ANÁLISIS DE LA VARIACIÓN DEL ESPESOR DE OBJETOS DE FASE POR INTERFEROMETRÍAS DE DESPLAZAMIENTO LATERAL Y DE BARRIDO CON LUZ POLICROMÁTICA

HERNANDO ALTAMAR MERCADO

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FISICA

BUCARAMANGA

2004

ANÁLISIS DE LA VARIACIÓN DEL ESPESOR DE OBJETOS DE FASE POR INTERFEROMETRÍAS DE DESPLAZAMIENTO LATERAL Y DE BARRIDO CON LUZ POLICROMÁTICA

HERNANDO ALTAMAR MERCADO

Trabajo de investigación como requisito

para optar el título de **MAGISTER**

Director.

ARTURO PLATA GÓMEZ

Doctor en Física

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FISICA

BUCARAMANGA

2004

AGRADECIMIENTOS

Es de la persona sencilla agradecer a quienes, de cualquier forma son partícipes de su avance:

Al Doctor **Arturo Plata Gómez**, por su dirección y apoyo durante la ejecución del proyecto.

A mi compadre José Sierra, por su apoyo y acogida en el seno de su familia.

A todos los integrantes del **GRUPO DE ÓPTICA Y TRATAMIENTO DE SEÑALES DE LA UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER**, por sus aportes y consejos muchos de los cuales fueron útiles para la ejecución del proyecto, por eso agradecimientos especiales a Alberto Patiño, Néstor Arias, Zandra y Rafael.

Al Doctor Yesid Torres Moreno y al Doctor Daniel Malacara Hernández, Miembro del Centro de Investigaciones en óptica, de Guanajuato México, por sus aportes bibliográficos.

Al señor Henry Sánchez por su gran colaboración.

A mis padres y a mi esposa Claudia,

a quienes llevo en el corazón

TABLA DE CONTENIDO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

Pág.

LISTA DE TABLAS

RESUMEN

En este trabajo se hace el análisis de la variación del espesor de objetos de fase, mediante las técnicas interferométricas de desplazamiento lateral y de barrido con iluminación policromática transmitida.

Se utiliza un sistema óptico compuesto por un microscopio de interferencia PERAVAL interphako Carl-Zeiss al que se le acopla una cámara CCD monocromática controlada mediante un software diseñado para la adquisición de imágenes. El microscopio de interferencia se calibra previamente, tanto en su campo de observación, como en sus mecanismos interferométricos y de desplazamiento lateral, para luego obtener imágenes interferométricas correspondientes a objetos de fase a través de los cuales se hace propagar un haz luminoso.

Se implementa el procedimiento interferométrico de barrido para variar el estado de interferencia. Este proceso se efectúa con la rotación, a través del software, de un motor paso a paso con el cual se desplaza una cuña delgada de vidrio. El desplazamiento de la cuña es perpendicular al eje óptico de uno de los brazos de un interferómetro Mach-Zehnder incorporado al microscopio.

Se aprovecha la propiedad que se presenta en la intensidad de un interferograma con luz policromática. Esta propiedad está basada en la presencia de un máximo absoluto,

bien localizado, de la función envolvente en la función de autocorrelación. La posición del máximo de la función de autocorrelación, se encuentra con un algoritmo de optimización, basado en el método Levenberg-Marquardt. Este proceso se realiza para un arreglo rectangular de puntos (x,y) de las imágenes de los objetos bajo estudio. La posición del máximo de la función de autocorrelación presenta información de la variación o gradiente de espesor en la dirección del desplazamiento lateral.

Finalmente, se presenta un algoritmo para aproximar, por funciones B-spline, el espesor de los objetos a partir del gradiente encontrado anteriormente.

ABSTRACT

In this work becomes the analysis of the variation of the thickness of phase objects, by means of the techniques lateral shearing interferometry and scanning interferometry with transmitted polychromatic light.

An optical system made up of a microscope of interference PERAVAL is used Interphako Carl-Zeiss to whom a controlled monochrome camera CCD by means of a software designed for the acquisition of images is reconciled to him. The interference microscope is calibrated previously, as much in its observation field, like in its interferometric mechanisms and of lateral displacement, soon to obtain interferometric images corresponding to phase objects through which a luminous beam propagates.

The scanning interferometric procedure is implemented to vary the interference state. This process takes place with the rotation, through software, of a step motor with which a thin glass wedge moves. The displacement of the wedge is perpendicular to the optical axis of one of the arms of a Mach-Zehnder interferometer incorporated to the microscope.

We take advantage of the property that appears in the intensity of interferograma with polychromatic light. This property is based on the presence of an absolute maximum,

located well, of the envelop function in the autocorrelation function. The position of the maximum of the autocorrelation function is determined with an algorithm of optimization, based on the Levenberg-Marquardt method. This process is made for a rectangular array of points (x, y) of the images of the objects under study. The position of the maximum of the autocorrelation function presents information of the variation or gradient of thickness in the direction of the lateral displacement. Finally, an algorithm appears to approximate, by functions B-spline, the thickness of the objects from the found gradient previously.

INTRODUCCION

En el estudio de superficies y especimenes transparentes, se han utilizados varios métodos que van desde el rango macroscópico hasta el microscópico[1,2,3], según las dimensiones de la superficie bajo estudio.

En el rango microscópico, la interferometría aparece como una de las técnicas de mayor resolución[4] para hacer el estudio de las variaciones de fase a través de un frente de onda, esas variaciones están muy relacionadas con características bien sea del medio donde se propaga la onda o de las superficies en la cuales se refleja la onda. Dentro de los métodos interferométricos, está muy difundida la técnica de microscopía interferencial para hacer estudios topográficos de superficies nanométricas[5], en particular, la microscopía interferencial por reflexión. En esta técnica se ha utilizado diversos microscopios de interferencia con objetivos tipo Michelson, Mirau y Linnik[6] además de otros sistemas ópticos.

En el caso de especimenes transparentes, las variaciones de fase están relacionadas con su espesor, y en este sentido, la medida de espesores de objetos delgados es un de proceso fundamental requerido en muchos campos. En la industria, por ejemplo, la medida de espesores de películas transparentes de muchos materiales es muy importante para el control de calidad. En investigaciones científicas se utiliza para controlar el proceso de deposición en el crecimiento de cristales[7,8].

Se han desarrollado muchas técnicas interferométricas[9] y algoritmos[10,11,12] para extraer la fase del frente de onda, pero en varias de ellas se necesita un frente de onda de referencia, lo que hace que el sistema interferométrico utilizado incremente su costo. El frente de onda de referencia no se necesita cuando se trabaja con la técnica interferométrica shearing[13].

Este trabajo de investigación estuvo dedicado al análisis de la variación del espesor de objetos de fase, mediante la combinación de dos técnicas: la interferometría de desplazamiento lateral y la interferometría de barrido con iluminación policromática transmitida.

El informe de la investigación está escrito de la siguiente manera:

En el capítulo primero se mencionan algunos conceptos básicos que fueron utilizados en gran parte del trabajo. Dentro de tales conceptos están los de ondas monocromáticas y policromáticas, además, los conceptos de intensidad, potencia y energía.

En el capítulo segundo de detallan conceptos importantes como la teoría de la coherencia.

En el capítulo tercero se desarrolla el tema de interferometría y dentro de este, se destaca la interferometría shearing lateral.

En el capítulo cuarto se detallan el sistema óptico y el software utilizados en la investigación para la adquisición de imágenes.

El capítulo quinto está dedicado a la calibración del sistema óptico, proceso importante en cualquier trabajo de metrología.

El capítulo sexto habla del proceso para realizar las medidas de diferencias de espesor de películas trasparentes

En el capítulo séptimo se presenta un algoritmo con el cual se aproxima a una función a partir de las diferencias de la misma, además se evalúa con funciones analíticas y se aplica a los diferencias de espesor experimentales descritas en el capítulo sexto.

1. CONCEPTOS GENERALES

En el presente capítulo se presentan algunos conceptos básicos, que serán utilizados en gran parte del trabajo. Dentro de tales conceptos están los de ondas ópticas, monocromáticas y policromáticas.

1.1 LA ECUACIÓN DE ONDA

La luz se propaga en forma de ondas. En el espacio libre, la onda de luz viaja con rapidez c_0. Un medio transparente y homogéneo, como el vidrio, se caracteriza por una constante llamada índice de refracción $n \geq 1$. En un medio de índice de refracción n, la onda luminosa viaja con rapidez reducida:

$$c = \frac{c_0}{n}. \tag{1.1}$$

Una onda óptica se describe matemáticamente por una función de la posición $\vec{r}\,(x, y, z)$ y del tiempo t, denotada por $a(\vec{r}, t)$ y conocida como función de onda, la cual satisface la ecuación:

$$\nabla^2 a - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 a}{\partial t^2} = 0 \tag{1.2}$$

Donde ∇^2 es el operador Laplaciano. Cualquier función que satisfaga la ecuación 2 representa una posible onda óptica.

Debido a que la ecuación 2 es una ecuación diferencial lineal, el principio de superposición implica que si $a_1(\vec{r})$ y $a_2(\vec{r})$ representan dos ondas ópticas entonces la función $a(\vec{r},t) = a_1(\vec{r},t) + a_2(\vec{r},t)$ también representa una posible onda óptica,

1.2 INTENSIDAD, POTENCIA Y ENERGÍA

La intensidad óptica $I(\vec{r},t)$, se define como la potencia óptica por unidad de área; es proporcional al valor medio del cuadrado de la función de onda:

$$I(\vec{r},t) = 2\langle a^2(\vec{r},t)\rangle. \tag{1.3}$$

La operación $\langle\ .\ \rangle$ denota el valor medio sobre un intervalo de tiempo mucho más grande que la duración de un ciclo óptico, pero más corto que cualquier otro tiempo de interés, como por ejemplo, la duración de un pulso de luz.

Aunque el significado físico de la función de onda $a(\vec{r},t)$ no ha sido especificado, la ecuación 1.3 representa su conexión con una cantidad físicamente medible; la intensidad.

La potencia óptica, representa el flujo sobre un área normal a la dirección de propagación de la luz y se define:

$$P(t) = \int_A I(\vec{r},t)\, dA \tag{1.4}$$

Donde, A es la superficie a través de la cual se quiere determinar la potencia.

La energía óptica colectada en un intervalo de tiempo dado, es la integral respecto al tiempo de la potencia óptica sobre el intervalo de tiempo.

1.3 ONDAS MONOCROMÁTICAS

Una onda monocromática se representa por una función de onda con dependencia armónica del tiempo de la forma:

$$a(\vec{r},t) = a(\vec{r})\, cos\left[2\pi \nu t + \varphi\,(\vec{r})\right], \tag{1.5}$$

Donde $a(\vec{r}), \varphi(\vec{r})$ y ν son la amplitud, fase y frecuencia respectivamente.

Tanto la amplitud como la fase de una onda, son generalmente funciones de la posición, pero la función de onda es una función armónica del tiempo con frecuencia v en toda posición. La frecuencia de las ondas ópticas se encuentran entre 3×10^{11} a 3×10^{16} Hz.

Es conveniente representar la función de onda en términos de una función compleja:

$$U(\vec{r},t) = a(\vec{r})\, exp\left[\mathrm{j}\varphi(\vec{r})\right] exp\left[\mathrm{j}2\pi vt\right], \tag{1.6}$$

Conocida como la función de onda compleja, la cual se puede expresar en la forma:

$$U(\vec{r},t) = U(\vec{r})\, exp\left[\mathrm{j}2\pi vt\right], \tag{1.7}$$

Donde $U(\vec{r}) = a(\vec{r})\, exp\left[\mathrm{j}\varphi(\vec{r})\right]$ se le llama amplitud compleja.

