ el término de fase ρ , debido a la rotación. Cuando esto último se ha efectuado y se han restado las fases individuales, el término de fase $\Delta\phi$, permanece, haciendo posible evaluar cuantitativamente la deformación del objeto. El término de fase ρ puede determinarse de la velocidad angular del objeto y el tiempo de separación entre la adquisición de los dos hologramas digitales. Debe recalarse que el desplazamiento angular α es pequeño, de tal forma que se considera la componente de rotación radial como una constante.

4.3.1 Condiciones en la reconstrucción digital del frente de onda

Después de calcular la transformada de Fourier de la intensidad grabada, ecuación (4.1), tendremos la reconstrucción de los cuatro frentes de onda. Con el fin de relacionar las condiciones para la separación angular, usamos el análisis de frecuencia espacial. La figura (4.1a) muestra en representación unidimensional la extensión espacial del frente de onda reconstruido. Como usamos una onda homogénea, el espectro del primer término en la expresión (4.1) es una función delta centrada en el origen. Este término no interfiere dado que su extensión espacial es muy pequeña. Un límite fundamental es la expansión de la distribución central debida a la transformada de Fourier de:

$$\left| o_1(x_c, y_c) \right|^2 = \left| o(x_c, y_c) \otimes r(x_c, y_c) \right|^2 \quad (4.9)$$

este término representará una extensión en frecuencias espaciales del doble del objeto, donde $o(x_c, y_c)$ es la amplitud compleja del objeto que se propaga hasta el plano imagen. Para evitar la superposición con la imagen reconstruida del objeto, el punto más cercano de este deberá estar alejado al menos por el doble de su ancho de banda a partir del origen.

En los experimentos esta condición reduce el número de puntos del objeto reconstruido a una décima parte aproximadamente del plano imagen total, reduciéndose dramáticamente la cantidad de información útil. Entonces es conveniente reducir la magnitud del término central de convolución. Esto puede hacerse grabando el holograma con una onda objeto que sea más débil que la onda de referencia (v. fig. 4b), donde el

efecto de la superposición del término central se reduce y así podremos utilizar un área mayor del plano imagen.

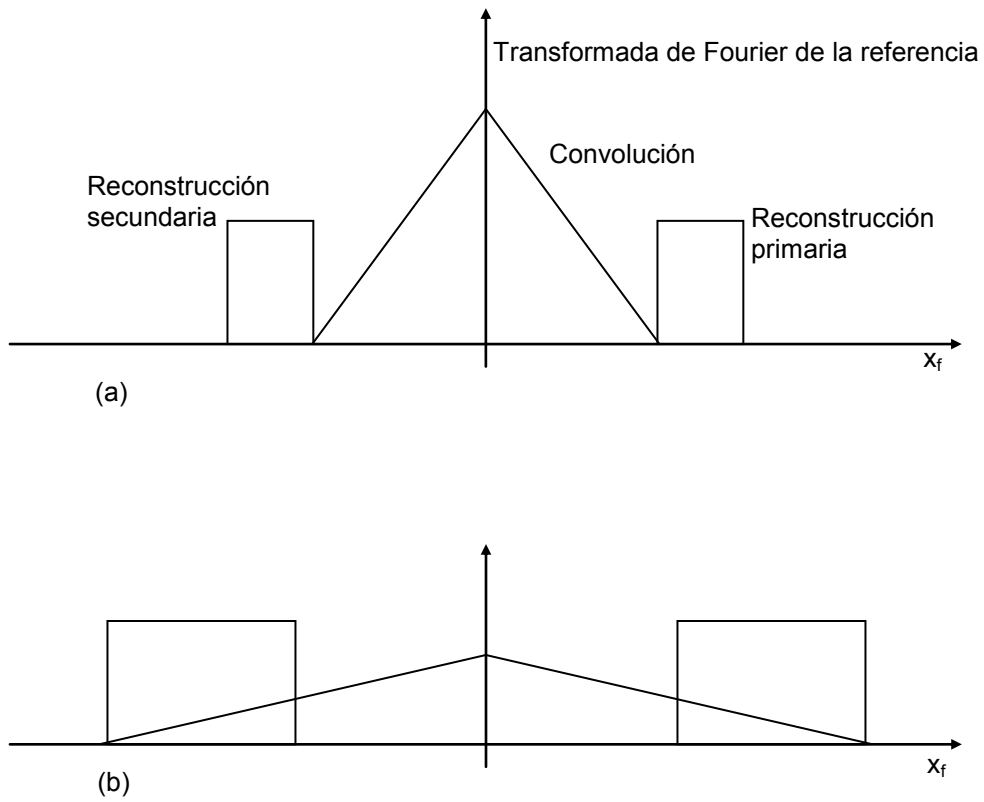


Figura 4.1 Espectro del holograma de plano imagen digital. (a) Los términos bien separados, y (b) La magnitud de la convolución reducida

4.4 Arreglo experimental y resultados

Un arreglo interferométrico, como los comúnmente empleados en holografía digital para sensibilidad fuera del plano se muestra en la figura (4.2). El objeto bajo estudio es un ventilador de 8 cm de diámetro de 4 aspas, rotando a 2600 rpm. La velocidad de rotación escogida es comparable a la empleada en turbinas usadas para generación de electricidad.

