

Análisis y Medición de Objetos Especulares por Métodos Heterodinos Utilizando un Haz de Referencia

Specular Object Analysis and Measurement Based Heterodyne Methods and a Reference Beam

Cristina Solano, Moisés Cywiak, Rosario Baltazar, Alma A. Camacho y Geminiano Martínez

Centro de Investigaciones en Óptica, A. C.

Loma del Bosque No. 115, Col. Lomas del Campestre, León Gto. México, CP. 37150

E-mail: csolano@foton.cio.mx

Artículo recibido en Junio 14, 2001; aceptado en Febrero 19, 2002

Resumen

En este trabajo se presenta una técnica de detección heterodina introduciendo un haz de referencia para medir pequeñas irregularidades superficiales (del orden de $\lambda/100$). Esta técnica utiliza un haz láser con un diámetro reducido que incide en el objeto bajo prueba. El haz reflejado por el objeto interfiere con un haz de referencia.

La sensibilidad se incrementa al retardar 90° la fase del haz de referencia. La ventaja de este sistema es que su función de transferencia es simétrica simplificando la electrónica asociada. Esta técnica puede aplicarse para diferentes mediciones.

Palabras Clave: Metrología Óptica; Métodos Heterodinos; Óptica de Fourier.

Abstract

In this work a heterodyne detection technique is presented. This technique introduces a reference beam to measure small surface irregularities, of the order of $\lambda/100$. A diameter reduced laser beam is reflected by the object and interferes with a reference beam delayed 90° to increase sensibility. The system has a symmetrical transfer function simplifying the associated electronics.

Difference applications of this technique are shown.

Keywords: Optical Metrology, Heterodyne Methods, Fourier Optics.

1 Introducción

Uno de los problemas de mayor relevancia en la actualidad consiste en la medición de pequeñas irregularidades superficiales menores a $\lambda/100$. Para resolver este problema se han desarrollado varias técnicas con el fin de mejorar la resolución de dichas mediciones.

Esto se debe a que en varias áreas industriales como en la microelectrónica, es necesario obtener perfiles de diversas superficies con una gran precisión. Para este propósito se han desarrollado diferentes técnicas como las interferométricas (Bennet, 1976), las que miden la luz esparcida por el objeto, (Slovery Sernti, 1984) y las técnicas heterodinas, (Sommargren, 1981). Sin embargo estas técnicas son difíciles de implementar ya que la mayoría de ellas necesitan un conocimiento previo de la superficie que se debe medir, (Shi, 1995).

El objetivo del proyecto fue realizar un sistema que permita medir con precisión superficies especulares en el que la información óptica de la superficie a analizar se convierta en modulación de amplitud de una señal temporal.

Para realizar este objetivo se estudió el funcionamiento del microscopio acústico de barrido láser. Ya que este sistema permite la detección de pequeñas irregularidades superficiales presentes en una placa de vidrio muy delgada que se utiliza como transductor. El microscopio acústico de exploración láser utiliza el borde de una navaja para detectar la rugosidad del transductor. De este estudio se obtuvo el primer resultado del proyecto al encontrar que la resolución de este sistema puede incrementarse sustituyendo la navaja por un escalón de fase (Cywiak y Solano, 1999). Sin embargo el problema principal de estos sistemas es la asimetría de la función de transferencia lo que complica la electrónica asociada al sistema.

El sistema propuesto, denominado detector de haz de referencia, es en realidad una versión interferométrica de un microscopio acústico. Entre las ventajas encontradas está que su función de transferencia es simétrica y que este sistema puede aplicarse a otro tipo de mediciones.

En el detector de haz de referencia las irregularidades locales se codifican como variaciones en amplitud de una portadora temporal de forma sinusoidal. Por esta razón la superficie bajo prueba debe vibrar a una frecuencia predeterminada.

El sistema obtenido puede aplicarse a la detección de imágenes acústicas (Cywiak y Solano, 1999) y a la detección de membranas vibrantes (Cywiak, et al., 1999).

En estos casos, al incidir la onda acústica sobre el transductor en el primer caso y en la membrana en el segundo se introduce la portadora temporal deseada. Sin embargo este sistema se puede adaptar también a la medición de pequeñas irregularidades superficiales de objetos reflectores (espejos) en los que se induce la vibración requerida utilizando un cristal piezoeléctrico (Cywiak y Solano, 1998).