Usando la ecuación 1.6 se tiene que:

$$a(\vec{r},t) = \mathrm{Re}\{U(\vec{r},t)\} = \frac{1}{2}\left[U(\vec{r},t) + U^{*}(\vec{r},t)\right] \tag{1.8}$$

Donde $U^{*}(\vec{r},t)$ es el complejo conjugado de $U(\vec{r},t)$.

La intensidad óptica se puede expresar en términos de la amplitud compleja como:

$$I(\vec{r}) = \left|U(\vec{r})\right|^2 \tag{1.9}$$

Como vemos, la intensidad es el cuadrado del módulo de la amplitud compleja.

La fase de una onda define lo que se conoce como frente de onda, el cual es una superficie formada por todos aquellos puntos del espacio con igual fase.

1.4 ONDAS POLICROMÁTICAS

La función de onda monocromática es una función armónica del tiempo que se extiende sobre todo tiempo, esta es una idealización que no se encuentra en la realidad. Lo que se encuentra en la realidad es una onda policromática de corta duración, incluyendo en este tipo de ondas a los pulsos ópticos. Una onda policromática puede expandirse como la suma de ondas monocromáticas por medio de los métodos de Fourier.

Una función arbitraria del tiempo, $a(\vec{r},t)$, se puede representar con la integral de superposición de funciones armónicas de diferente amplitud, frecuencias y fases,

$$a(\vec{r},t) = \int_{-\infty}^{\infty} U_v(\vec{r}) \exp(j2\pi vt)\, dv \tag{1.10}$$

Donde $U_v(\vec{r})$ se determina por la transformada de Fourier[15]:

$$U_v(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\vec{r},t)\exp(-\mathrm{j}2\pi vt)\,dt \tag{1.11}$$

Dado que la función de onda es real, $U_v(\vec{r})$ debe ser una función simétrica en v y por lo tanto, la ecuación (1.10) puede expresarse en la forma:

$$a(\vec{r},t) = \int_0^{\infty} \left[U_v(\vec{r})\exp(\mathrm{j}2\pi vt) + U_v^*(\vec{r})\exp(-\mathrm{j}2\pi vt)\right]dv \tag{1.12}$$

La función de onda compleja para la onda policromática se define como:

$$u(\vec{r},t) = 2\int_0^{\infty} U_v(\vec{r})\exp(\mathrm{j}2\pi vt)\,dv \tag{1.13}$$

A partir de las ecuaciones (1.3), (1.8) y (1.13), se obtiene la siguiente expresión para la intensidad de una onda policromática:

$$I(\vec{r},t) = \frac{1}{2}\left\langle U^2(\vec{r},t)\right\rangle + \frac{1}{2}\left\langle U^{*2}(\vec{r},t)\right\rangle + \left\langle U(\vec{r},t)\, U^*(\vec{r},t)\right\rangle \tag{1.14}$$

2. COHERENCIA

La teoría de la coherencia es el estudio de las propiedades de la radiación, en términos de correlación entre las vibraciones de diferentes puntos en el espacio y en diferentes instantes.

En este capítulo se hace una breve presentación de la teoría de coherencia; un tratamiento extenso de esta teoría ha sido desarrollado en algunos textos por Born-Wolf, Steel, Hariharan, Saleh and Teich.

2.1 NOCIONES DE COHERENCIA

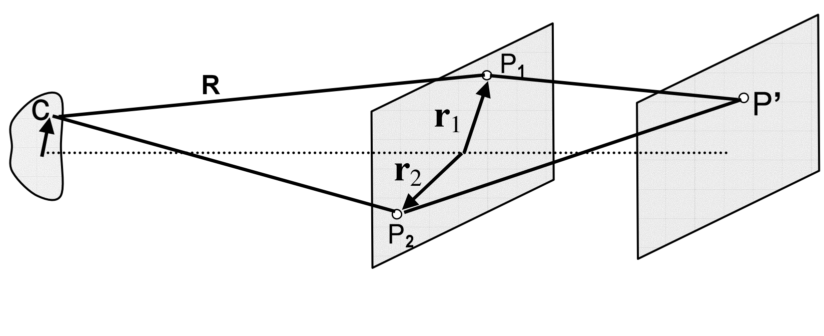

Figura 2.1. Esquema de un interferómetro de dos haces.

La interferencia es la más vieja y simple demostración de correlación; podemos ilustrar la base de la teoría de coherencia por medio de un interferómetro de dos haces, como el esquematizado en la figura 2.1, el cual se ilumina con una fuente extendida. Por el principio de Huygens, P_1 y P_2 se comportan como fuentes secundarias. Si observamos en un punto P', veremos la interferencia de los campos provenientes de cada una de las fuentes secundarias P_1 y P_2.

La amplitud del campo en P' es la superposición en amplitud de las contribuciones de todos los puntos de la fuente:

$$U(P^{'},t) = c_1 U_1(\vec{r}_1,t) + c_2 U_2(\vec{r}_2,t-\tau) \tag{2.1}$$

Donde $c_i U_i(\vec{u}_i, t-\tau_i)$ es la amplitud del campo proveniente de P_i y τ el retardo temporal, en llegar a $P^{'}$, de un camino con respecto al otro. Pero la cantidad a la cual se tiene acceso al registrar con la cámara CCD, y en general con cualquier detector cuadrático, es la intensidad, la cual en el punto $P^{'}$ viene dada por:

$$I(P^{'}) = \left\langle \left|U(P^{'})\right|^2 \right\rangle = \left\langle c_1 c_1^* U_1(\vec{r}_1,t) U_1^*(\vec{r}_1,t) \right\rangle + \left\langle c_2 c_2^* U_2(\vec{r}_2,t-\tau) U_2^*(\vec{r}_2,t-\tau) \right\rangle$$
$$+ 2\left\langle c_2 c_2^* U_2(\vec{r}_2,t-\tau) U_1^*(\vec{r}_1,t) \right\rangle \tag{2.2}$$

Esta ecuación muestra que la intensidad en $P^{'}$ es la suma de las intensidades de los campos provenientes de P_1 y P_2 más un termino dependiente de la correlación entre amplitudes de P_1 y P_2; el cual lo podemos definir como la *función de coherencia.*

$$\Gamma(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau) = \left\langle U_2(\vec{r}_2,t-\tau)U_1^*(\vec{r}_1,t)\right\rangle \tag{2.3}$$

Normalizando la función de coherencia podemos definir el *grado de coherencia.*

$$\gamma(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau) = \frac{\Gamma\,(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau)}{\sqrt{I_1(P^{,})I_2(P^{,})}} \tag{2.4}$$

$$\left|\gamma(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau)\right| \leq 1$$

A partir de la ecuación (1.14), la intensidad puede ser escrita como:

$$I(P^{,}) = I_1(P^{,}) + I_2(P^{,}) + 2\left[I_1(P^{,})I_2(P^{,})\right]^{1/2}\,\mathrm{Re}\{\gamma\;(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau)\} \tag{2.5}$$

La intensidad en P' depende de cómo estén correlacionados espacialmente los puntos P_1 y P_2 (coherencia especial), y la correlación temporal entre los diferentes paquetes de ondas que llegan a interferir en el punto P' (coherencia temporal).

2.2 COHERENCIA TEMPORAL

Las ondas electromagnéticas son emitidas por trenes de ondas sucesivos con una frecuencia promedio (v_0), la coherencia temporal esta determinada por la diferencia del tiempo de emisión de dos trenes para el cual dos trenes de ondas estén correlacionados entre sí. Para el caso cuasi monocromático[15], un tren de onda de amplitud constante y frecuencia promedio v_0 está dada por:

$$u(t) = a(t)e^{j2\pi v_0 t} \tag{2.6}$$

Donde $a(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(v)e^{j2\pi(v-v_0)t}dv$ y $f(v)$ es la distribución de frecuencia del tren de onda. Para el caso de interferometría por división de amplitud (interferómetro de Michelson), la intensidad en el plano de observación, está determinado por la correlación temporal de la amplitud de los trenes de onda provenientes de un mismo punto pero por caminos ópticos diferentes.

$$\Gamma(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau) = \Gamma(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\tau) = \langle a(t)a^*(t+\tau)\rangle e^{j2\pi v_0 t} = C(\tau)e^{j2\pi v_0 t} \tag{2.7}$$

La intensidad en P' está dada por:

$$I(P') = I_1(P') + I_2(P') + 2[I_1(P')I_2(P')]^{1/2}C(\tau)cos(2\pi v_0\tau) \tag{2.8}$$

La función $C(\tau)$ actúa como envolvente que modula las franjas. A partir de la relación entre $a(t)$ y $f(v)$ por medio de la transformada de Fourier, se puede demostrar que $C(\tau)$ es la transformada de Fourier de la densidad espectral de energía $\left(C(\tau) = TF\left[|f(v)|^2\right]\right)$.

La diferencia de tiempo $\Delta\tau$ para el cual las franjas son observadas está limitada, y se relaciona con el ancho de banda medio de la fuente por medio de la expresión $\Delta\tau = 1/\Delta v_{1/2}$. El tiempo $\Delta\tau$ es llamado *tiempo de coherencia,* además podemos definir una *longitud de coherencia* "l_c" como la diferencia de camino óptico para el cual el sistema de franjas es observado, y está dada por $l_c = c \cdot \Delta\tau$ donde c es la velocidad de la luz en el vacío.

2.3 COHERENCIA ESPACIAL

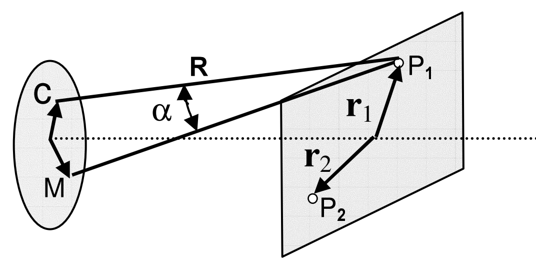

Figura 2.2. Esquema para la coherencia espacial.

La coherencia espacial es el grado de correlación entre dos puntos del espacio. Si observamos la correlación entre los dos puntos P_1 y P_2 y fijamos el retardo temporal τ. El grado de coherencia pasa a depender solo de la diferencia de fase determinada por $\vec{r}_1 - \vec{r}_2$, tomando el valor de la unidad cuando $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$, y este valor decrece alrededor de este punto definiendo un área de coherencia $(\Delta\vec{r})^2$. Con esta condición Steel define la *intensidad mutua* $J(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$. Según Saleh y Steel, cuando la diferencia de camino óptico es menor que la longitud de coherencia temporal, se puede considerar que la luz es coherente temporalmente y la función de coherencia mutua pasa a ser una función armónica en el tiempo.

$$\Gamma\left(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau\right) = J\left(\vec{r}_1, \vec{r}_2\right) \exp\left(\mathrm{j}\ 2\pi\, \nu_0 \tau\right) \tag{2.9}$$

Sea $U(t) = a(t)\, f(\alpha) e^{j 2\pi \nu_0 t}$ la amplitud del campo en un punto C de la fuente, según la figura 2.2. Donde $f(\alpha)$ es la repartición espacial de amplitud sobre la fuente. La amplitud por la contribución de todos los puntos de la fuente en el punto P_1 estará dada por.

$$U(x,t) = \int a\left(t + \tau + \tau'\right) f(\alpha) e^{j 2\pi \nu_0 (t + \tau + \tau')} d\alpha \tag{2.10}$$

Donde $\tau' = \frac{CP_1 - MP_1}{c} = \frac{\alpha R}{c}$. Considerando la condición propuesta por Saleh y Steel la función de coherencia mutua (2,3) estará dada por

$$\Gamma\left(\tau', \tau\right) = J\left(\tau'\right) \exp\left(-2\, \mathrm{j}\, \pi\, \nu\, \tau\right), \tag{1.10}$$

Donde,

$$J(\tau') = \int_0^{\alpha_0} \left[C(\tau') \int_0^{\alpha} f(\alpha_1) f(\alpha - \alpha_1)\, d\alpha_1 \right] \mathrm{e}^{\mathrm{j} 2\pi \nu_0 \tau'} d\alpha \tag{1.11}$$

Donde α_0 es el máximo ángulo de observación sobre la fuente y $C(\tau') = \langle a_i . a_j^* \rangle$.

