



Acta Universitaria

ISSN: 0188-6266

actauniversitaria@ugto.mx

Universidad de Guanajuato

México

Malacara Hernández, Daniel

La metrología óptica y sus aplicaciones

Acta Universitaria, vol. 15, núm. 1, enero-abril, 2005, pp. 5-12

Universidad de Guanajuato

Guanajuato, México

Disponible en: <http://www.redalyc.org/articulo.oa?id=41615101>

- ▶ Cómo citar el artículo
- ▶ Número completo
- ▶ Más información del artículo
- ▶ Página de la revista en redalyc.org

redalyc.org

Sistema de Información Científica

Red de Revistas Científicas de América Latina, el Caribe, España y Portugal

Proyecto académico sin fines de lucro, desarrollado bajo la iniciativa de acceso abierto

RESUMEN / ABSTRACT

En este trabajo se presenta una introducción al campo de la metroología óptica y de su herramienta principal que es la interferometría. También se presenta un panorama de los diferentes métodos empleados en metrología describiendo con especial detalle los avances más recientes en este campo.

In this work an introduction to optical metrology is presented with a brief description of its main tool which is interferometry. Also, a survey of the main different methods used in optical metrology is described with a special emphasis on the most recent developments.

CURRICULUM VITAE

Daniel Malacara-Hernández recibió su Doctorado en Óptica en la *University of Rochester*. Es *Fellow* de la *Optical Society of America* y de la *International Society for Optical Engineering*.

Su campo dentro de la óptica es la ingeniería óptica, en especial la interferometría y las pruebas ópticas. Su obra científica incluye la publicación de alrededor de ciento veinte artículos de investigación y de varios libros en ingeniería óptica.

Ha recibido varios reconocimientos a su labor, entre los cuales están el *A. E. Conrady Award for Scientific Achievement*, de la *International Society for Optical Engineering*, U.S.A., en 1994, el *Premio Galileo Galilei*, de la *International Commission for Optics* en 1997 y el *Premio Nacional de Tecnología y Diseño*, otorgado por el *Gobierno Federal de México*, en 1976.

La Metrología Óptica y sus Aplicaciones*.

Daniel Malacara Hernández**.

INTRODUCCIÓN

Por múltiples razones prácticas el hombre cada vez más tiene la necesidad de medir propiedades físicas con más precisión.

En su solución viene la óptica como una herramienta maravillosa con la cual se pueden tomar medidas pequeñísimas no imaginables por otros medios. Una de las propiedades físicas mas necesarias de medir es la topografía de superficies. Aquí mencionaremos algunos de los métodos mas frecuentemente empleados y algunas de sus principales aplicaciones.

En algunas aplicaciones es necesario medir la forma absoluta de la superficie, por ejemplo, si se desea saber si una superficie plana de algún instrumento es realmente plana y cuanto se desvía de ese ideal. Otro caso es la medición de la forma de las superficies de la lente o los espejos de los instrumentos ópticos. Aquí la superficie no debe desviarse de la forma teórica ideal más de una pequeña fracción de la longitud de onda de la luz, que es lo que se usa como unidad de longitud, en lugar de usar milímetros o pulgadas. La longitud de onda de la luz depende del color de la luz, pero para el rojo de los láseres de gas es de 632 nanómetros, o lo que es lo mismo, 6.32 diezmilésimos de milímetro. En el caso de las lentes o espejos de instrumentos de alta precisión típicamente el error permitido no es mayor de un cuarto de longitud de onda. La situación se complica todavía más cuando esta superficie óptica es de grandes dimensiones, como en el caso de los instrumentos astronómicos. La lente principal u objetivo de un telescopio astronómico profesional tiene un diámetro de algunos metros. Su superficie ni siquiera es esférica, sino que tiene la forma de un hiperboloide de revolución. Un ejemplo notable muy conocido es el telescopio espacial Hubble, que su espejo objetivo es un hiperboloide de revolución que tiene un diámetro de cuatro metros. Cuando fue puesto en órbita por primera vez se desilusionaron los astrónomos porque las imágenes de las estrellas no eran tan claras como se esperaban. Más tarde se descubrió que debido a un error durante la construcción y las pruebas de este espejo había

* Artículo por invitación.

** Centro de Investigaciones en Óptica, A. C. Loma del Bosque 115. León, Gto. Correo electrónico: dmalacara@cio.mx

PALABRAS CLAVE: Metrología óptica; Interferometría.