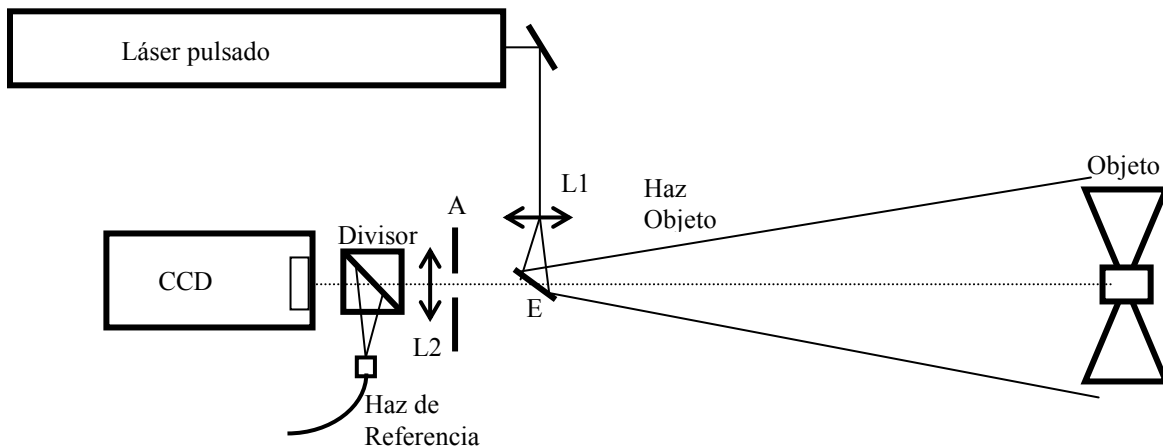


Figura 4.2 **Arreglo experimental con sensibilidad fuera de plano. El objeto está en rotación perpendicular al eje de observación**

Las aspas son planas, tal que sus superficies se consideran perpendiculares a la línea de observación de la cámara CCD, que va desde el centro del sensor CCD al centro geométrico del objeto. La rigidez de las aspas en este experimento es con el fin de obtener la componente del movimiento de rotación mas que la atribuida a la deformación. Los pulsos de un láser de Rubí, con $\lambda = 0.694 \mu\text{m}$, iluminan al ventilador en rotación, cuya imagen se forma a través de una lente (L) y la abertura (A) en una cámara CCD de alta resolución —1280 por 1024 pixeles y 12 Bits de resolución—. El haz de iluminación del objeto es colineal al eje de rotación cuyo origen coincide con el centro del sensor CCD. El eje de rotación del ventilador hace un ángulo de $\theta = 10 \text{ mrad}$ con respecto a la línea de observación de la CCD permitiendo por medio de un ajuste fino en el haz objeto obtener tres franjas en el mapa de fase $\Delta\psi$. Este pequeño ángulo θ se ajusta por medio del espejo (E), ilustrado en la figura (4.2), que está localizado por debajo de la línea de

observación de la CCD. El diámetro promedio de una mota en el plano imagen fue ajustado a 4 píxeles, aproximadamente $24 \mu\text{m}$. Dos hologramas digitales en el plano imagen fueron adquiridos con una separación de pulsos de $20 \mu\text{s}$ usando un programa típico de digitalización de computadora.

4.4.1 La transformación de Fourier

Una de las dos imágenes holográficas de 1280×1024 píxeles con una resolución de 12 Bits se puede ver en la figura (4.3a). Aparecen los cuatro términos indicados en las expresiones (4.1) y (4.2). La transformada de Fourier ilustrada en (4.3b) muestra claramente la imagen de las aperturas rectangulares primaria y secundaria y la convolución del haz de referencia con la apertura.