Podemos concluir que la intensidad en el plano objeto depende de la coherencia temporal, y de la distribución espacial de la fuente.

2.3.1 Coherencia espacial de una fuente extendida.

La coherencia entre dos puntos iluminados por una fuente de luz incoherente se determina por el teorema de Van Cittert-Zernike[15].

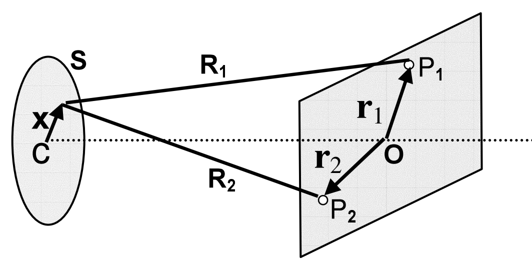

Figura 2.3. Esquema para la coherencia espacia de una fuente extendida.

Dos puntos P_1 y P_2 en el plano *O* en la figura 2.3 se iluminan con una fuente extendida *S*. La señal que llega a P_1 y P_2 es la suma de las amplitudes debido a cada componente de la fuente. Si suponemos que los trenes de onda emitidos por las diferentes componentes de la fuente son independientes, La relación de coherencia obtenida en la ecuación (2.9); por cada componente para los puntos P_1 y P_2 es igual a.

$$\left\langle U_m(\vec{r}_1,t)U_n^*(\vec{r}_2,t-\tau)\right\rangle = \frac{a_m\left(t-\frac{R_{m1}}{c}\right)a_n\left(t+\tau-\frac{R_{n2}}{c}\right)}{R_{m1}R_{n2}}\exp\left[-j2\pi\nu\left(\tau+\frac{R_{m1}-R_{n2}}{c}\right)\right],$$

Para todo $m=n$ (1.12)

$$\left\langle U_m(\vec{r}_1,t)U_n^*(\vec{r}_2,t-\tau)\right\rangle = 0, \quad \text{Para todo } m\neq n$$

Bajos las consideraciones propuestas por Steel y Saleh; la diferencia en los argumentos de a_n y a_n^* pueden ser despreciadas y la intensidad $< a_n\ a_n^* >$ escrita como la irradiancia $L(x)$ multiplicada por un dx. La intensidad mutua debido al total de la fuente es:

$$J(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \int_{fuente} L(x)\frac{\exp[-\mathrm{j}k(R_1-R_2)]}{R_1R_2}dx \tag{1.13}$$

El área de coherencia de una fuente, esta relacionada con el área cubierta por el máximo central de la transformada de Fourier de la fuente y por la relación de incertidumbre.

$$(\Delta\,\vec{r})^2\Delta\,\Omega = \lambda_0^2 \tag{1.14}$$

El tamaño de la fuente se expresa como el ángulo sólido subtendido sobre el punto; si este es suficientemente grande, el área de coherencia es suficientemente pequeña para tratarla como un delta de Dirac. Cuando se forma la imagen de la fuente en el plano O, por medio de un sistema óptico, el factor de propagación se remplaza por la amplitud de la función de transferencia del sistema.

3. INTERFEROMETRÍA

Cuando dos o mas haces de luz se superponen, la distribución de intensidad en el espacio no se puede determinar de una manera simple. Si la luz proveniente de una fuente se divide en dos haces por medio de algún mecanismo y estos haces luego se superponen, se encuentra que en la región de superposición, la intensidad varía en cada punto de esta región desde una valor máximo, mayor que la suma de las intensidades de cada haz hasta un valor mínimo que puede ser cero. Este fenómeno es llamado interferencia. Si los haces de luz que interfieren son estrictamente monocromáticos se presentará el fenómeno de interferencia muy pronunciado. Sin embargo, la luz emitida por una fuente física real nunca es estrictamente monocromática y entonces, la amplitud y la fase experimentan fluctuaciones irregulares tan rápidas que el ojo y cualquier detector físico no puede apreciar. Si los haces se originan en la misma fuente, las fluctuaciones en los dos haces son en general correlacionadas y los haces se dicen ser completa o parcialmente coherentes, dependiendo de si la correlación es completa o parcial. Si los haces provienen de diferentes fuentes, las fluctuaciones de estos haces no tienen ningún grado de correlación y se dice que los haces son mutuamente incoherentes.

La interferencia de las ondas electromagnéticas, es un fenómeno que se puede observar en la vida diaria, en las franjas de colores que se ven a través de las burbujas de jabón o en una mancha de aceite en un camino húmedo.

En estudios hechos sobre interferometría se encontró la dependencia de la visibilidad de las franjas con el ancho de banda y las dimensiones de la fuente[2,15,16]. En este capítulo se presentarán los principios básicos de interferometría y microscopia interferencial. Un estudio detallado sobre interferometría se ha descrito por Born and Wolf[15], Steel[16], Hariharan[2].

3.1 INTERFERENCIA A DOS ONDAS.

En un interferómetro a dos ondas, por lo general, un campo eléctrico incidente $\vec{E}(t)$ se divide en dos haces que luego se hacen interferir en la salida del interferómetro. La expresión general para la intensidad en la salida de un interferómetro a dos ondas tiene la siguiente forma[17]:

$$I(\tau) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} C(\tau), \tag{3.1}$$

Donde I_1 e I_2 son las intensidades de los dos haces que interfieren, τ el retardo temporal entre los haces y $C(\tau)$ la función de autocorrelación del campo $\vec{E}(t)$.

3.1.1 Interferencia con una fuente monocromática

Cuando dos ondas monocromáticas con amplitudes complejas $\boldsymbol{U}_1(\boldsymbol{r})$ y $\boldsymbol{U}_2(\boldsymbol{r})$ se superponen, el resultado es una onda monocromática con igual frecuencia y amplitud compleja:

$$\boldsymbol{U}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{U}_1(\boldsymbol{r}) + \boldsymbol{U}_2(\boldsymbol{r}) \tag{3.2}$$

La intensidad de la onda en un punto del espacio, alejado de las fuentes, esta dada por la relación [15].

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{\frac{1}{2}} \cos\varphi \tag{3.3}$$

Donde $I_1 = |U_1|^2$, $I_2 = |U_2|^2$ y $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ es la diferencia de fase entre las dos ondas que interfieren. La relación (3.3) se conoce como ecuación de interferencia. La intensidad de la superposición de las dos ondas no es la suma de sus intensidades; un término adicional, atribuido a la interferencia entre las ondas se presenta. Este término puede ser positivo o negativo, correspondiendo a interferencia constructiva o negativa, respectivamente.

Considere la superposición de dos ondas planas, cada una con intensidad I_0, propagándose en la dirección z, si se asume que una de ellas está retrasada una distancia d con respecto a la otra, entonces la ecuación de interferencia queda en la forma:

$$I = I_0 \left[1 + cos\left(2\pi \frac{d}{\lambda} \right) \right] \tag{3.4}$$

Donde λ es la longitud de onda. Si el retardo es un múltiplo entero de la longitud de onda, ocurre entonces interferencia constructiva completa y la intensidad total es $I = 4I_0$, por otro lado si el retardo es un múltiplo impar de media longitud de onda entonces ocurre interferencia destructiva completa y la intensidad total es $I = 0$. La intensidad media es la suma de las dos intensidades.

3.1.2 Interferometría con luz policromática

En interferometría con luz policromática, en razón a su corta coherencia, la visibilidad de las franjas de interferencia depende de la diferencia de camino óptico entre los dos haces que interfieren. Si la fuente luminosa tiene espectro amplio, el cambio en la visibilidad es apreciable entre dos franjas consecutivas. La respuesta con la diferencia de camino óptico entre los dos haces de un interferómetro, presenta entonces un máximo que permite utilizar el principio de su detección para perfilometría. Esta técnica mejora la resolución permitida para los dispositivos interferométricos y es insensible a las ambigüedades de fase que se presenta en los dispositivos basados en el cálculo de la fase.

3.1.3 Estructura de un interferograma con luz policromática

La intensidad I, medida en un interferómetro, con luz policromática, espacialmente incoherente, tiene la siguiente forma[18]:

$$I(x,y,z) = a(x,y) + b(x,y)c[z - 2h(x,y)]cos[2\pi\, w_0 z - \alpha(x,y)], \qquad (3.5)$$

Las coordenadas x e y corresponden a las coordenadas transversales del objeto o de la imagen, y la coordenada z indica la posición axial o desenfoque del objeto. La cantidad $a(x,y)$ es una intensidad de fondo relacionada con las intensidades de los haces referencia y objeto. La intensidad del haz reflejado determina $b(x,y)$. La función envolvente del interferograma c, está relacionada con el perfil espectral de la luz blanca, y la frecuencia espacial de las franjas de interferencia en la dirección z, w_0, está relacionada con la longitud de onda media de la luz. Un cambio de fase por reflexión, debido a la reflectancia compleja de la superficie determina el parámetro $\alpha(x,y)$. La forma exacta de la envolvente $c(z)$ no es crítica, y usualmente, para simplificar los cálculos, se aproxima a una función gaussiana, se detallará esta situación en el capítulo 5.

Una fuente espacialmente incoherente asegura que la intensidad puede considerarse independiente de la posición (x, y). En sistemas prácticos la medida de intensidad se realiza sobre un arreglo uniforme de valores de x, y y z. En la figura 4 se muestra la variación de la intensidad luminosa con la diferencia de camino óptico entre los haces.

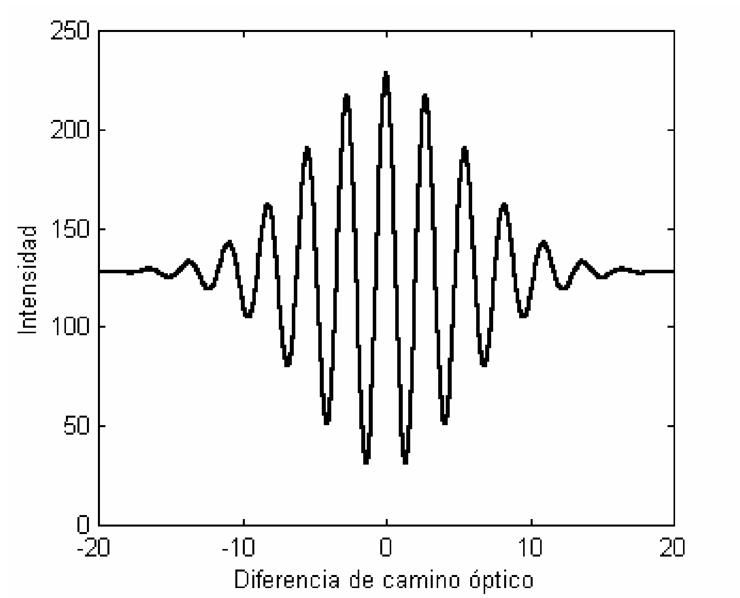

Figura 3.1. Variación de la intensidad con la diferencia de camino óptico entre los dos haces de un interferómetro.