KEYWORDS: Optical metrology; Interferometry.

habido un error que produjo una desviación de la superficie de apenas media de longitud de onda en la orilla del espejo. Esto fue suficiente para hacer inservible el telescopio. Hubo necesidad de poner en órbita personal altamente especializado para colocar lentes adicionales en el telescopio que corrigieran este error. Este ejemplo da la idea de la importancia de desarrollar cada vez mejores métodos para medir estas superficies ópticas.

La interferometría óptica es la herramienta principal para realizar medidas tan precisas como se requiere, produciendo unas imágenes a las que llamamos interferogramas. Estos interferogramas son el resultado de la interferencia de dos frentes de onda como veremos a continuación.

COMO SE PRODUCEN LOS INTERFEROGRAMAS

Los interferogramas se producen superponiendo en un plano de observación dos frentes de onda, uno de ellos con una forma esférica o plana perfecta para actuar como referencia. El otro frente de onda pasa por el sistema o elemento óptico que se desea probar. Cualquier deformación en la superficie óptica produce una deformación en el frente de onda. (Malacara, 1992). Ejemplos de interferómetros donde se forman estos frentes de onda y se hacen interferir es el interferómetro de Twyman-Green, el de Fizeau, muy similar al anterior y los llamados de trayectoria común (Fig. 1a). En otro tipo diferente de interferómetro no hay un frente de onda perfecto de referencia, sino que se hacen interferir dos frentes de onda distorsionados, es decir, con los defectos a medir (Fig. 1b). Sin embargo, en estos interferómetros estos dos frentes de onda están desplazados lateralmente uno respecto al otro. Estos son los llamados interferómetros de desplazamiento lateral.

Interferómetro de Twyman-Green

En este interferómetro se superponen en el plano de observación un frente de onda perfectamente plano o perfectamente esférico que puede

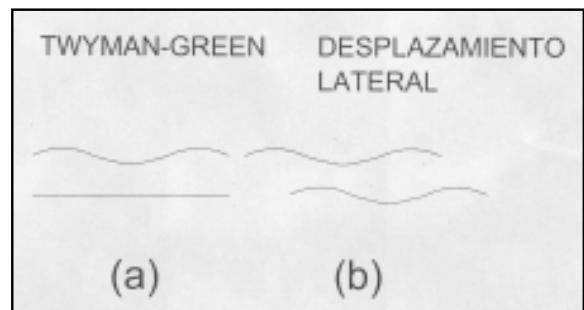


Figura 1. Frentes de onda interfiriendo. a) En un interferómetro de Twyman-Green, b) En un interferómetro de desplazamiento lateral.

tener una pequeña inclinación dada por los coeficientes a y b , con otro frente de onda que se pretende medir, representado aquí por $W(x, y)$. La luz se divide en dos trayectorias diferentes en una placa de vidrio cubierta con una capa semireflectora. Después los dos haces se recombinan en la misma placa después de reflejarse en dos espejos M_1 y M_2 , para hacerlos interferir, como se muestra en la Figura 2. La diferencia en las fases de estos dos frentes de onda es directamente proporcional a la diferencia de los caminos ópticos recorridos por los dos haces luminosos. El camino óptico se ha definido como la distancia por el índice de refracción de los me-

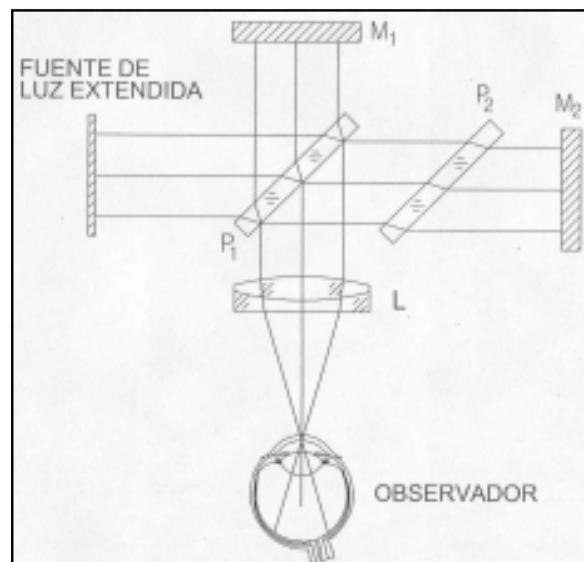


Figura 2. Esquema óptico de un interferómetro Twyman-Green.