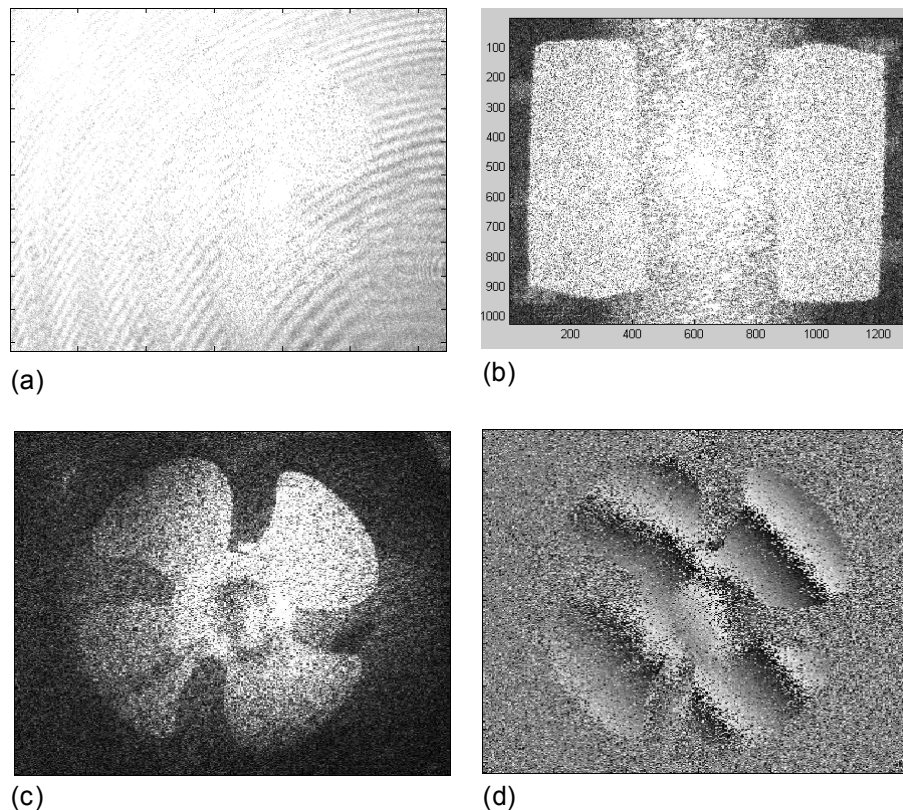


Figura 4.3 Proceso de interferometría holográfica digital. (a) holograma de plano imagen digital. (b) Transformada de Fourier del holograma. (c) Recuperación de la amplitud compleja del objeto. (d) diferencia de fase entre dos hologramas consecutivos

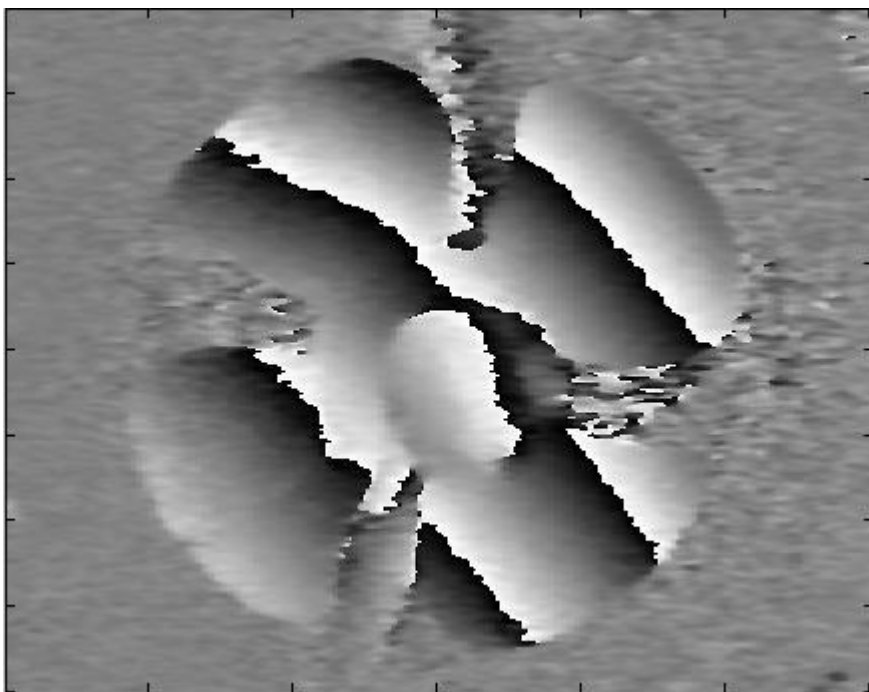
Se puede seleccionar la ventana del filtro de 900 a 1100 horizontal y de 100 a 900 en vertical, y con la transformada inversa de Fourier recuperamos digitalmente la amplitud compleja del objeto. Esto se ilustra en la figura (4.3c).

Repitiendo los pasos anteriores con la otra imagen holográfica y restando las fases de ambos hologramas obtenemos el mapa de fase envuelto que muestra las franjas de fase debidas a la rotación principalmente. Ver figura (4.3d).