3.2 INTERFEROMETRíA SHEARING LATERAL

La interferometría shearing lateral es un importante campo de la interferometría y ha sido ampliamente utilizada en aplicaciones tales como la evaluación de elementos en sistemas ópticos así como en el estudio de fenómenos de flujo y difusión en gases y líquidos. El método de la interferometría shearing lateral, básicamente consiste en un pequeño desplazamiento lateral de un frente de onda para obtener un patrón de interferencia entre el frente de onda original y el frente de onda desplazado. La figura 3.2 ilustra esquemáticamente el principio.

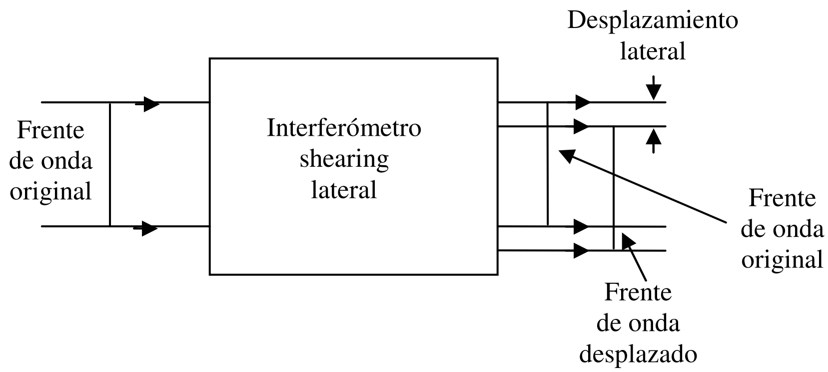

Figura 3.2. Ilustración esquemática de la interferometría Shearing lateral.

3.2.1 Interferómetro Mach-Zehnder

El interferómetro Mach-Zehnder se ilustra en la figura 3.3. La luz de una fuente S en el plano focal de una lente corregida L_1 se divide en la superficie semireflectora A_1 de una lámina de caras paralelas de vidrio D_1 en dos haces, los cuales, después de una reflexión en los espejos planos M_1 y M_2, se recombinan en la superficie semireflectora A_2 de una segunda lámina de caras paralelas D_2, idéntica a la primera, y emergen hacia una lente corregida L_2. Las cuatro superficies reflectoras, usualmente se disponen en forma aproximadamente paralelas, con sus centros en las esquinas de un paralelogramo. Suponiendo que la fuente de luz es puntual y monocromática, si W_1 es el frente de onda plano en el haz entre M_1 y D_2, W_2 el correspondiente frente de onda plano entre M_2 y D_2, y $W_1^{'}$ en frente de onda plano virtual entre M_2 y D_2 el cual emerge de D_2 coincidente y en fase con W_1. En un punto P sobre W_2, la diferencia de fase virtual entre los haces emergentes es entonces:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} nh, \tag{3.6}$$

Donde $h = PN$ es la distancia normal entre y $W_1^{'}$, y n es el índice de refracción del medio entre W_2 y $W_1^{'}$. En el punto $P^{'}$ en los haces emergentes, conjugado con P, estará una franja brillante si:

$$nh = m\lambda_0, \quad |m| = 0,1,2,... \tag{3.7}$$

o una franja oscura si:

$$nh = m\lambda_0, \quad |m| = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, ... \tag{3.8}$$

Cuando W_2 y $W_1^{'}$ son paralelos, la intensidad es la misma para todo P, y bajo estas circunstancias una fuente extensa dará franjas al infinito (en el plano focal de L_2). En general, como quiera que W_2 y $W_1^{'}$ están mutuamente inclinados, las franjas son líneas rectas paralelas a la intersección de W_2 y $W_1^{'}$.

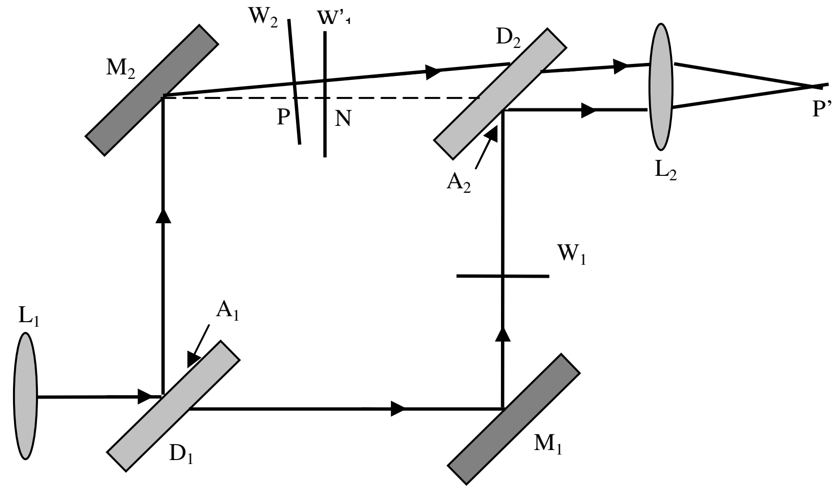

Figura 3.3. Interferómetro Mach-Zehnder.

3.2.2 Interferómetro shearing de Bates

Con una modificación debido a W.J. Bates[13], el interferómetro Mach-Zehnder también se puede utilizar para evaluar la asfericidad de frentes de ondas convergentes sin la necesidad de un frente de onda plano como lo requieren otros métodos. La modificación mencionada se ilustra en la figura 3.4. El haz convergente a ser estudiado, con eje principal OA, el cual suponemos horizontal, se divide en la superficie A_1 del prisma D_1, en dos haces convergentes desde las imágenes virtuales S_1 y S_2 de una fuente quasi-monocromática, suficientemente pequeña. Inicialmente las cuatro superficies reflectoras de los prismas D_1 y D_2 son verticales y paralelas, y posicionadas de tal forma que S_1 y S_2 coinciden en un mismo punto. A un frente de onda incidente W, le corresponden dos frentes de ondas virtuales emergentes W_1 y

W_2, con ejes principales O_1S_1 y O_2S_2, que se superponen exactamente, y un ojo colocado después de D_2, verá un campo de visión uniformemente iluminado.

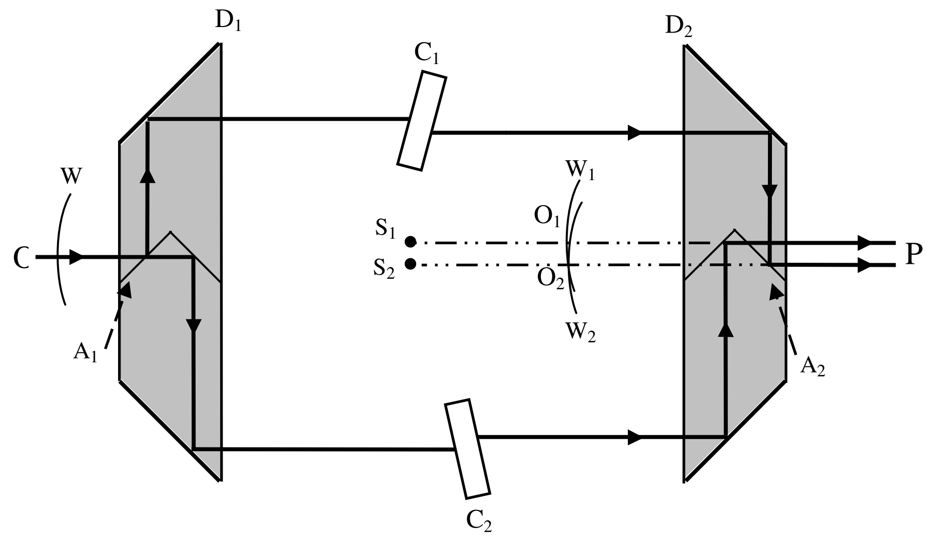

Figura 3.4. Interferómetro shearing de Bates.

Suponiendo ahora que una lámina de caras paralelas C_2 se rota alrededor de un eje vertical; entonces O_1S_1 se desplaza lateralmente de O_2S_2 en un plano horizontal, esto implica que W_1 sufra un desplazamiento relativo a W_2. Cuando W_1 y W_2 son perfectamente esféricos, el patrón de franjas observado en la región de intersección de los dos haces no se ve afectado por el desplazamiento, pero en otro caso el patrón de franjas se desplazan en una cantidad que depende de la asfericidad de W. Así si O_2X es el eje coordenado en la dirección del desplazamiento, con origen O_2, el desplazamiento del orden de interferencia $\Delta m(x, \Delta x)$ en el punto P, de coordenada x, es:

$$\Delta m(x,\Delta x)=\frac{1}{\lambda_0}\left[Z(x)-Z(x-\Delta x)\right]=\frac{1}{\lambda_0}\Delta Z\ , \qquad (3.9)$$

Donde Z es la diferencia de camino óptico entre W_2 y una esfera con centro en S_2 y radio O_2S_2.

Cuando Δx es pequeño, se obtiene la aproximación:

$$\Delta m(x,\Delta x)\approx\frac{\Delta x}{\lambda_0}\frac{dZ}{dx}, \qquad (3.10)$$

Evidentemente, cuando no hay simetría de revolución del frente de onda, éste en principio puede examinarse con la variación de la dirección del desplazamiento.

Cuando los frentes de ondas se desplazan, los rayos emergentes que se interceptan virtualmente el P atraviesan diferente longitud de camino óptico por la presencia de la placa C_1, y si el desplazamiento del orden de interferencia debe depender solo de la asfericidad, esta diferencia debe ser compensada. Para este propósito la lámina compensadora C_2, idéntica a las placa C_1, se introduce en el otro brazo del interferómetro. La placa C_1 se conecta a la otra placa C_2 mediante un dispositivo mecánico, el cual hace que C_2 rote a la misma razón que C_1 pero en sentido opuesto.

4. SISTEMA OPTICO Y SOFTWARE

En el presente capítulo se hace una explicación del sistema óptico utilizado durante la investigación, así como del software y mecanismos de adquisición de las imágenes interferométricas.

El sistema óptico utilizado en la investigación consta de un microscopio interferencial Peraval-interphako. A dicho microscopio se le acopla una cámara CCD y un motor paso a paso, controlados mediante un software que permite la adquisición de imágenes interferométricas desde una tarjeta MATROX, a la vez que se rota el motor para cambiar el estado de interferencia.

4.1 MICROSCOPIO INTEFERENCIAL PERAVAL-INTERPHAKO

El dispositivo óptico utilizado en la investigación, es un microscopio interferencial Peraval-Interphako de Carl-Zeiss. Dicho microscopio se encontraba en Laboratorio de Metalurgia de la Universidad Industrial de Santander en donde no se le estaba dando uso a su dispositivo interferométrico, por esta razón se debió hacer una limpieza adecuada para dejar al sistema en condiciones favorables de funcionamiento.

Figura 4.1. Microscopio Peraval-Inerphako, en su estado inicial.