dioses atravesados. Esta diferencia de camino óptico se representa por OPD y está dada por:

$$OPD(x, y) = W(x, y) + a x + b y + c(x^2 + y^2)$$

El coeficiente c es la pequeña curvatura esférica que puede tener el frente de onda de referencia. Como un ejemplo de uso de este interferómetro, si se inserta una placa de vidrio transparente en la trayectoria de uno de los haces, por ejemplo, cerca del espejo M_2 , la parte del frente de onda que pasa a través de la placa se distorsiona produciendo franjas de interferencia de forma muy diversa, como se muestra en la Figura 3. Las aberraciones de las lentes distorsionan el frente de onda de una manera característica. Para el caso de las aberraciones primarias llamadas de Seidel (Kingslake, 1925-1926) los interferogramas que se obtienen se muestran en la Figura 4.

Interferómetros de Desplazamiento Lateral

En los interferómetros de desplazamiento lateral los dos frentes de onda que producen el interferograma tienen las mismas deformaciones $W(x, y)$ pero esta uno de ellos desplazado lateralmente respecto al otro una distancia S como se ilustra en la Fig. 5. La diferencia de camino óptico en este caso está dada por:

$$OPD(x, y) = W(x, y) + W(x - S, y)$$



Figura 3. Prueba de una placa de vidrio en un interferómetro Twyman-Green.



Figura 4. Interferogramas de las aberraciones primarias en un interferómetro de Twyman-Green.

Si el desplazamiento lateral S es pequeño con respecto al diámetro del frente de onda podemos hacer una aproximación en serie de Taylor para la diferencia de camino óptico OPD , dada por:

$$OPD(x, y) = S \frac{\partial W(x, y)}{\partial x}$$

donde el desplazamiento lateral S es en la dirección x .

Las franjas representan el lugar geométrico de los puntos del frente de onda que tienen la misma pendiente en la dirección x . En un haz luminoso convergente como este, esta pendiente en la dirección de x está relacionada con la aberración transversal TA_x en la misma dirección por la expresión:

$$\frac{\partial W(x, y)}{\partial x} = -\frac{TA}{r}$$

donde r es el radio de curvatura del frente de onda convergente. A fin de medir los dos componentes de la aberración transversal tanto en la dirección de x como en la dirección de y es necesario medir dos interferogramas de desplazamiento lateral, en direcciones ortogonales, una en la dirección x y otra en la dirección y .

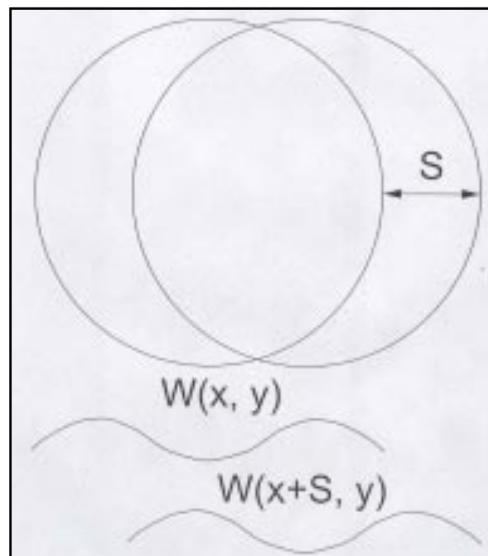


Figura 5. Frentes de onda en un interferómetro de desplazamiento lateral.

Existen muchas configuraciones experimentales para el interferómetro de desplazamiento lateral, pero la más popular debido a su simplicidad es la que se muestra en la Figura 6, debida a Murty (1964). La Figura 7 muestra algunos interferogramas típicos obtenidos con las aberraciones primarias de una lente.