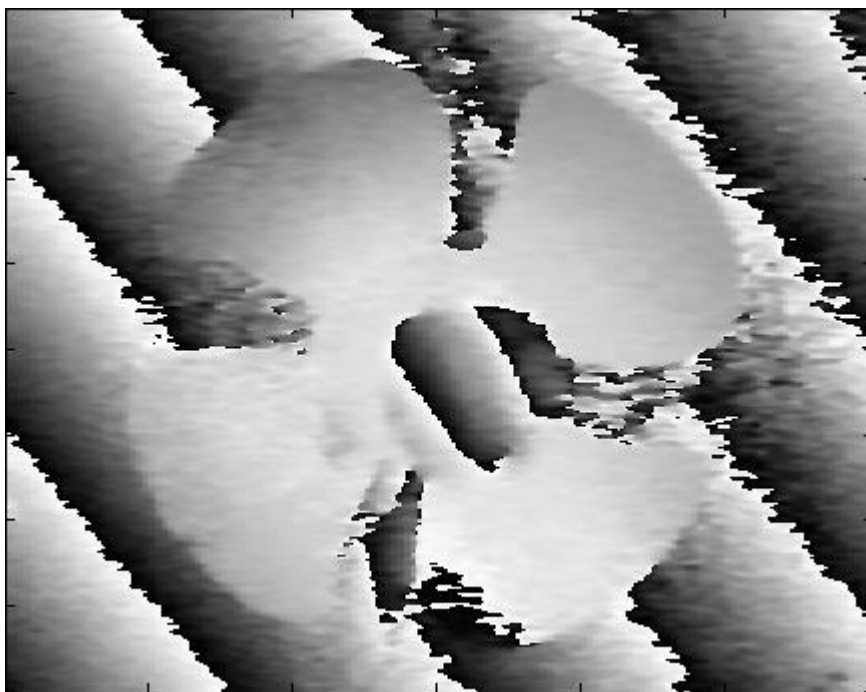
4.4.2 Mapas de fase

Como resultado de la Implementación del proceso descrito de la transformada de Fourier, que incorpora la substracción digital del término de fase ρ , se obtiene un mapa de fase. La figura (4.4a) muestra la fase envuelta $\Delta\psi$, con franjas debidas al movimiento de rotación y la deformación debida a este movimiento. Nótese que no se ven franjas de fase fuera de la geometría del objeto en movimiento. Sin embargo se puede observar una obstrucción en el centro del ventilador debido al espejo (E). Lo siguiente es aplicar el procedimiento expresado en (4.8) con un ángulo de $\alpha = 0.0054$ radianes, que se toman de los datos mencionados con anterioridad. Los resultados pueden verse en la figura (4.3b), donde la substracción de la fase compensatoria correspondiente al desplazamiento angular se puede apreciar claramente como franjas diagonales rodeando a las aspas, que ahora exhiben un mapa de fase relacionado exclusivamente a su deformación $\Delta\phi$.

Dentro del lapso de tiempo de $20 \mu\text{s}$ usado para este experimento en particular el resultado se muestra en la figura (4.4b) indicando la deformación fuera del plano en las aspas del ventilador. El mapa de fase codificado en niveles de gris, muestra una deformación máxima de $0.35 \mu\text{m}$, que corresponde a $\lambda/2$. Este resultado puede compararse con lo explicado en el capítulo 3 (ver sección §3.4) [8], donde un *de-rotador* optomecánico fue empleado en el experimento y donde las aspas fueron sometidas a desaceleración. En este caso la máxima deformación fue de aproximadamente $5 \mu\text{m}$. La comparación entre los dos experimentos es válida dado que en ambos casos la separación de los pulsos del láser fue de $20 \mu\text{s}$, tiempo donde la decorrelación del moteado es evitada, una condición necesaria cuando se usan las técnicas interferométricas.



(a)



(b)

Figura 4.4 Mapas de fase envuelta de las aspas de un ventilador trabajando a 2600 RPM. (a) El objeto con modulación de franjas de rotación. (b) substracción de la fase debida a la rotación

4.4.2.1 Incremento de fase

Finalmente es posible dar un incremento por una constante a la fase, en el espacio de Fourier una vez que se tiene el mapa de fase del objeto libre de las franjas de rotación. Esto nos permite cambiar la información de la referencia inicial del mapa de fase envuelto del objeto en niveles de gris como se ilustra en la figura (4.5)

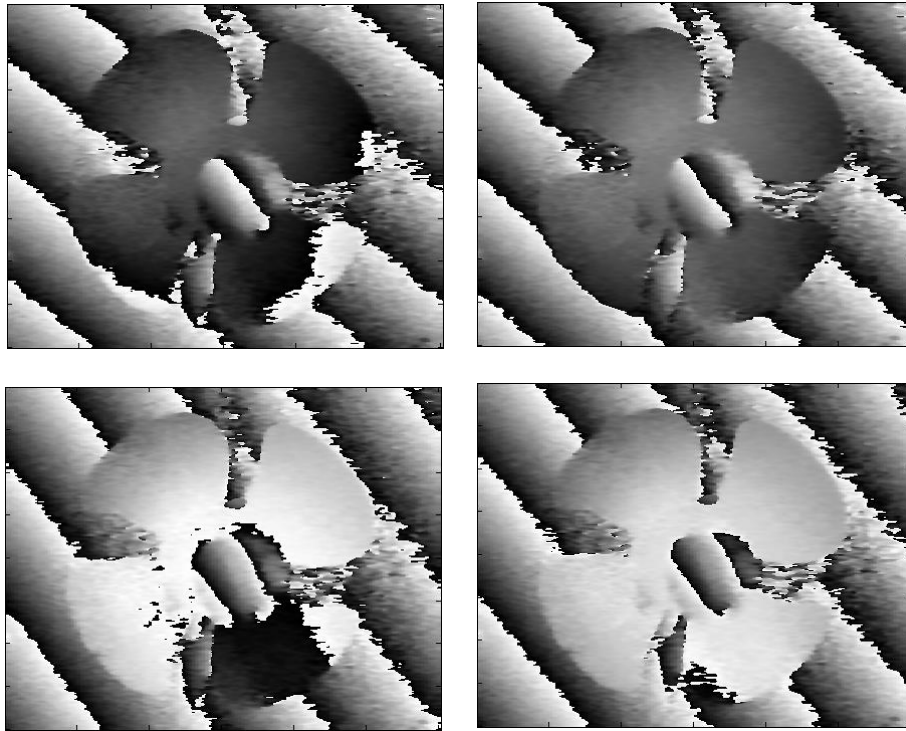


Figura 4.5 Mapas de fase envuelta del ventilador introduciendo diferentes incrementos de fase en el espacio de Fourier