4.1.1 Construcción óptica

El aparato básico PERAVAL, ilustrado en la figura 4.1 y esquematizado en la figura 4.2, es un microscopio corriente a trasluz, con objetivos corregidos a una distancia infinita entre imágenes. La iluminación es según las reglas del procedimiento de iluminación según Köhler. La fuente de luz L es reproducida por el colector O_1 en el plano focal del condensador planocromático O_2. En este plano están dispuestos los diafragmas de apertura y el diafragma lineal que se reproducen en el infinito justamente con la imagen de la fuente de luz, mediante el objetivo O_3, en su plano focal posterior, es decir, la pupila de salida del objetivo con Sp'. El diafragma de campo luminoso LB es reproducido por el condensador O_2 en el plano objeto. El objetivo O_3 forma, en el infinito, una imagen del objeto O y una imagen del diafragma de campo luminoso, la cual es reproducida por una lente de tubo O_4 en un plano que se encuentra 107 *mm* por encima del cambiador rápido del tubo. El grupo de lentes O_7 desplaza esta imagen hacia O' en el primer plano de la imagen intermedia. De la primera imagen intermedia O', se genera una segunda en O", mediante el sistema de lentes O_8, imagen que puede ser observada con el ocular O_{17}. La pupila de salida del objetivo es reproducida, justamente con la imagen del diafragma Sp' y mediante los sistemas O_5, O_7 y O_8 que pertenecen al cuerpo fundamental In Ph-∞ en el lugar Sp". Para poder reproducir con exactitud todos los objetivos previstos en el plano Sp", se ha diseñado el prisma O_6 como elemento corredizo. Debido a su disposición perpendicular en la marcha de los rayos de la imagen, su desplazamiento solamente origina una variación en la posición de la imagen de la pupila Sp", pero ninguna de la imagen del objetivo O'.

Para observar la imagen de la pupila se ha dispuesto en el cuerpo fundamental un lente de Bertrand O_{16} y, para el paso a la restitución objetiva de la imagen, un prisma conmutable. Los prismas O_9 y O_{14} componen un interferómetro Mach-zehnder. Con el prisma O_9 se disocia en dos trayectos la marcha de los rayos y se vuelven a juntar con el prisma O_{14}. El dispositivo O_{10} es una cuña que se puede variar en lo que respecta a su efecto desviador, con cuya ayuda, pueden desplazarse lateralmente las dos imágenes microscópicas transmitidas por los dos trayectos del interferómetro. El regulador de fase O_{12} es una delgada cuña de vidrio que, mediante un tornillo micrométrico, puede ser desplazada perpendicular al eje óptico.

Por una parte, los elementos O_{11} y O_{13} sirven para compensar los trayectos del vidrio de los elementos O_{10} y O_{12} y, por otra parte, para producir las franjas de interferencia.

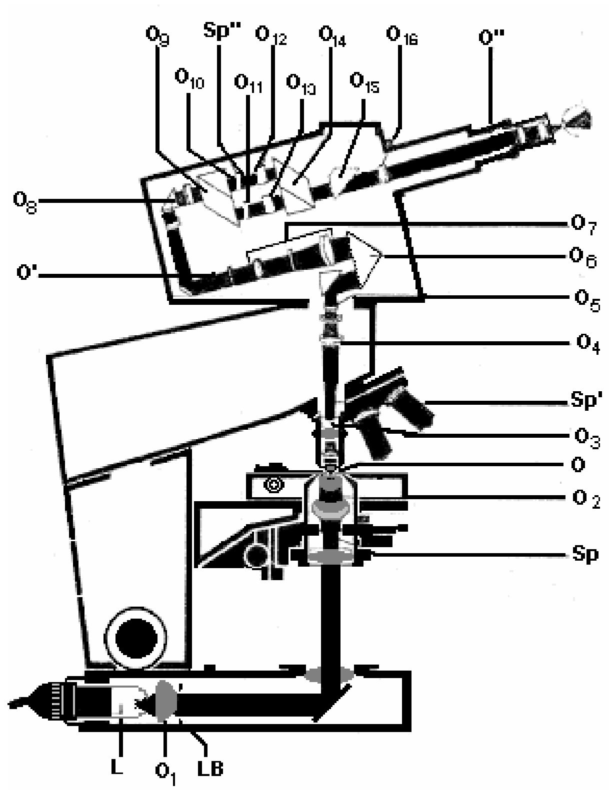

Figura 4.2. Esquema óptico del microscopio Peraval Interphako.

O_1: Colector.

O_2: Condensador.

O_3: Objetivo.

O_4: Lente de tubo.

O_5: Lente Telez.

O_6: Prisma corredizo.

O_7: 1^er^ sistema triple del cuerpo fundamental In Ph-∞.

O_8: 2º sistema triple del cuerpo fundamental In Ph-∞.

O_9: Prisma divisor.

O_{10}: Cuña giratoria.

O_{11}: Placa de compensación para la cuña giratoria.

O_{12}: Regulador de fase.

O_{13}: Placa de compensación del regulador de fase.

O_{14}: Prisma divisor.

O_{15}: prisma para conmutar de la observación visual a la cámara.

O_{16}: Lente de Bertrand.

O_{17}: Ocular.

L: Fuente de luz.

LB: Diafragma de campo luminoso.

Sp: Rendija.

Sp’: Primera imagen lineal.

Sp”: Segunda imagen lineal.

O: Objeto.

O’: Primera imagen intermedia.

O”: Segunda imagen intermedia.

4.1.2 Dispositivo interferométrico

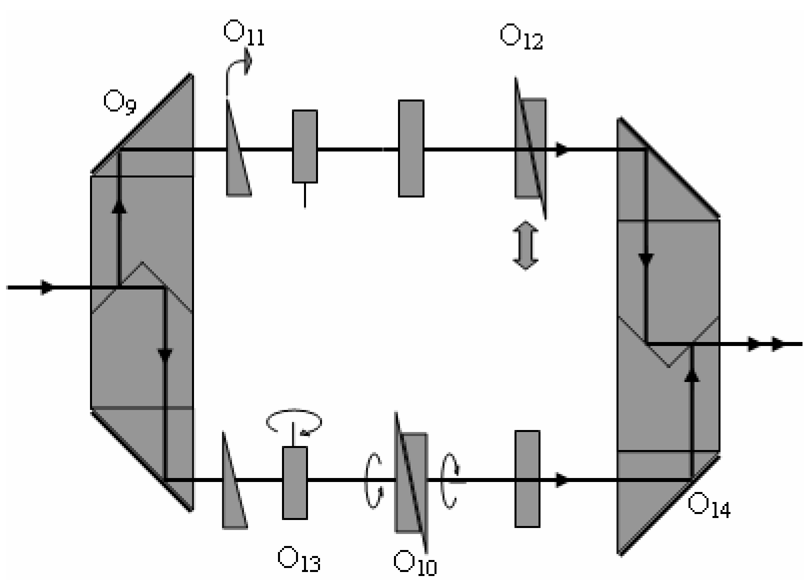

Figura 4.3. Dispositivo interferométrico del microscopio.

El dispositivo interferométrico mostrado en la figura 4.3 es una modificación de un interferómetro de desplazamiento de Bates. El sistema separa dos haces a una distancia de aproximadamente 6 cm. entre sí. La separación y posterior reunificación de los haces se realiza por los prismas O_9 y O_{14}.

La combinación de dos cuñas que giran en sentidos contrarios alrededor del eje óptico de unos de los dos brazos del interferómetro, forman el dispositivo O_{10}. La manipulación de este dispositivo origina una separación lateral relativa de los haces emergentes del interferómetro.

El patrón de interferencia con una fuente monocromática, consiste de un sistema de franjas rectas y paralelas cuya separación equivale a una diferencia de camino óptico de una longitud de onda. Con una fuente policromática, el patrón consiste de una franja brillante central o de orden cero y a cada lado de esta, un patrón simétrico de franjas de colores de interferencia. La visibilidad de las franjas decrece con el orden interferencia.

Se disponen dos pares de láminas delgadas compensadoras (O_{11} y O_{13}), de tal forma que cada par puede rotar sobre un eje perpendicular al eje óptico y los dos ejes de rotación perpendiculares entre sí. La rotación ocasiona una inclinación relativa entre los haces, en forma similar a la inclinación de haces en un interferómetro Michelson, con la rotación de los espejos. El efecto de estas rotaciones es orientar y variar el periodo espacial de las franjas de interferencia a la salida del interferómetro.

El estado de interferencia se varía con el dispositivo O_{12}. Este dispositivo consiste de dos cuñas delgadas de vidrio que se pueden desplazar, una sobre la otra, para formar una lámina de espesor variable que introduce un retardo óptico en uno de haces.

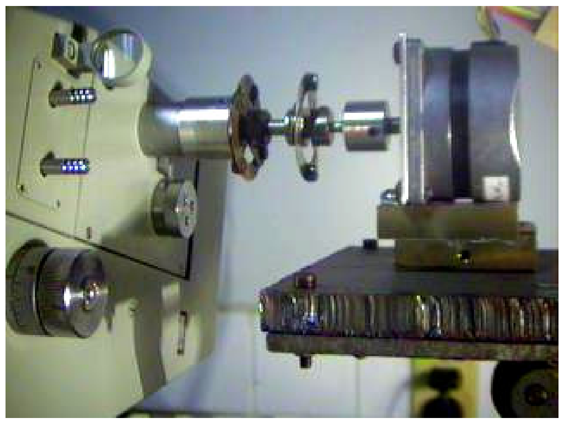

Figura 4.4. Sistema de regulación de fase.

El dispositivo regulador del retardo óptico de uno de los haces es totalmente mecánico y manual, incomodo de utilizar cuando se desea observar la variación dinámica del estado de interferencia. Para mejorar esta situación se automatiza el sistema, al permitir que el control de la cuña reguladora de fase se haga mediante un motor paso a paso que tiene una resolución de 1.8 grados por paso, como se muestra en la figura 4.4. Se debió prever que la rotación del motor ocasionara alguna vibración no deseada en dispositivos interferométricos sensibles, por esta razón se montó el motor en una plataforma deslizante que se desplaza, junto con el motor, en el sentido de avance del tornillo, además, se acopló al tornillo micrométrico con un dispositivo amortiguador de vibraciones, ilustrado en la figura 4.5.a. Con las condiciones expuestas, se tiene un sistema que evita que el tornillo se esfuerce y se deteriore y además se controlan las vibraciones. El motor se controla por computador a través de una tarjeta electrónica, mostrada en la figura 4.5.b.

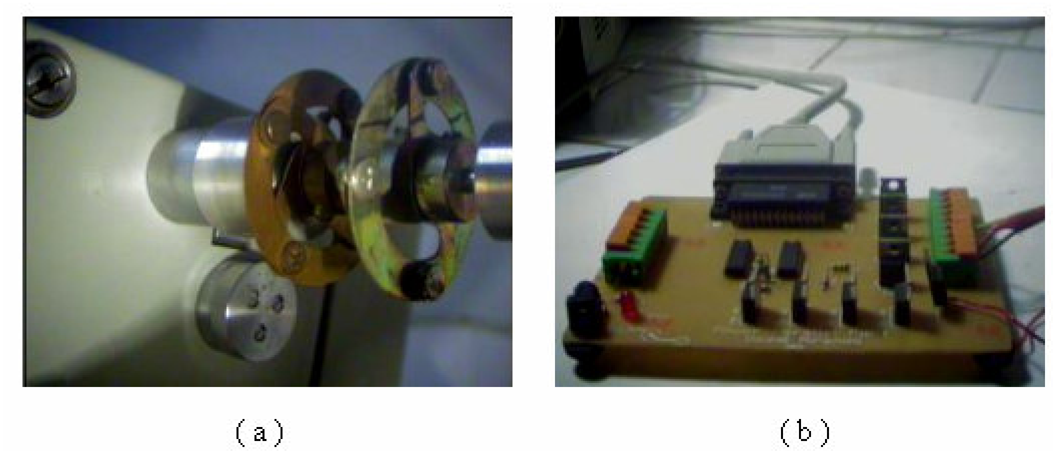

Figura 4.5. Sistema amortiguador de vibraciones, b) tarjeta electrónica.