MEDICIÓN E INTERPRETACIÓN DE LOS INTERFEROGRAMAS

Hemos visto como se obtienen los interferogramas pero una vez obtenidos hay que medirlos e interpretarlos para determinar la forma exacta del frente de onda que los formó con la mayor precisión posible (Malacara *et al.*, 1998). La forma más sencilla es mediante un examen visual, de manera cualitativa únicamente. Se puede introducir una inclinación al frente de onda referencia con respecto al frente de onda a medir, moviendo uno de los ajustes de los espejos que lo muevan angularmente, introduciendo así un gran número de franjas en el campo. Si el frente de onda a medir es perfecto, es decir plano como el de referencia, las franjas introdu-

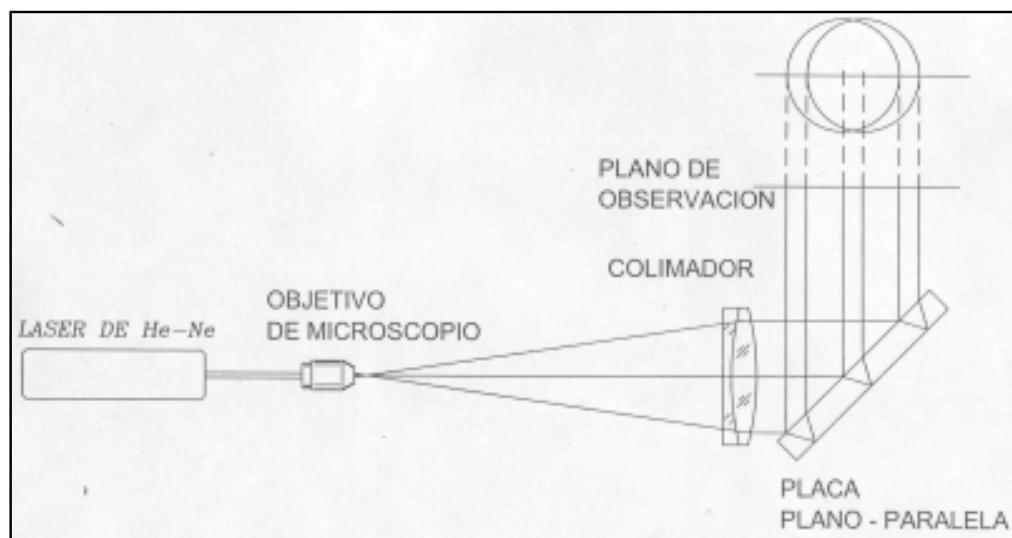


Figura 6. Esquema óptico de un interferómetro de desplazamiento lateral.

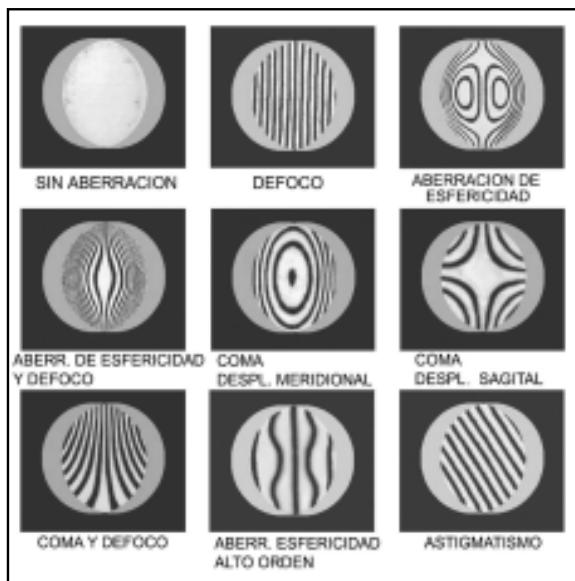


Figura 7. Interferogramas de las aberraciones primarias en un interferómetro de desplazamiento lateral.

cidas serán rectas, equidistantes y paralelas. No será así, si el frente de onda a medir no es perfecto. La forma de las franjas representa aproximadamente la forma del frente de onda en el interferómetro de Twyman-Green. En el de desplazamiento lateral representa la variación en su pendiente, es decir, su derivada en la dirección del desplazamiento lateral.

En el caso de interferómetro de Twyman-Green, si la desviación de la franja respecto a la línea recta es una fracción k de la separación d entre las franjas, la deformación del frente de onda será igual a λ/k . Para apreciar mejor estas desviaciones de las franjas se acostumbra a colocar una regla frente al interferograma. La figura 6 representa las franjas para una deformación igual a $\lambda/2$.