4.5 Conclusiones

Utilizamos la técnica de decodificación con la transformada de Fourier como medio para crear un nuevo método óptico que elimina completamente el movimiento propio rotacional del objeto presente durante los estudios de deformaciones dinámicas, evitando el uso de un *de-rotador* optomecánico que es difícil de alinear y es costoso. Además es bien conocido que este *de-rotador* optomecánico hace uso de una sincronización temporal, algo no necesario en nuestro método donde la sincronización se hace disparando los dos pulsos del láser en cualquier posición de rotación del objeto. Este

método se prueba con la holografía digital donde la compensación de la rotación del objeto se hace a través de la substracción digital de un término de fase, sin afectar la amplitud y fase de la deformación del objeto.

La técnica de holografía digital puede funcionar directamente como un sistema ESPI, sin embargo a un sistema ESPI debe cumplir ciertas condiciones para funcionar como uno de holografía digital.

Los resultados que se presentaron fueron aceptados para su publicación en *Optics communications*.

4.6 Referencias

- [1] T. J. Cookson, J. N. Butters and H. C. Pollard, *Optics Laser Tech.* Vol. 10, p. 119 1978
- [2] M. C. Shellabear, F. Mendoza Santoyo and J. R. Tyrer, "Processing of addition and subtraction fringes from pulsed ESPI for the study of vibrations", in *Proc. SEM Conference on Hologram Interferometry and Speckle Metrology*, Ed. R. J. Pryputniewicz, p. 238–44, 1990
- [3] G. Pedrini, B. Pfister and H. Tiziani, "Double pulse-electronic speckle interferometry", *J. Mod. Opt.* Vol. 40, p. 89–96, 1993
- [4] K. A. Stetson, "The use of an image derotator system in hologram interferometry and speckle photography of rotating objects", *Exp. Mech.* Vol. 18, p. 67–73, 1978
- [5] M. Andreas Beeck, "Holographic vibration analysis of rotating objects using different types of interferometers", *Proc. SPIE 210, 2nd European Congress on Optics Applied in Metrology*, p. 128–34, 1979
- [6] C. Pérez-López, F. Mendoza Santoyo and R. Rodríguez Vera, "Separation of vibration fringe data from rotating object fringes in pulsed ESPI", *SPIE 4072, 4^o International Conference on Vibration Measurements by Laser Techniques*, p. 324–328, 2000
- [7] R. W. Preater and R. Swain, "Fourier transform fringe analysis of electronic speckle pattern interferometry fringes from high-speed rotating components", *Opt. Eng.* Vol. 33, p. 1271–1279, 1994

- [8] C. Perez Lopez, F. Mendoza Santoyo, G. Pedrini, S. Schedin y H. J. Tiziani, "Pulsed digital holographic interferometry for dynamical measurement of rotating objects using an optical derotator", *Appl. Opt.* Vol. 40, p. 5106-5110, 2001
- [9] E. G. Paek, J. Y Choe, T. K. Oh, J. H. Hong and T. Y. Chang, "Nonmechanical image rotation with an acousto-optic dove prism", *Opt. Lett.* Vol 22, p. 1195-1197 1997
- [10] G. Pedrini, H. J. Tiziani and Y. Zou, "Digital double pulse-TV-Holography", *Opt. Lasers Eng.* Vol. 26, p. 199–219, 1997
- [11] M. Takeda, H. Ina and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry", *J. Opt. Soc. Am.* Vol. A72, p. 156–160, 1982
- [12] F. Mendoza Santoyo, G. Pedrini, S. Schedin y H. J. Tiziani, "3D displacement measurements of vibrating objects with multi-pulse digital holography", *Meas. Sci. Tech.* Vol. 10, p. 1305-1308, 1999

5

Conclusiones generales y trabajo a futuro

5.1 Conclusiones generales

Se presentaron los métodos y resultados de la experimentación relativa al estudio de las deformaciones dinámicas de objetos en rotación usando la interferometría electrónica de patrones de moteado ESPI e interferometría holográfica digital IHD. Los métodos y resultados contenidos en los capítulos medulares de esta tesis son todos originales, representando el estado del arte en pruebas ópticas no destructivas relacionadas a objetos en rotación.