4.2 SOFTWARE SHEARING Y EL PROCESO DE ADQUISICIÓN DE IMÁGENES

El software SHEARING de adquisición de las imágenes interferométricas está hecho bajo ambiente Windows en Microsoft Fundation Class de Visual C++ (ver figura 4.6.). Este software permite seleccionar la tarjeta de digitalización de imágenes, seleccionar el formato de video, y la captura sucesiva de interferogramas, al mismo tiempo que controla el motor paso a paso, encargado de de la rotación de un tornillo micrométrico asociado a la cuña reguladora de fase O_{12} del microscopio. Con esta operación se cambia el estado de interferencia.

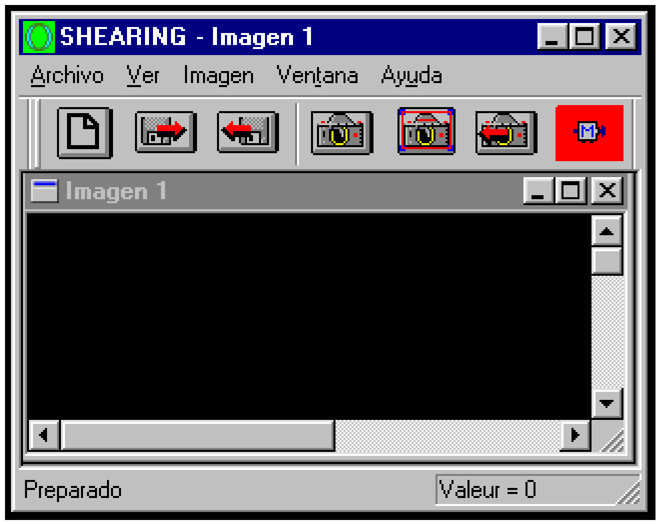

Figura 4.6. Interfase del software utilizado para la adquisición de imágenes.

La selección de la tarjeta de adquisición se hace desde un diálogo que presenta las opciones de tarjetas de digitalización así como del tipo de cámara a utilizar, por esta razón se pude trabajar con una cámara monocromática o bien con una cámara a color. En la figura 4.7 se ilustra el dialogo de selección de la tarjeta de digitalización.

Cuando se selecciona el tipo de cámara y la tarjeta digitalizadota, se despliega una ventana donde aparece la imagen actual de 640 ×480 píxeles. La ventana de la imagen actual se ilustra en la figura 4.8.

Figura 4.7. Diálogo de selección de la cámara y tarjeta digitalizadota.

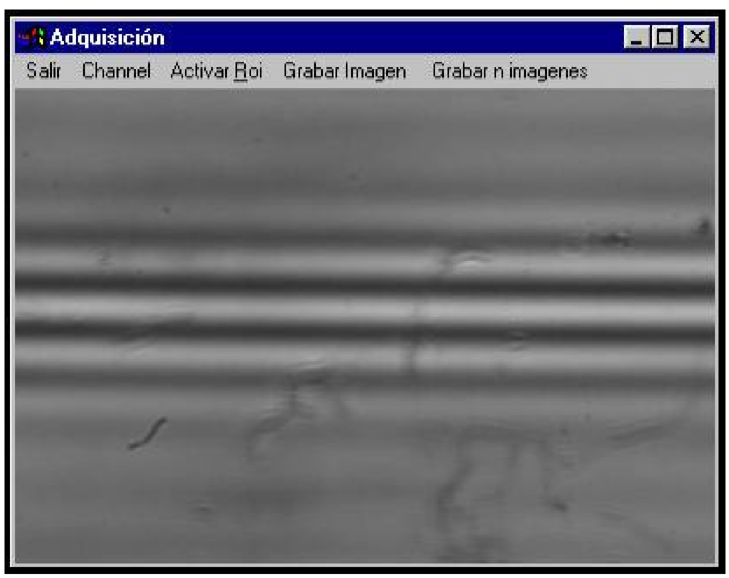

Figura 4.8. Ventana de la imagen en tiempo real.

En el presente trabajo, la digitalización de las imágenes se hace a través de una tarjeta MATROX y el control del motor, como se mencionó anteriormente, se realiza mediante una interfase electrónica alimentada por el puerto paralelo de un computador. Se digitalizó un interferograma por cada paso que avance el motor. El número de pasos, o también el número de imágenes, se puede seleccionar desde un diálogo que permite apreciar el avance dinámico del motor y el proceso de captura de la imagen en pantalla. También se puede dar la instrucción de regresar el motor a la posición de inicio o a cualquier posición deseada (ver figura 4.9).

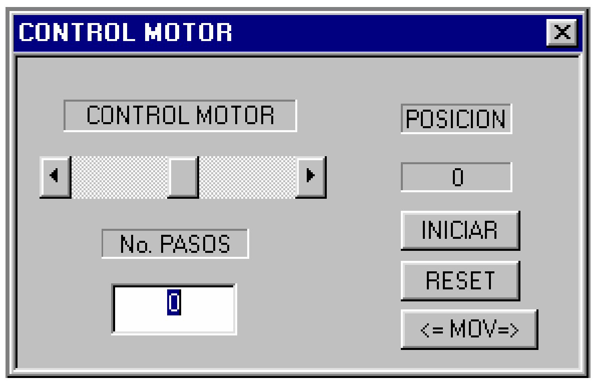

Figura 4.9. Interfase desde la cual se controla el motor paso a paso.

5. CALIBRACIÓN DEL SISTEMA ÓPTICO

De acuerdo con las características del microscopio interferencial, se debe tener en cuenta la calibración de tres funciones.

La primera calibración consiste en la calibración lateral del sistema, tiene que ver con establecer una correspondencia entre el tamaño lateral del objeto y el tamaño lateral de la imagen. La segunda calibración es la calibración del dispositivo responsable del desplazamiento lateral entre imágenes, con esta calibración se puede establecer que puntos en el objeto están superpuestos en el plano imagen. La última calibración consiste en establecer la equivalencia entre cada paso del motor y la diferencia de fase introducida por ese paso.

5.1 CALIBRACIÓN LATERAL

El proceso trata de establecer una correspondencia entre píxel en la imagen y tamaño en el objeto. Para este propósito se usa una red de Ronchi con 100 líneas por milímetro y se tomaron imágenes con las líneas verticales y otras con las líneas horizontales. Imágenes registradas con objetivos 12,5x y 25x, se ilustran en la figura 5.1.

Se registraron un total de 16 imágenes para cada orientación de las líneas, esto con el fin de trabajar con la imagen promedio y reducir el ruido electrónico. Según las especificaciones de la red de Ronchi, diez líneas, corresponden a 0.1 mm en el plano objeto. Se determinó el periodo de las líneas en la imagen y de esta forma se encontró la equivalencia entre el tamaño, en píxeles, de la imagen y el tamaño, en μm, del objeto. La determinación del periodo se hizo para orientación vertical y horizontal de las líneas. Los resultados están consignados en la tabla 5.1.

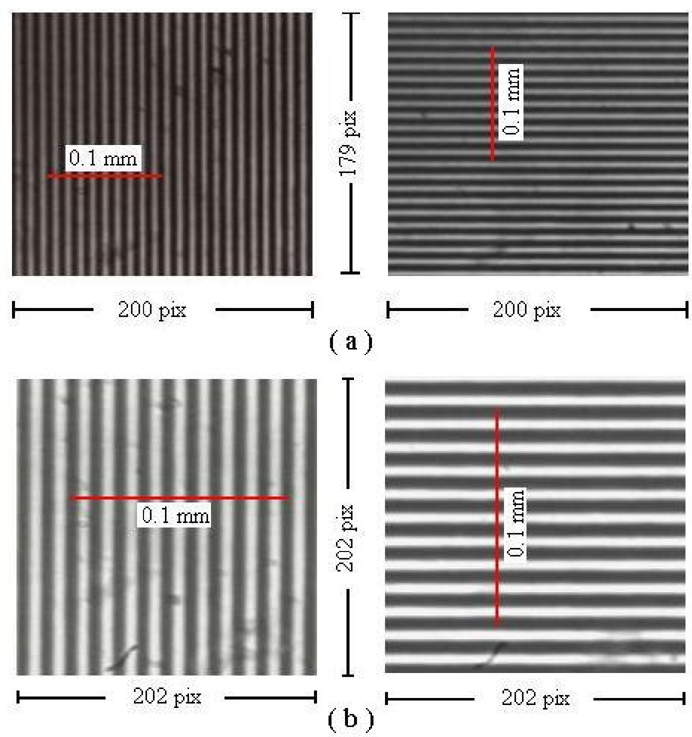

Figura 5.1. Imágenes de líneas de una red de ronchi, con (a) Objetivo12.5x, y (b) Objetivo 25x.

Teniendo en cuenta que se pueden digitalizar cuadros de 640×480 píxeles, se tiene entonces un campo de observación de 512×382 μm, con el objetivo de 12.5x y un campo de observación 256×191 μm con el objetivo de 25x.

Magnitud	**Objetivo12.5x**	**Des. Std**	**Objetivo 25x**	**Des. Std**
Periodo X(pix)	8	0.0036	16	0.3079
Periodo Y(pix)	8	0.0194	15	1.0507
Equ. X(μm/pix)	0.8	0.0036	0.41	0.3079
Equ. Y(μm/pix)	0.8	0.0194	0.43	1.0507

Tabla 5.1. Resultados de la calibración lateral.

Los datos en la tabla 5.1 corresponden al periodo en píxeles de las franjas en la imagen tanto vertical como horizontal. Se presentan también las equivalencias entre píxeles en la imagen y el tamaño lateral del objeto.

5.2 CALIBRACIÓN DEL DESPLAZAMIENTO LATERAL ENTRE IMAGENES

Esta parte de la investigación es importante si se tiene en cuenta que se desea saber que puntos del objeto están siendo comparados, en fase, en el plano imagen. Para la calibración del desplazamiento lateral, se registraron imágenes de un objeto recto opaco y con ayuda del tornillo que controla el dispositivo O_{10} del microscopio, se fue variando el desplazamiento en la dirección y, a intervalos de 10 grados. En la figura 5.2 se ilustran algunos cuadros donde se aprecia el desplazamiento relativo entre imágenes.

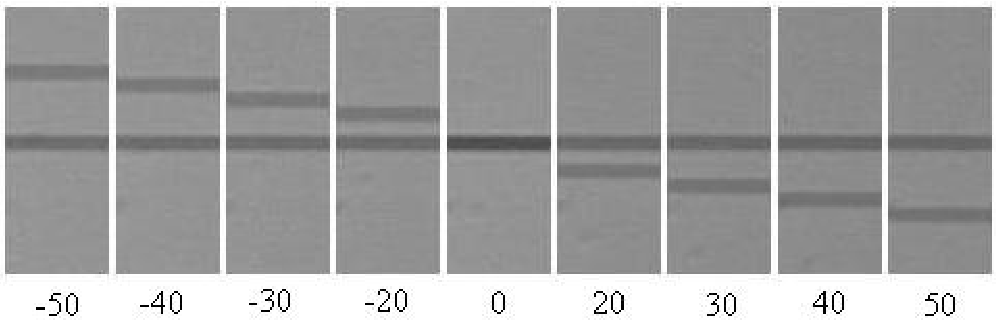

Figura 5.2. Desplazamiento relativo entre imágenes con manipulación del dispositivo O_{10}.