Sin embargo para la medición de objetos especulares no siempre es conveniente vibrar el objeto por lo que se está desarrollando un sistema alternativo para introducir la frecuencia temporal, (Baltazar, 1998, 1999 a y b).

2 Descripción del Uso del Haz de Referencia

Generar una señal temporal como portadora de la información óptica, no es condición suficiente para obtener una medición útil. La mayoría de los sistemas que incorporan una modulación temporal proporcionan señales moduladas en ángulo, (Drain, 1980) por lo que la energía se dispersa entre los diferentes armónicos que componen la señal. Esta situación hace necesario el empleo de instrumentación de muy alta precisión.

Además, en condiciones de señales muy débiles, que corresponden a rugosidades superficiales muy pequeñas, la información óptica puede quedar inmersa en el ruido.

La introducción de un haz de referencia adelantado en fase 90° con respecto a la señal proveniente del objeto permite mejorar notablemente la sensibilidad y la resolución del sistema y proporciona el carácter de modulación en amplitud en lugar de modulación en ángulo.

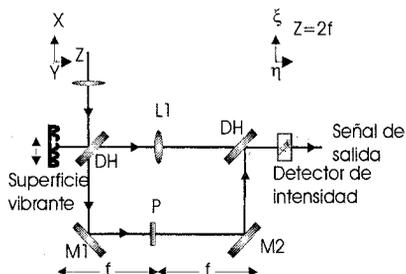


Fig. 1 Esquema básico del detector del haz de referencia. Donde M = espejos, L= lentes y DH divisores de haz, i= 1,2, P es la placa retardadora. La superficie vibrante es el elemento transductor del sistema. Por comodidad las lentes L1 y L2 tienen la misma distancia focal

En el sistema propuesto, en lugar de emplear un haz que ilumine todo el objeto, el haz proveniente del láser se concentra en una pequeña mancha de unas cuantas micras de diámetro con lo que se mejora la resolución del sistema.

Para describir el esquema básico del detector de haz de referencia consideremos que el objeto se localiza en el plano (x,y), Fig. 1 y que el objeto, h(x,y,t) se encuentra vibrando en dicho plano en una dirección perpendicular a la normal a su superficie.

El haz de prueba tiene un perfil de intensidad gaussiano con semiancho r₀, potencia P/2 (mW) y esta centrado en el punto (x₀, y₀), por lo que se puede expresar matemáticamente por

$$\Psi(x, y; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right) \quad (1)$$

Como se observa en la Fig. 1, una parte del haz se utiliza en el haz de referencia.

El haz de prueba se modula en fase al reflejarse sobre la superficie del objeto. Debido a que se desea analizar irregularidades superficiales muy pequeñas es posible utilizar la aproximación de que la variación de fase introducida por el objeto es muy pequeña o sea, kh(x,y) << 1. Donde k = 2B/λ y λ la longitud de onda de la luz utilizada.

Inmediatamente después de la reflexión el haz puede escribirse como

$$\Psi(x, y; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right) (1 + i2kh(x, y, t)) \quad (2)$$

La lente L1 realiza la transformada de Fourier del haz reflejado en el plano de coordenadas (ξ, η, z = 2f). A la vez el haz la transformada de Fourier del haz de referencia, debido a la lente L₂, se retrasa en fase 90° con la placa retardadora. Los dos haces se superponen coherentemente en el plano del detector. De esta forma, la potencia acumulada por el detector está dada por

$$P_D = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I d\xi d\eta \quad (3)$$

Donde

$$I = (\Psi + \Psi_R)(\Psi + \Psi_R)^*$$

es la intensidad total en ese plano. Los límites de la integral se consideran de -∞ hasta +∞ debido a que el haz es muy estrecho comparado con las dimensiones del área activa presentada por el fotodiodo.

De esta forma la potencia detectada por el detector puede escribirse como

$$P_D(x_0, y_0, t) = \frac{P}{\pi r_0^2} \left[\frac{\pi r_0^2}{2} + 4k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}} h(x, y, t) dx dy \right] \quad (4)$$

La parte temporal de esta última ecuación corresponde a la convolución de dos funciones, la respuesta al impulso del sistema, con la señal de entrada, que representa a las irregularidades superficiales del objeto.