Una mejora del método visual es la medición de la forma de las franjas de una manera un poco más precisa, midiendo con el cursor de una tableta gráfica digitalizadora conectada a una computadora. La deformación sobre los puntos medidos en los centros de las franjas tendrá un valor $n\lambda$ donde n es el orden de interferencia, que es un número

entero. Se le puede asignar cualquier número, porque solamente interesan las deformaciones relativas del frente de onda. El orden de interferencia difiere en uno entre dos franjas consecutivas. Desde luego, no sabemos en qué dirección aumenta o disminuye, produciendo una incertidumbre en el signo de las deformaciones medidas del frente de onda, el cual se puede determinar con información experimental obtenida en el momento de formar el interferograma. Por ejemplo, se puede introducir la inclinación del frente de onda de referencia teniendo cuidado de anotar el signo, es decir la dirección en la cual se introdujo. Para hacer una estimación de las deformaciones del frente de onda en una gran densidad de puntos se hace una interpolación de los resultados obtenidos (Kim 1982). Es lógico pensar, sin embargo que en este procedimiento se supone que el frente de onda no tiene variaciones muy pronunciadas en una región pequeña de la abertura, lo cual muy frecuentemente no es cierto.

El método anteriormente descrito funciona bastante bien, pero únicamente si las franjas son relativamente sencillas y abiertas, como se muestra en la Figura 8. Si forman figuras cerradas como elipses o círculos, como se muestra en la Figura 9, la interpretación y el asignar a cada franja un orden de interferencia n es bastante más complicado. En las siguientes secciones describiremos dos maneras que se han desarrollado en los últimos años para realizar una interpretación más precisa y confiable de los interferogramas.

DEMODULACIÓN DE INTERFEROGRAMAS CON UNA PORTADORA LINEAL

La interpolación de los resultados se puede evitar si las mediciones se hacen no solamente sobre las cimas de las franjas con una tableta gráfica, sino que se miden los valores de la

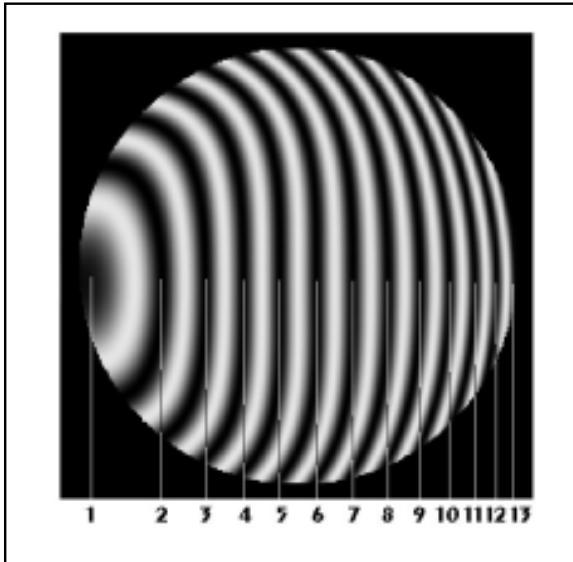


Figura 8. Interferograma con franjas de interferencia abiertas mostrando su número de orden de interferencia relativo.

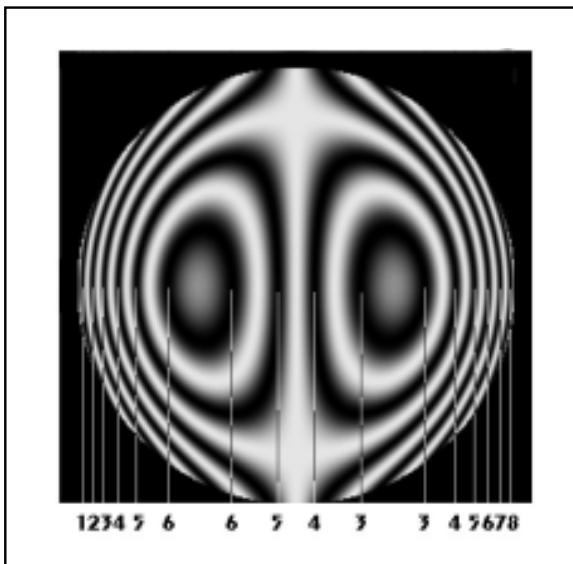


Figura 9. Interferograma con franjas de interferencia cerradas mostrando su número de orden de interferencia relativo.

irradiancia luminosa sobre una gran densidad de puntos (pixeles) al igual que lo hace ahora una cámara digital. Esto es perfectamente posible desde el advenimiento de las cámaras digitales, pero la limitación es que el orden de interferencia resulta muy complicado si las franjas no son aproximadamente rectas (Kujawinska 1993).