Se registraron 149 imágenes y con estas se implementó un algoritmo para medir el desplazamiento entre imágenes. Se encontró que el desplazamiento sigue un comportamiento senoidal con el ángulo de rotación del tornillo. Por medio de mínimos cuadrados se determinó la curva senoidal de calibración. Y se obtuvo los siguientes resultados:

$$S = S_0 + a \,\text{seno}(\alpha\,\theta)\,, \tag{5.1}$$

Donde S es el desplazamiento lateral y $S_0 = 0.8005\mu$ m, $a = 118.7784\mu$ m y $\alpha = 0.0024$ son los parámetros de ajuste, con el error cuadrático de 0.0920.

La figura 5.3 muestra los datos experimentales de los desplazamientos con puntos de color azul y la curva de ajuste en color negro.

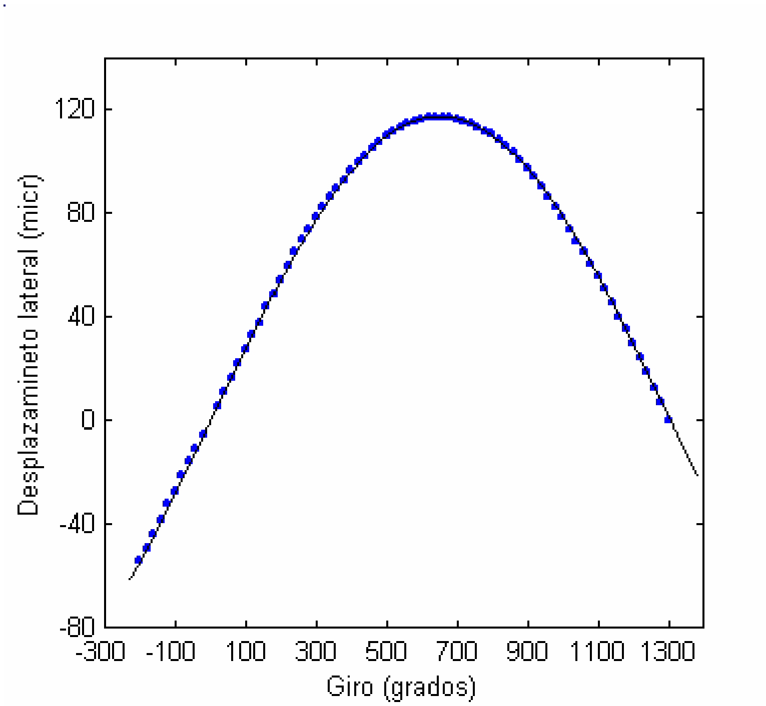

Figura 5.3. Desplazamiento lateral, datos experimentales en puntos azules.

5.3 INTERFOGRAMAS OBTENIDOS CON EL DISPOSITIVO EXPERIMETAL.

Las figura 5.4 ilustra interferogramas obtenidos con el dispositivo experimental, con iluminación policromática proveniente de una lámpara de halógeno, registrados con una cámara a color JVC. La rectitud de las franjas demuestran la planidad de los haces del interferómetro. Nótese que la visibilidad de las franjas de interferencia con iluminación policromática, decrece a ambos lados de un a franja central brillante. La figura 5.5, muestra el interferograma con luz policromática registrado con una cámara monocromática COHU.

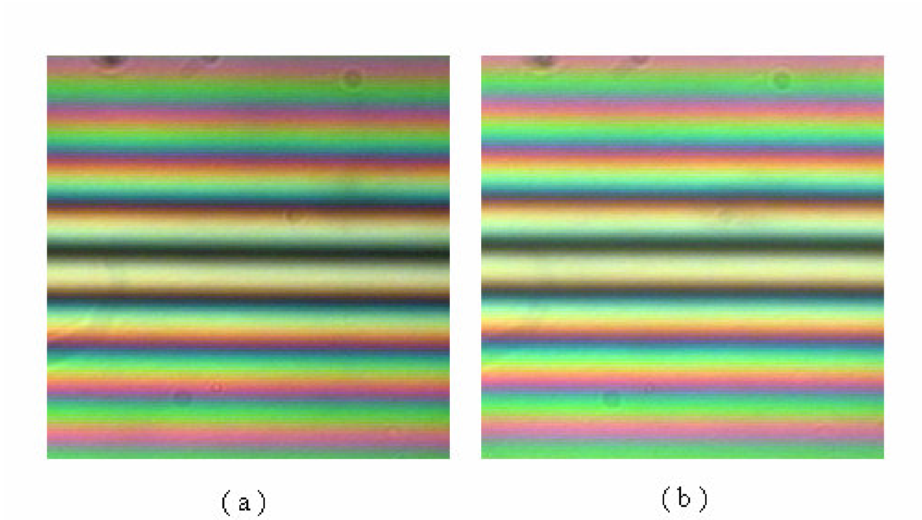

Figura 5.4. Interferograma con luz policromática, (a) con el objetivo de 12.5x y (b) con el objetivo 25x.

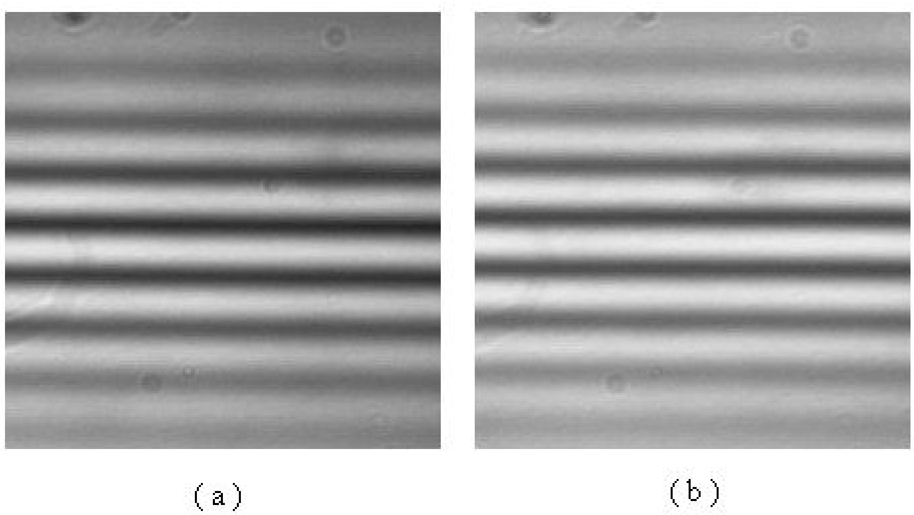

Figura 5.5. Interferograma con luz policromática, (a) con el objetivo de 12.5x y (b) con el objetivo 25x. Registrados con una cámara monocromática.

También se empleó otros tipos de iluminación. Se utilizó iluminación monocromática de 550 nm, esta iluminación se obtuvo con un filtro interferencial. Con este tipo de iluminación se realiza la calibración del retardo óptico entre los haces del interferómetro cuando se introduce la cuña de vidrio.

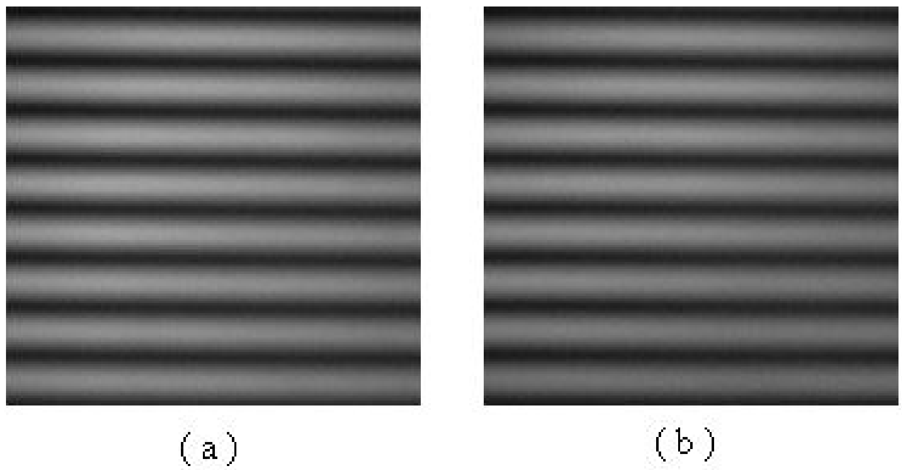

Figura 5.6. Interferograma con luz monocromática, (a) con el objetivo de 12.5x y (b) con el objetivo 25x. Registrados con una cámara monocromática.

5.4 RESPUESTA DEL INTERFERÓMETRO A LA DIFERENCIA DE CAMINO ÓPTICO.

Esta parte de la calibración tiene que ver con la calibración de la respuesta del interferómetro con la variación del retardo óptico relativo entre los dos haces del dispositivo interferométrico. Este proceso es importante si se tiene en cuenta que en este proyecto se trabaja con la codificación de la intensidad en un interferograma con la variación de la diferencia de camino óptico entre los haces que interfieren, y se necesita saber cual es la diferencia de fase entre dos estados de interferencia de un interferograma correspondiente a alguna muestra bajo estudio.

El proceso se desarrolló como sigue: con la ayuda de un motor paso a paso, con paso de 1.8°, se cambió el estado de interferencia del dispositivo, con la manipulación del elemento O_{12} del microscopio. Se registraron 1000 imágenes, una por cada dos pasos del motor. De esta forma se tienen registros de la evolución de la intensidad con la variación de la diferencia de camino óptico, cuando se utilizan diferentes tipos de iluminación. La figuras 5.7, 5.8 y 5.9 muestra la intensidad en un píxel de la imagen como función del número de pasos dados por el motor. Estas gráficas se obtienen para iluminación monocromática de 550 nm, para luz policromática y para la iluminación de la emisión roja de un diodo LED.

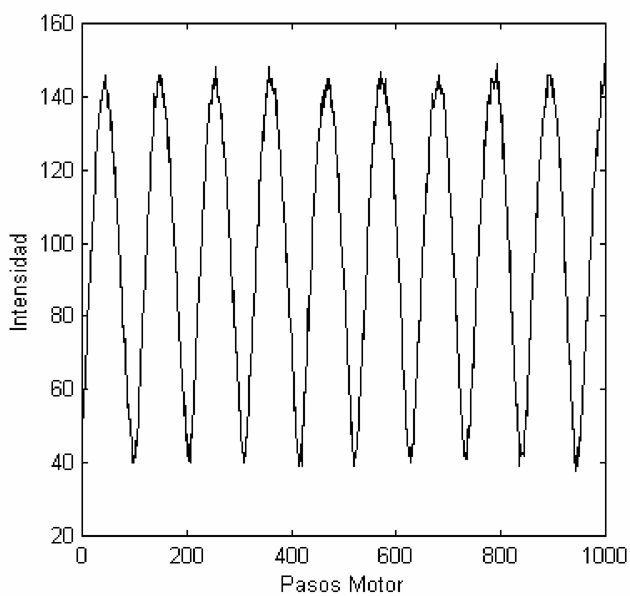

Figura 5.7. Intensidad contra pasos del motor, para iluminación monocromática.

La primera iluminación utilizada, fue iluminación monocromática, empleando un filtro interferencial de centrado en la longitud de onda 550nm con un acho de banda de 10 nm. Con esta iluminación se puede determinar cual es la diferencia de fase introducida por el desplazamiento de la cuña de vidrio en uno de los brazos del interferómetro, si se tiene en cuenta que en un interferómetro tipo Mach-Zehnder. (Según ec. 3.4), la diferencia de camino óptico entre los haces para que la intensidad tome el mismo valor, es de una longitud de onda.