De la Ec. 4, podemos observar que la señal detectada por el sistema puede representarse en su totalidad por una respuesta al impulso dependiente del tiempo, que es representativa de los procesos involucrados en la detección como son: modulación del haz de prueba, heterodinización de las señales, detección de cuadratura y colección total de potencia. Esta respuesta al impulso del sistema puede escribirse como

$$\mathfrak{I}(x_0, y_0) = P \frac{4k}{\pi r_0^2} \exp\left(-2 \frac{x_0^2 + y_0^2}{r_0^2}\right), \quad (5)$$

La respuesta al impulso representada por la Ec. 5 tiene forma gaussiana con simetría en los ejes coordenados, cuyo semi-ancho es del orden de r_0 con altura $\approx 1/r_0^2$. Es necesario notar que si bien esta función representa el caso ideal el hecho de que se utilice un haz con dimensiones muy reducidas nos permite utilizar la región paraxial de la lente por lo que la respuesta real del sistema será muy similar a la representada en la Ec. 5.

Con el fin de recuperar el valor de $h(x,y,t)$, la información óptica puede considerarse como si se observara a través de una ventana simétrica, aproximadamente uniforme, que se extiende desde $-r_0/\sqrt{2}$ hasta $r_0/\sqrt{2}$ con centro en (x_0, y_0) . Este hecho nos permite escribir la parte temporal de la Ec. 4, como

$$P_D = \frac{P}{\pi r_0^2} 4k \int_{x_0-r_0/\sqrt{2}}^{x_0+r_0/\sqrt{2}} \int_{y_0-r_0/\sqrt{2}}^{y_0+r_0/\sqrt{2}} h(x, y, t) dx dy, \quad (6)$$

Con el fin de evaluar la ecuación anterior podemos suponer que, (Cywiak y Solano, 1998):

$$h(x,y,t) = f(x)g(y)T(t)$$

tal que:

$$\int f(x)dx = F(x) + A, \quad \int g(y)dy = G(y) + B, \quad (7)$$

donde A y B son constantes.

La Ec. (6) puede evaluarse como

$$P_D = \frac{P}{\pi r_0^2} 4kT(t) [F(x_0 + r_0/\sqrt{2}) - F(x_0 - r_0/\sqrt{2})] [G(y_0 + r_0/\sqrt{2}) - G(y_0 - r_0/\sqrt{2})]. \quad (8)$$

Expandiendo en primer orden las funciones F y G alrededor del punto (x_0, y_0) , obtenemos

$$P_D = \frac{P}{\pi r_0^2} 4kT(t) [2f(x_0)r_0/\sqrt{2}] [2g(y_0)r_0/\sqrt{2}] \quad (9)$$

que puede escribirse finalmente como

$$P_D = \frac{P}{\pi r_0^2} 16k h(x_0, y_0, t) (r_0/\sqrt{2})^2 T(t). \quad (10)$$

La Ec. 10 muestra de manera explícita que la parte temporal de la señal detectada por el fotodiodo es directamente proporcional a las variaciones superficiales del objeto bajo estudio.

Con el fin de encontrar el límite de respuesta del sistema en el espacio de frecuencias, calculamos la transformada de Fourier de la Ec. (5); de esta forma la función de transferencia del sistema puede expresarse como

$$T(f_x, f_y) = P4k \exp\left(-\pi^2 r_0^2 \frac{f_x^2 + f_y^2}{2}\right), \quad (11)$$

De la Ec. 11 puede observarse que la función de transferencia del sistema es una función gaussiana, isotrópica centrada en el origen del sistema coordinado de frecuencias espaciales. Esta función se encuentra graficada en la Fig. 2. El hecho de que el sistema presente máxima respuesta en el origen de las frecuencias espaciales tiene la ventaja de no imponer ninguna restricción sobre el valor de r_0 lo que permite el empleo de semi-anchos del haz de prueba muy estrechos.