La solución al problema mencionado es introducir una inclinación relativamente fuerte al frente de onda de referencia, introduciendo así un gran número de franjas que aunque no son necesariamente rectas, por lo menos son abiertas. Técnicamente, en gran analogía con las comunicaciones eléctricas, decimos que así se introduce una portadora lineal a la señal, que son las deformaciones del frente de onda. También en analogía con las comunicaciones eléctricas, decimos que el patrón de franjas de interferencia está modulado en fase debido a las deformaciones $W(x, y)$. Si la inclinación introducida el frente de onda de referencia es θ sobre el eje y , la irradiancia (señal) $I(x, y)$ se puede escribir como:

$$I(x, y) = a + b \cos [2\pi f x - k W(x, y)]$$

donde los coeficientes a y b son constantes, aunque en ocasiones pueden variar un poco para diferentes puntos del interferograma si la iluminación no es uniforme sobre la abertura. La frecuencia espacial (franjas por milímetro) de la portadora introducida por la inclinación en el frente de onda de referencia es $f = \sin \theta / \lambda$. Se muestra un ejemplo de este tipo de interferograma en la Figura 8. La función moduladora $W(x, y)$ se puede obtener usando técnicas comunes en la teoría de la comunicación eléctrica. Para lograr esta demodulación es necesario que la inclinación θ entre los dos frentes de onda se escoge de tal manera que la diferencia de las pendientes de los dos frentes de onda no cambie de signo en ningún punto dentro de la abertura. Así se evita que se formen franjas cerradas. Esto se logra con la condición:

$$\sin \theta > \left(\frac{\partial W(x, y)}{\partial x} \right)_{\max}$$

Para demodular multiplicamos los valores de la irradiancia $I(x, y)$ en cada punto por dos funciones ortogonales de referencia, ambas con frecuencia espacial f_r . Esta frecuencia f_r es cercana a la frecuencia espacial f (portadora espacial) del interferograma. Estas dos funciones ortogonales de referencia son $\cos (2\pi f_r x)$ y $\sin (2\pi f_r x)$ así, obtenemos dos funciones S y C dadas por:

$$S = I(x, y) \sin(2\pi f_r x) \\ = a \sin(2\pi f_r x) + 0.5 b \sin[2\pi(f + f_r)x - KW(x, y)] \\ + 0.5 b \sin[2\pi(f - f_r)x - KW(x, y)]$$

y

$$C = I(x, y) \cos(2\pi f_r x) \\ = a \cos(2\pi f_r x) + 0.5 b \cos[2\pi(f + f_r)x - KW(x, y)] \\ + 0.5 b \cos[2\pi(f - f_r)x - KW(x, y)]$$

El primer término de estas expresiones tiene una frecuencia espacial a lo largo de x igual a la frecuencia de referencia. El segundo término tiene una frecuencia $f + f_r$ que es muy cercana a $2f_r$. El tercer término tiene la frecuencia espacial más baja, igual a $(f_r - f)$. Este último término no es el que contiene la información sobre la fase, es decir, sobre las deformaciones a medir del frente de onda.

El siguiente paso sería aplicar un filtro pasa bajos a estas dos funciones a fin de eliminar las frecuencias más altas que están contenidas en los primeros dos términos. Este filtraje se puede aplicar digitalmente por medio del proceso de la convolución con el filtro matemático apropiado. Entonces, estas dos funciones s y c después del filtrado se transforman en \bar{S} y \bar{C} como sigue:

$$\bar{S} = 0.5 b \sin[2\pi(f - f_r)x - kW(x, y)] \\ \bar{C} = 0.5 b \cos[2\pi(f - f_r)x - kW(x, y)]$$