Fueron observados en un monitor de TV los desplazamientos de cuerpo rígido en tiempo real, producidos por el desbalance del eje de rotación del objeto a medir. Estos desplazamientos se manifiestan codificados en forma de franjas de interferencia —*franjas portadoras*— en un arreglo ESPI doble pulsado en adición. Propusimos el método experimental de interpretación —decodificación— de estas franjas en fuera de plano, como las tangentes a la curva de vibración transitoria del objeto mecánico. Se describió el filtro analógico desarrollado que nos permitió mejorar la visibilidad de las franjas. También la sincronización electrónica empleada en todos los experimentos de medición. El arreglo óptico es el convencional para estudio de deformaciones fuera del plano, con el haz de iluminación del objeto formando un ángulo de 4 grados con el eje de observación de tal forma que se generen tres franjas portadoras verticales con un tiempo de $1 \mu\text{s}$ entre las dos exposiciones. Usamos el láser Nd:YAG pulsado de doble cavidad como fuente iluminación coherente a 60 pulsos por segundo. Este método puede aplicarse inicialmente como prueba de desbalance del objeto en el contexto de «cumple o no cumple con las especificaciones de tolerancias».

Con la aplicación de la holografía digital demostramos que es posible cuantificar las deformaciones instantáneas que sufre el objeto en rotación cuando se le somete a una excitación externa de desaceleración. La inclusión en el arreglo óptico de un espejo pequeño de 4 mm de diámetro en el centro del eje óptico, nos permitió aprovechar toda la energía del láser en el haz de iluminación del objeto, compensando de esta forma la necesidad de mayor energía luminosa requerida en esta técnica. Aquí el ángulo de iluminación del objeto es de 0.3° . Además utilizamos una cámara CCD digital de 12 Bits de resolución y de 1280 x 1024 pixeles para realizar el experimento. Fueron medidas deformaciones con una amplitud de $5 \mu\text{m}$, con el objeto rotando entre 1000 y 2600 rpm, en un intervalo de tiempo de $20 \mu\text{s}$. Un de-rotador optomecánico comercial fue necesario para efectuar este estudio. Se utilizó un láser de Rubí doble pulsado. Se requiere un procesamiento digital de los hologramas.

Dado que la transformación de Fourier de los hologramas de plano imagen permite calcular la amplitud compleja del frente de onda del objeto, desarrollamos los algoritmos para manipular por software la fase óptica y así eliminar la contribución de fase debida a la rotación simplificando el arreglo óptico al no utilizar el de-rotador opto-mecánico.

En resumen, las aportaciones principales presentadas en este trabajo son:

- 1 Demostración de un método ESPI doble pulsado en adición para separar la contribución de vibraciones por desplazamientos, de las franjas de rotación — Desbalance de rotación — en tiempo real.
- 2 Implementación de la técnica de interferometría holográfica digital doble pulsada en substracción con un de-rotador optomecánico en objetos en rotación para cuantificación de deformaciones dinámicas instantáneas.
- 3 Un método de cálculo de las deformaciones dinámicas en rotación eliminando digitalmente la fase de rotación, y evitando el uso del costoso equipo de de-rotación optomecánica.

5.2 Trabajo a futuro

El fenómeno de la rotación es un caso especial del desplazamiento de cuerpo rígido un tanto cuanto difícil de analizar debido a las condiciones impuestas por la decorrelación del moteado. Paradójicamente es el caso más simple de controlar porque depende solamente de un grado de libertad —rotación sobre un eje—. Cuando se tiene una situación general de translación y de rotación espaciales 3D de las piezas mecánicas a medir [1], tendremos que considerar en el análisis de deformaciones dinámicas, algunas otras variables que constituyen el estado del arte de la investigación actual en este campo.

Entonces a un futuro próximo estaremos interesados en generalizar estos conceptos a la cuantificación de micro-deformaciones mecánicas y vibraciones con mayores grados de libertad, de piezas rotatorias en ambientes industriales, apoyándonos en disciplinas tales como la holografía sándwich [2], la holografía de volumen, y las de procesamiento digital de imágenes [3] con algoritmos de seguimiento de píxeles o motas de interferencia, validación numérica de elemento finito, y con la ayuda de cámaras digitales de mayores prestaciones — miles de cuadros por segundo, alta resolución y mayor sensibilidad — que nos permitan seguir eventos transitorios completos sin decorrelación [4- 6].

Es de mucho interés calcular la fase óptica espacial 3D por medio de tres haces de iluminación con el fin de conseguir información completa de la deformación tanto en el plano como fuera del plano [7].

Los métodos de medición tienen que desarrollarse a futuro experimentalmente para un mejor entendimiento de los fenómenos dinámicos de vibraciones y transitorios, de tal forma que se puedan hacer mediciones localmente y en tres dimensiones ayudados por sistemas de endoscopía holográfica y fibra óptica para iluminar y formar imágenes de sólo una parte del objeto a medir [8], por ejemplo en situaciones de difícil acceso.