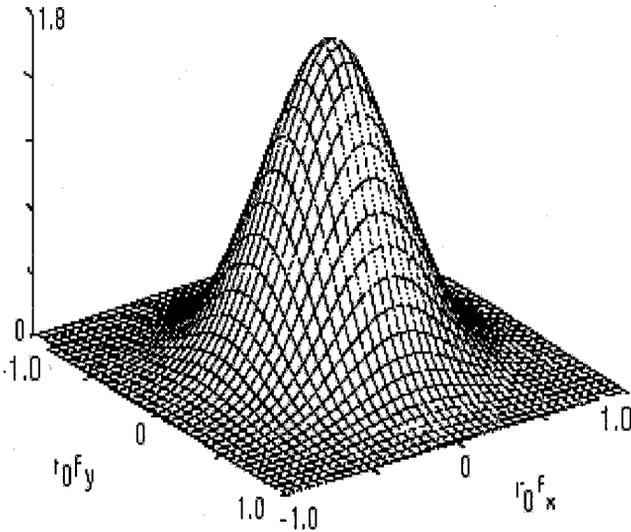


Fig.2 Función de transferencia normalizada correspondiente al método del haz de referencia cuando el haz de prueba tiene perfil gaussiano

De esta forma es posible extender la respuesta a señales ópticas de muy baja frecuencia espacial así como a detalles muy finos de la superficie caracterizados por componentes de altas frecuencias.

Además, como la función de transferencia es simétrica con respecto a los ejes coordenados, no se tiene una dirección preferente de detección por lo que el detector de irradiancia puede colocarse en el plano de detección libremente y el objeto puede hacerse vibrar en cualquier dirección dentro del plano coordenado del objeto.

3 Medición de Irregularidades Superficiales

Utilizando la Ec. (5) podemos escribir a la Ec. (4) como

$$P_D(x_0, y_0, t) = \frac{P}{2} + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathfrak{A}(x-x_0, y-y_0) h(x, y, t) dx dy \quad (12)$$

Si vibramos el objeto senoidalmente, esto se representa matemáticamente como

$$h(x, y, t) = h(x + \delta_0 \cos(2\pi f_s t), y) \quad (13)$$

Donde δ_0 es la amplitud de la vibración senoidal. Las variaciones temporales pueden representarse como una serie de Taylor hasta el primer orden como

$$h(x, y, t) = h(x, y) + \frac{\partial h(x, y)}{\partial x} \delta_0 \cos(2\pi f_s t) \quad (14)$$

Sustituyendo este resultado en la Ec. (12) podemos observar que podemos escribir el término correspondiente a las variaciones temporales como:

$$P_t(x_0, y_0, t) = S \delta_0 \cos(2\pi f_s t) \mathfrak{A}(x-x_0, y-y_0) \frac{\partial h(x, y)}{\partial x} dx dy \quad (15)$$

donde $S = \text{cte}$. De la Ec. (15) podemos observar que la parte de la potencia dependiente del tiempo acumulada por el detector puede expresarse como una señal temporal modulada en amplitud. Esta amplitud corresponde a la pendiente de la superficie del objeto que puede observarse a través de una ventana gaussiana. Realizando un tratamiento similar al de las Ecs. (6-10) obtenemos

$$P_t(x_0, y_0, t) = \frac{16P}{\lambda} \delta_0 \cos(2\pi f_s t) \frac{\partial h(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=x_0, y=y_0} \quad (16)$$

De acuerdo con la Ec. (16), $h(x, y)$ puede recuperarse utilizando un detector electrónico y un simple integrador.

En el caso de un movimiento tipo pistón (en la dirección z) la función temporal para la superficie del objeto toma la forma

$$h(x, y, t) = h(x) + \delta_0 \cos(2\pi f_s t) \quad (17)$$

Entonces, la parte temporal del sistema se convierte en una señal senoidal con amplitud constante de valor δ_0 . Sin embargo, en este caso la superficie se mueve en la dirección del eje óptico una cantidad Δz medida desde su posición inicial en $z=0$. Consecuentemente, si se introduce consistentemente el término de fase $\exp(i2k\Delta z)$, en la Ec. (2) la parte temporal de la Ec. (2) se verá multiplicada por el término $\cos(2k\Delta z)$. Este término modifica la sensibilidad del sistema. Por ejemplo, si al colocar el objeto existe un error equivalente a una inclinación de 0.25° y se emplea una longitud de exploración de $4\mu\text{m}$, el error máximo será de 6%.

4 Resultados Experimentales

El arreglo experimental utilizado corresponde al de la Fig. (1). Donde el objeto vibra con un cristal piezoeléctrico, (Cywiak y Solano, 1998).