Así es fácil ver que las fases y por lo tanto la deformación buscada del frente de onda a medir está dada por

$$\tan[2\pi(f - f_r)x - kW(x, y)] = -\frac{\bar{S}}{\bar{C}}$$

INTERFEROMETRÍA DE DESPLAZAMIENTO DE FASE

En este proceso igual que en el anteriormente descrito, la imagen del interferograma se obtiene muestreando su irradiancia en un arreglo bidimensional de pixeles mediante una cámara digital, o bien con una cámara de televisión digital con un detector de CCD. Entonces, la irradiancia $I(x, y)$ en cada pixel se mide para varios valores de la diferencia de fase $\phi(x, y)$ entre los dos frentes de onda (Greivenkamp y Bruning 1992). El valor de $I(x, y)$ se debe medir para al menos tres diferentes valores α_n de la fase, separados por intervalos conocidos. Esto es posible solamente si se toman tres diferentes interferogramas con diferentes fases, obteniendo así tres diferentes valores de la fase para cada pixel. Para un punto (pixel) dado con coordenadas x, y y una fase $\phi(x, y)$ la irradiancia $I(x, y)$ está dada por

$$I(x, y, \phi) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2\sqrt{I_1(x, y)I_2(x, y)} \cos\phi(x, y)$$

En este proceso no importa si las franjas están cerradas o abiertas, pero la densidad de franjas, es decir, la frecuencia espacial no debe ser tan alta que los pixeles del detector no puedan detectarlas. Si la separación mínima entre las franjas es menor que tres veces la separación entre los pixeles de la cámara decimos que viola el límite de Nyquist y el proceso se hace imposible.

Como se dijo antes, el mínimo número de fases, es decir, de interferogramas es de tres. Tomemos como ejemplo tres valores con fases relativas $\alpha_1 = 60^\circ$, $\alpha_2 = 180^\circ$ y $\alpha_3 = 300^\circ$ (Figura 10). Así, podríamos obtener con un poco de manipulación algebraica el siguiente resultado para la fase

$$\tan\phi = -\sqrt{3} \frac{I_1 - I_3}{I_1 + 2I_2 + I_3}$$

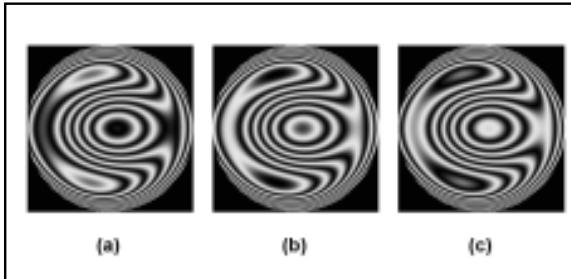


Figura 10. Tres interferogramas del mismo frente de onda con diferentes fases obtenidos en un interferómetro de desplazamiento de fase.

Este es el proceso más preciso usado ahora para medir los interferogramas. Cuando se requiere el máximo de precisión e inmunidad a factores externos indeseables como vibración, turbulencia atmosférica y otros es necesario tomar más interferogramas.

CONCLUSIÓN

Se han descrito aquí los métodos modernos usados en la metrología óptica, incluyendo el análisis de los interferogramas. Este análisis se puede hacer con procedimientos muy variados con diferentes ventajas y desventajas. El método perfecto no existe, por lo que los investigadores en este campo siguen buscando nuevos métodos que permitan aumentar no solamente la precisión sino también la confiabilidad para evitar en el futuro desastre como el del Hubble. Por otro lado, mejores métodos permitirían la fabricación de superficies ópticas más complicadas y difícil de medir pero que su uso permitiría fabricar sistemas ópticos más eficientes y más baratos que los actuales.

REFERENCIAS

- Greivenkamp J. E. and J. H. Bruning. (1992). A Phase Shifting Interferometers, @ in *Optical Shop Testing*, D. Malacara, New York, Ed., John Wiley and Sons, 1992.
- Kim, C.-J., (1982). A Polynomial Fit of Interferograms, @ *Appl. Opt.*, 21, 4521-4525.
- Kingslake, R., (1925-1926). A The Interferometer Patterns Due to the Primary Aberrations, @ *Trans. Opt. Soc.*, 27, 94.
- Kujawinska M., (1993). A Spatial Phase Measurement Methods, @ in *Interferogram Analysis*, D. W. Robinson and G. T. Reid, Eds., Institute of Physics Publ., Bristol and Philadelphia, p. 294.
- Malacara D., Ed., (1992). *Optical Shop Testing*, 2nd. Edition, John Wiley and Sons, New York.
- Malacara-Hernández, D., M. Servín and Z. Malacara-Hernández, (1998). *Interferogram Analysis for Optical Testing*, New York, Ed., Marcel Dekker.
- Murty M. V. R. K., (1964). A The Use of a Single Plane Parallel Plate as a Lateral Shearing Interferometer with a Visible Gas Laser Source, @ *Appl. Opt.*, 3, 531-531.