5. 3 Referencias

- [1] A. Stimpfling, P. Smigielski, "Compensation and measurement of any motion of 3D-objects in holographic interferometry", Proc. SPIE Vol. 0672, 1986
- [2] K. Stetson, "Roads not taken in holographic interferometry", Proc. Fringe 2001, Wolfgang Osten, W. Juptner Eds. The 4th International Workshop on automatic processing of fringe patterns, 2001
- [3] C. Stiller, J. Konrad, "Estimating motion in image sequences", IEEE Signal Processing Magazine. p.70- 91, jul 1999
- [4] Z. Liu, M. Centurion, G. Panotopoulos, J. Hong, D. Psaltis, "Holographic recording of fast events on a CCD camera", Opt. Lett.. Vol 27, p. 22- 24, 2002
- [5] A. J. Moore, D. P. Hand, J. S. Barton and J. D. C. Jones, "Transient Deformation Measurement with ESPI and a High Speed Camera", Appl. Opt. Vol. 38, p. 1159-1162, 1999
- [6] C. H. Buckberry, M, Reeves, A. J. Moore, D. P. Hand, J. S. Barton, J.D.C. Jones, "The application of high speed TV holography to time-resolved vibration measurements", Opt. Laser Eng. Vol. 32, p. 387- 394, 2000
- [7] G. Pedrini, H. J. Tiziani, "Quantitative evaluation of two dimensional dynamical deformation using digital-holography", Opt. Lasers Tech. Vol. 29, p. 249-256, 1997
- [8] M. Yonemura, T. Nishisaka, H. Machida, "Endoscopic hologram interferometry using fiber optics", Appl. Opt. Vol 20, p. 1664- 1667, 1981

Publicaciones derivadas de este trabajo

En revistas internacionales:

Carlos Pérez López, Fernando Mendoza Santoyo, Giancarlo Pedrini, Staffan Schedin, and Hans J. Tiziani "Pulsed digital holographic interferometry for dynamic measurement of rotating objects with an optical derotator", Appl. Opt. Vol 40, p. 5106- 5110, 2001

Carlos Pérez López, Fernando Mendoza Santoyo, Ramón Rodríguez Vera, Marcelo Funes Gallanzi "Separation of vibration fringe data from rotating object fringes using pulsed ESPI", Opt. Lasers Eng. En prensa.

Carlos Pérez López, Fernando Mendoza Santoyo, Moisés Cywiak, Bernardino Barrientos and Giancarlo Pedrini "New method for optical object derotation", Aceptado en Opt. Comm.

En congresos nacionales:

R. Rodríguez vera, C. Pérez-López, B. Barrientos y F. Mendoza Santoyo "Sobre la posibilidad de medir micro-deformación superficial en las aspas de un ventilador rotando", XLI Congreso Nacional de Física, San Luís Potosí, 26-30 Oct. 1998

Carlos Pérez López, Fernando Mendoza Santoyo y Bernardino Barrientos
"Avances en la aplicación de técnicas de interferometría electrónica de patrones de moteado a superficies en rotación", XLII Congreso Nacional de Física, Villahermosa Tabasco, 1999

En congresos internacionales:

F. Mendoza Santoyo, C. Pérez López, B. Barrientos and R. Rodríguez, "Pulsed electronic speckle pattern interferometry for the evaluation of transients and rotating objects", Adendum Proc. SPIE 3411, Third International Conference on Vibration Measurements Techniques: Advances and applications, Ancona, Italia, 1998

R. Rodríguez Vera, C. Pérez López, F. Mendoza Santoyo and B. Barrientos
"Contrast enhancement of ESPI addition fringes using real time electronic filtering", SPIE 9th Conference on Laser Optics ,22-26 Jun St. Petersburg, Rusia, 1998.

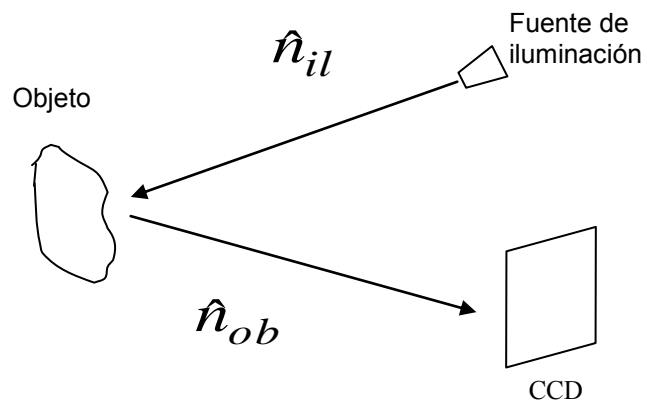
C. Pérez López, F. Mendoza Santoyo and R. Rodríguez, "Separation of vibration fringe data from rotating object fringes in pulsed ESPI", Proc. SPIE 4072, Fourth International Conference on Vibration Measurements Techniques: Advances and applications, Ancona, Italia, 2000

Carlos Pérez López y Fernando Mendoza Santoyo "Rigid body motion removal by derotating digital holograms", Proc. SPIE vol 4419, Tandil, Argentina, 2001

A

Medición de deformaciones 3D

Consideremos el siguiente dibujo:



Los vectores que se muestran son unitarios y corresponden a la iluminación, \hat{n}_{il} , y al de observación, \hat{n}_{ob} , de forma tal que el vector de sensibilidad queda definido como ($\hat{V}_s = \hat{n}_{il} - \hat{n}_{ob}$). Este se introduce en la relación que define la diferencia de fase:

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} (\hat{n}_{il} - \hat{n}_{ob}) \cdot d \quad (A.1)$$

Los vectores unitarios se pueden definir como:

$$\hat{n}_{il} = \bar{P} - \bar{S}_{il} \quad (A.2)$$

y

$$\hat{n}_{ob} = \bar{C} - \bar{P} \quad (A.3)$$

con

\bar{P} coordenadas de un punto en el objeto,

\bar{S}_{il} coordenadas de la fuente puntual, y

\bar{C} coordenadas de la CCD.