Para obtener el haz de prueba se utilizó un láser de He-Ne con un semiancho de $30\mu\text{m}$ y una potencia de 0.2 mW. Las dimensiones del fotodiodo seleccionado fueron mucho mayores a las de los haces detectados. El área del detector seleccionado fue de $0.8 \times 0.5\text{cm}^2$. La señal de salida se amplificó por un factor de 10^6 . La señal alterna a la salida fue observada en un tubo de rayos catódicos y al mismo tiempo enviada al detector de envolvente e integrador para la medición del voltaje de dc.

La superficie utilizada tenía una calidad de $\lambda/10$ en un área circular de 2.0 cm de radio. En esta superficie se depositó por evaporación un escalón de aluminio con una altura aproximada de $\lambda/200$. Se verificó la calidad de varias secciones (con un área de $3 \times 3 \text{ mm}^2$) de la superficie utilizando un interferómetro Wyko®. El valor rms máximo fue de $\lambda/200$.

La superficie bajo prueba se hizo vibrar de manera senoidal en la dirección x de acuerdo al arreglo esquemático de la Fig. 1. Esta vibración se obtuvo utilizando un cristal PZT sometido a una frecuencia de vibración $f_x = 93 \text{ Hz}$ determinada experimentalmente. La amplitud de la vibración fue de $\lambda/50$ aproximadamente, esta se seleccionó de manera tal que permitiera obtener la máxima señal de salida de forma senoidal.

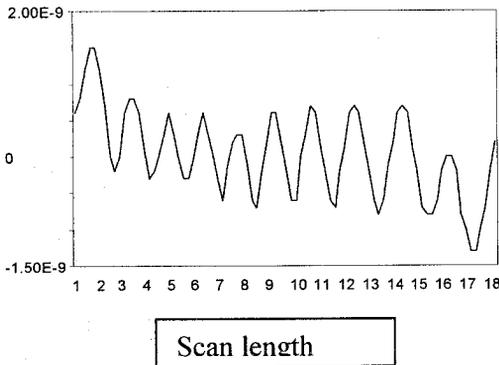


Fig. 3. Resultados experimentales obtenidos por el método del haz de referencia. El eje de las ordenadas representa el perfil de rugosidades en unidades de metros

La superficie bajo prueba se exploró por medio del mismo PZT. Para este propósito se añadió una componente dc a la señal senoidal aplicada al PZT. El voltaje de dc se calibró contando las franjas generadas en el patrón de interferencia sobre el plano del detector. Para realizar la exploración se utilizó un potenciómetro de precisión de 10 vueltas.

El valor estimado de $h(x,y)$ se obtuvo considerando las constantes multiplicativas que aparecen en las ecuaciones. La máxima señal de salida se tomó como $1.0 \pm 0.1 \text{ V}$ y la respuesta del fotodiodo de 0.4 A/W . El máximo valor de rugosidad fue de aproximadamente $\lambda/600 \pm 10\%$. La Fig. 3 muestra los resultados experimentales obtenidos.

5 Visualización de Ondas Acústicas

A continuación se presenta una técnica que utiliza los principios de la portadora temporal con el método del haz de referencia para visualizar ondas acústicas.

El sistema que se describe a continuación se modificó utilizando una sola lente para formar una imagen en el plano detector. De este modo el sistema es un interferómetro Mach-Zender modificado. La Fig. 4 muestra el diagrama esquemático.

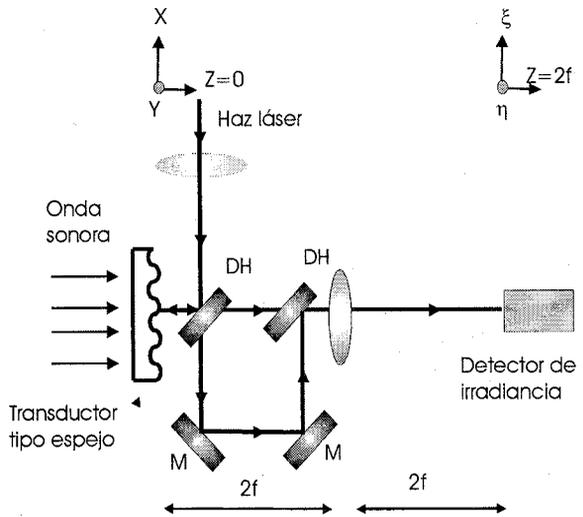


Fig. 4 Diagrama esquemático para el sistema de visualización de ondas acústicas. La lente forma la imagen del transductor en el plano de detección del fotodiodo. DH representa un divisor de haz y M los espejos

El haz de prueba tiene una distribución de amplitud de la forma $\Psi(x-x_0, y-y_0)$, donde el punto de incidencia (x_0, y_0) se localiza en la superficie del transductor acústico colocado en el plano $(x,y,z=0)$.

El haz de referencia se obtuvo utilizando el divisor de haz, el cual se retrasa a $\pi/2$ con respecto al haz de prueba. Los dos haces se superponen en el plano del detector.

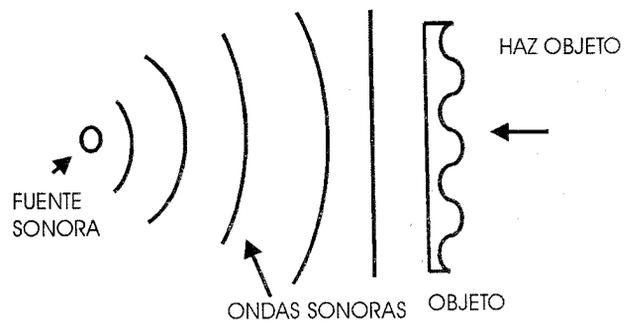


Fig. 5 Detalle del método de iluminación de las ondas acústicas sobre el transductor sonoro

Analizando la propagación del haz gaussiano a través de las diversas componentes y sumando coherentemente el haz de referencia en el plano del detector obtenemos que la potencia total acumulada por el detector, para una dimensión, puede escribirse como

$$P_i(x_0, t) = \frac{kP_0}{\pi r_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-2\left(\frac{x-x_0}{r_0}\right)^2\right] h(x) \cos(\omega_s t - \phi(x)) dx, \quad (18)$$

donde ω_s es la frecuencia de la onda sonora y $\phi(x)$ representa las variaciones de fase de la onda acústica.

Como se describió anteriormente la onda acústica puede observarse a través de una ventana de ancho $r_0/\sqrt{2}$ centrada en el punto (x_0, y_0) . Utilizando el tratamiento descrito previamente encontramos que la señal obtenida a la salida del sistema es

$$V_{sig}(t) = \frac{4}{\lambda} P_0 \alpha R_f h(x) \cos(\omega_s t - \phi(x)), \quad (19)$$

donde α es la responsabilidad del fotodiodo y R_f la resistencia de retroalimentación del sistema de amplificación.

6 Resultados Experimentales

El transductor acústico consistió en una película de nitrocelulosa de $5\mu\text{m}$ de grosor y 54 mm de diámetro. La película se sujetó alrededor de su borde por medio de un anillo metálico. La cara frontal de la película se aluminizó lo suficientemente gruesa hasta obtener un acabado tipo espejo. La Fig. 5 muestra la incidencia de las ondas acústicas en el transductor. El generador consistió en una bocina entonada a la frecuencia de 500 Hz colocada a 50 cm del transductor.

El haz de prueba se obtuvo a partir de una haz láser de He-Ne utilizando una potencia de 0.1 mW y su semiancho se redujo a $30\mu\text{m}$. El sistema de fotodiodo y amplificador fue el mismo que en el experimento anterior. El detector de envolvente se entonó a la frecuencia de excitación. La señal de salida presentó una amplitud máxima de 1.3 V lo que corresponde a una amplitud de la película de $\lambda/500$.

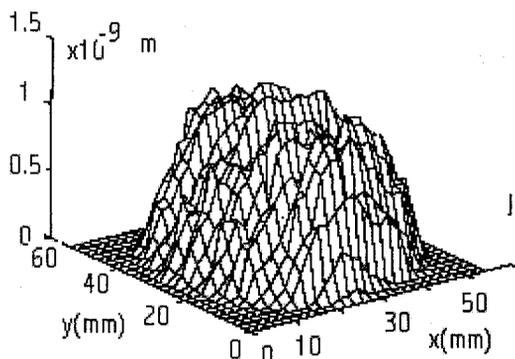


Fig. 6. Resultados experimentales obtenidos con el método de visualización de ondas acústicas. El eje de las ordenadas representa la perturbación de la película de nitrocelulosa

La exploración de la superficie del transductor se obtuvo trasladando el detector y tomando datos cada 2 mm . Los resultados experimentales obtenidos se muestran en la Fig. 6. De esta figura se puede observar que la excursión máxima de la película resultó cercana a su centro donde la película es más flexible y en las proximidades de las orillas su amplitud decrece. En general estos resultados dependerán del grosor y características del transductor en particular.