De lo anterior,

$$\hat{V}_s = \hat{n}_{il} - \hat{n}_{ob} = \bar{P} - \bar{S}_{il} - \bar{C} + \bar{P} = 2\bar{P} - \bar{C} - \bar{S}_{il} \quad (A.4)$$

Hasta aquí se obtiene el cálculo del vector de sensibilidad para una dirección de iluminación y una de observación dadas, y notemos que todos los vectores son función de las coordenadas (x,y,z), y que la ecuación (A.1) tiene tres incógnitas en d_x, d_y, d_z , para esas direcciones específicas. Se tiene entonces una ecuación con tres incógnitas. Para resolverla, fijemos la dirección de observación, que en la práctica es más sencillo, y varíemos la posición de la fuente de iluminación desde tres puntos distintos. La forma general de la ecuación (A.1) para $k = 3$ direcciones es:

$$\frac{\phi_k}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} \hat{V}_{s,k} \cdot d \quad (A.5)$$

en donde solamente el vector de posición $\bar{S}_{il,k}$ cambia,

$$\hat{V}_{s,k} = \hat{n}_{il,k} - \hat{n}_{ob} = \bar{P} - \bar{S}_{il,k} - \bar{C} + \bar{P} = 2\bar{P} - \bar{C} - \bar{S}_{il,k} \quad (A.6)$$

Así tenemos que:

$$\lambda \frac{\phi_1}{2\pi} = V_{1x} d_x + V_{1y} d_y + V_{1z} d_z \quad (A.7a)$$

$$\lambda \frac{\phi_2}{2\pi} = V_{2x} d_x + V_{2y} d_y + V_{2z} d_z \quad (A.7b)$$

$$\lambda \frac{\phi_3}{2\pi} = V_{3x} d_x + V_{3y} d_y + V_{3z} d_z \quad (A.7c)$$

con, por ejemplo

$$V_{1x} = 2P_x - C_x - S_{1x}, \text{ etc.}$$

Las tres ecuaciones en la relación (A.7) representan una matriz,

$$\frac{\lambda}{2\pi} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{1x} & V_{1y} & V_{1z} \\ V_{2x} & V_{2y} & V_{2z} \\ V_{3x} & V_{3y} & V_{3z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_x \\ d_y \\ d_z \end{pmatrix} \quad (A.8)$$

que es soluble cuando se tienen los mapas de fase desenvueltos correspondientes a tres diferentes direcciones de iluminación. Evidentemente existen varios métodos matemáticos para resolver el sistema de ecuaciones propuesto en la matriz de la relación (A.7), cuyas incógnitas siguen siendo solamente: d_x, d_y, d_z . La solución es:

$$\frac{d_z}{\lambda} = \frac{\left[V_{2x} \left(\frac{\phi_3}{2\pi} \right) - V_{3x} \left(\frac{\phi_2}{2\pi} \right) \right] \left[V_{1x} V_{2y} - V_{1y} V_{2x} \right] - \left[V_{1x} \left(\frac{\phi_2}{2\pi} \right) - V_{2x} \left(\frac{\phi_1}{2\pi} \right) \right] \left[V_{2x} V_{3y} - V_{2y} V_{3x} \right]}{\left[V_{1x} V_{2y} - V_{1y} V_{2x} \right] \left[V_{2x} V_{3z} - V_{2z} V_{3x} \right] - \left[V_{2x} V_{3y} - V_{2y} V_{3x} \right] \left[V_{1x} V_{2z} - V_{1z} V_{2x} \right]} \quad (A.9)$$

$$\frac{d_y}{\lambda} = \frac{1}{\begin{bmatrix} V_{1x} & V_{2y} \\ -V_{1y} & V_{2x} \end{bmatrix}} \left[\begin{bmatrix} V_{1x} \left(\frac{\phi_2}{2\pi} \right) - V_{2x} \left(\frac{\phi_1}{2\pi} \right) \\ -[V_{1x} V_{2z} - V_{1z} V_{2x}] \frac{d_z}{\lambda} \end{bmatrix} \right] \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{d_x}{\lambda} = -\frac{V_{1y}}{V_{1x}} \frac{d_y}{\lambda} - \frac{V_{1z}}{V_{1x}} \frac{d_z}{\lambda} + \frac{\phi_1/2\pi}{V_{1x}} \quad (\text{A.11})$$

El problema está resuelto con parámetros que son mensurables experimentalmente: La posición de la cámara CCD y la de puntos en el objeto como función de coordenadas (x, y, z), y los mapas de fase (también como función de las mismas coordenadas) correspondientes a las tres direcciones diferentes de iluminación. Evidentemente es imprescindible tener información sobre la forma del objeto para encontrar los puntos \bar{P} . Esto se logra experimentalmente para superficies complicadas, o matemáticamente para superficies conocidas. Las relaciones (A.9 a A.11) como están, se pueden fácilmente poner en un programa de cómputo.