7 Conclusiones

En este trabajo se ha presentado el diseño y el desarrollo experimental de un sistema de medición óptico de tipo heterodino que utiliza un haz de prueba. Este sistema presenta la información en la forma de la modulación en amplitud de una señal con portadora temporal. En particular se demostró que la portadora temporal puede generarse por medio de la vibración del objeto. El prototipo propuesto incorpora un haz de referencia retrasado o adelantado en fase 90° con respecto al haz de prueba con el fin de mejorar la sensibilidad del sistema.

El método descrito funciona adecuadamente bajo la suposición de que la información que se desea analizar sea pequeña en comparación con la longitud de onda del haz de prueba, ya sea la amplitud de la onda acústica o las irregularidades superficiales del objeto que se estudia.

Una de las ventajas del sistema es que utiliza un área muy pequeña de las componentes ópticas lo que permite reducir la calidad de las componentes ópticas utilizadas. Ofreciendo así una técnica alternativa de bajo costo para este tipo de mediciones.

Referencias

- Baltazar R., Solano C., Cywiak M. y Camacho P. Alma, "Incorporación de una señal temporal por medio de una rejilla de difracción de un sistema de medición," XLI Congreso Nal. Física, SLP (1998).
- Baltazar R., Solano C., y Camacho P. Alma, "Sistema de medición de irregularidades superficiales incorporando una señal temporal," 6° Simposium Estatal de Inv. Y Des Tec., Ags., Septiembre (1999 a).
- Baltazar R., Solano C., Martínez P.G., y Camacho P. Alma, "Estudio y análisis de diferentes métodos heterodinicos con aplicación en mediciones con técnicas ópticas," XLII Congreso Nal. Fis., Octubre (1999 b).
- Bennet J.M., "Measurement of the rms roughness, autocovariance functions and other statistical properties of optical surfaces using FECCO scanning interferometer," Appl. Opt., **15**, 2705-2721 (1976).
- Cywiak M., Solano Cristina, Wade Gade y Isakson S., "Reference-Beam Detection for Scanning Laser Acoustic Microscopy," J. Acoustic Society of America (JASA), **103**, 2478-2482 (1998).



Cristina Solano, estudió la carrera de Física en la Facultad de Ciencias de la Universidad Autónoma de México. Posteriormente realizó estudios de posgrado en el Imperial College en Londres Inglaterra y el doctorado en la Universidad Laval en Quebec, Canada. Actualmente es investigador titular en el Centro de Investigaciones en Optica, A.C.

Moisés Cywiak, recibió el título de físico de la Universidad Nacional Autónoma de México y la Maestría en ingeniería eléctrica en 1989 en el Centro de Investigación Científica y de Educación Superior en Ensenada (CICESE). Recibió el doctorado en el Centro de Investigaciones en Optica en 1988 y realizó posdoctorado en la Universidad de Delaware en 1999.



Rosario Baltazar, es Ingeniero en Electrónica y Comunicaciones de la Universidad Autónoma de Zacatecas, México. Actualmente realiza sus estudio sde doctorado en Óptica en el Centro de Investigaciones en Óptica . Sus áreas de interes son la Holografía, los sistemas heterodinos y las aplicaciones ópticas a la medicina.



Alma A. Camacho, recibió el título de Ingeniero en Electrónica y Comunicaciones en 1995 de la Universidad de Guanajuato en México. Actualmente realiza sus estudios de Doctorado en el Centro de Investigaciones en Óptica, A.C. en el área de holografía. Sus áreas de interes son micro-optica, holografía, diseño óptico y sistemas heterodinos.



Geminiano Martínez-Ponce, recibió el título de Físico en la Universidad Veracruzana. Actualmente realiza sus estudios de doctorado en el Centro de Investigaciones en Óptica, A.C. Sus áreas de interes son la Óptica de Fourier y los materiales fotoanisotrópicos y materiales fotorefractivos.