Se hizo el estudio de la evolución de la intensidad en cada píxel de un arreglo cuadrado de un interferograma, se determinó el periodo de las franjas interferométricas y de esta forma se pudo estimar la fase introducida por cada paso del motor. El proceso se hizo para cada píxel de la imagen y se repitió a otras imágenes. Los resultados experimentales de este proceso se registran en la tabla 5.2.

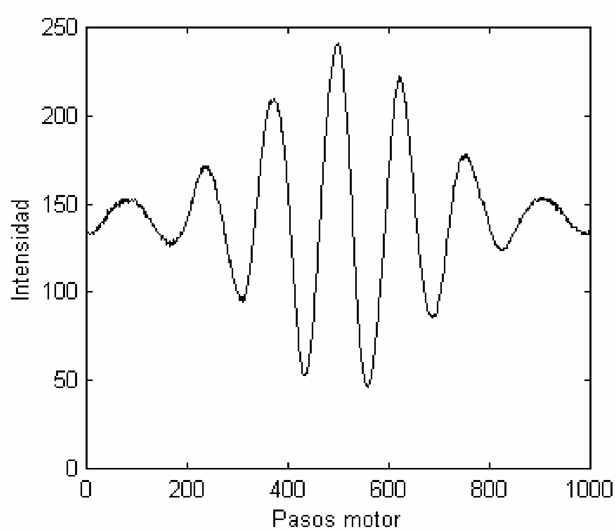

Figura 5.8. Intensidad contra de pasos del motor, para iluminación policromática.

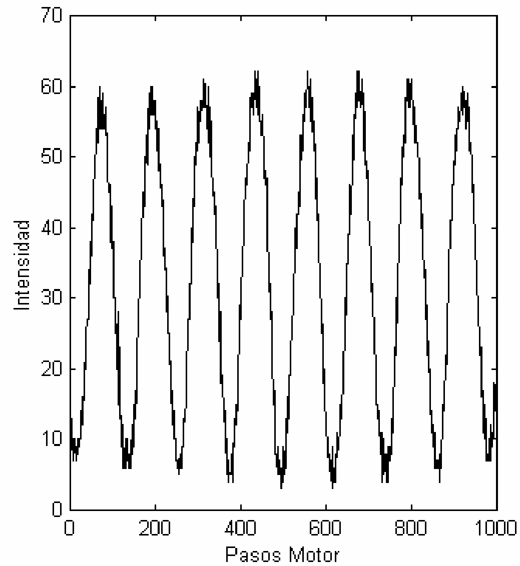

Figura 5.9. Intensidad contra de Pasos del motor, Para iluminación LED.

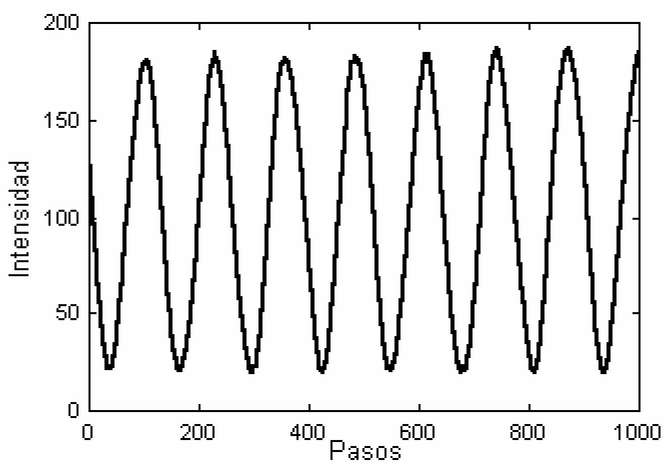

Figura 5.10. Intensidad contra de Pasos del motor, con filtro de 657,6 nm.

La figura 5.10 muestra la intensidad experimental para un filtro centrado en la longitud de onda 657,6 nm con un ancho de banda de 10 nm. En este caso se obtuvo un periodo entre franjas de 129 pasos. Por lo tanto la longitud de onda obtenida experimentalmente es de $663{,}08 \pm 5.18\,\mathrm{nm}$. Esto indica que se cuenta con un sistema con precisión experimental de 6nm. La desviación estándar de esta medida se encuentra registrada en la tabla 5.2.

Iluminación	**Verde**	**Policromática**	**Roja**	**657,6 nm**
Periodo (paso)	107	125	122	129
Des. estándar	0.0315	0.0745	0.4579	0.0739
L. de onda (nm)	550	642.52	627.10	663.08
V. Paso(nm/paso)	5.19	5.18	5.18	5.18

Tabla 5.2. Datos de la calibración para la repuesta del interferómetro a los diferentes tipos de iluminación.

5.5 VARIACIÓN DE LA VISIBILIDAD DE LAS FRANJAS DE INTERFERENCIA CON EL DESPLAZAMIENTO LATERAL ENTRE IMÁGENES.

Una de las características que se observó cuando se inició la adquisición de interferogramas, fue el cambio de la visibilidad de las franjas de interferencia cuando se variaba el desplazamiento lateral entre las imágenes. Para hacer el estudio del cambio de la visibilidad, se registraron interferogramas correspondientes a diferentes desplazamientos lateral entre imágenes. El rango de variación del desplazamiento fue de -30° a 30° en el giro del tornillo que controla el desplazamiento lateral de las imágenes. Según la ecuación 5.1, ese rango de variación en grados equivale a un rango de desplazamiento lateral entre haces de $-0.9492\,\mu m$ a $0.9492\,\mu m$. En la figura 5.11 se muestran algunas imágenes que evidencian el cambio de la visibilidad con el desplazamiento lateral de los haces en el plano de salida del interferómetro.

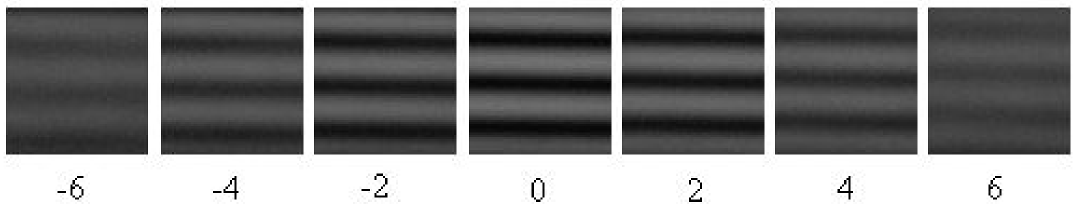

Figura 5.11 Interferogramas para diferentes desplazamientos entre haces del interferómetro.

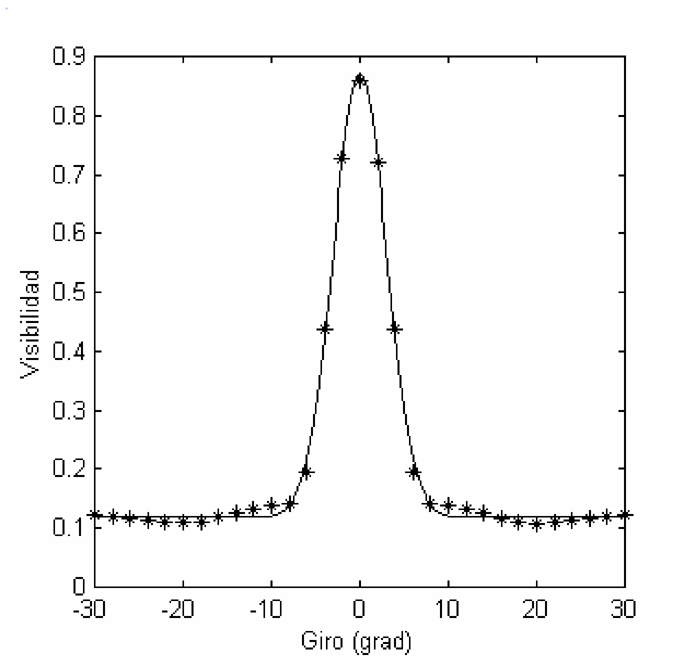

Figura 5.12. Visibilidad como función del desplazamiento lateral.

La figura 5.12 muestra la visibilidad como función del desplazamiento lateral entre los haces del interferómetro, esta función permite estimar el grado de coherencia espacial de la fuente. Los datos en asterisco corresponden a los datos experimentales mientras que la curva continua corresponde a la curva de ajuste. Se puede determinar, a partir de la ecuación 5.1 que la coherencia espacial de la fuente es de 1.7 µm.

6. MEDIDA DE GRADIENTES DE ESPESOR DE PELÍCULAS DELGADAS

En este capítulo se explica como se realiza la medida de los gradientes de espesor de muestras transparentes y se registran los resultados como matrices de diferencias.

6.1 RESPUESTA A LA DIFERENCIA DE CAMINO ÓPTICO DE UN INTERFEROMETRO CON LUZ POLICROMATICA.

Consideremos nuevamente la ecuación 3.1, que describe, en forma general, la intensidad en la salida de un interferómetro a dos haces:

$$I(\tau) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} C(\tau), \qquad (6.1)$$

Donde I_1 e I_2 son las intensidades de los dos haces que interfieren, τ el retardo temporal entre los haces y $C(\tau)$ la función de autocorrelación del campo $\vec{E}(t)$. El comportamiento espectral de un interferómetro fue abordado en el parágrafo 2.2 del respectivo capítulo, y se encontró que $C(\tau)$ está relacionada con la densidad espectral $f(\nu)$ de la fuente, a través de una transformada de Fourier. Esta relación se conoce en la teoría de tratamiento de señales como el Teorema de Wiener-Khintchine y una demostración en el dominio óptico se propone por Born y Wolf[15] .

En el caso de haces monocromáticos, el espectro se reduce a dos funciones de Dirac simétricas; $f(\upsilon) = \delta(\upsilon - \upsilon_0) + \delta(\upsilon + \upsilon_0)$ y la función de autocorrelación es entonces:

$C(\tau) = cos(2\pi\upsilon_0\tau)$.

La diversidad de fuentes policromáticas no permite describir globalmente la función de autocorrelación. La experiencia muestra[17] que para una lámpara halógena de filamento de tungsteno, que presenta un espectro de emisión a través de todo el rango visible y el infrarrojo cercano, se le puede asociar una densidad espectral de forma gaussiana centrada en la frecuencia $\upsilon = \upsilon_0$. Se expresa la densidad espectral como:

$$f(\upsilon) = G(\upsilon) * \left(\delta(\upsilon - \upsilon_0) + \delta(\upsilon + \upsilon_0)\right), \tag{6.2}$$

Donde $*$ representa el producto de convolución y $G(\upsilon)$ es una función gaussiana centrada en $\upsilon = 0$ definida por:

$$G(\upsilon) = G_0 \mathrm{e}^{-\left(\frac{\upsilon}{\Delta\upsilon}\right)^2}, \tag{6.3}$$

G_0 es una constante relativa a la potencia total emitida y $\Delta\upsilon$ es el ancho del espectro de emisión de la fuente.

La transformada de Fourier de $f(\upsilon)$ se puede calcular fácilmente para obtener:

$$C(\tau) = G_0 \pi \Delta\upsilon \; \mathrm{e}^{-(\pi\Delta\upsilon.\tau)^2} .cos\left(2\pi\upsilon_0\tau\right) \qquad (6.4)$$

Por lo tanto la intensidad para un interferómetro a dos haces con luz policromática puede expresarse en la forma:

$$I(\tau) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} .G_0 \pi \Delta\upsilon \; \mathrm{e}^{-(\pi\Delta\upsilon.\tau)^2} .cos\left(2\pi\upsilon_0\tau\right) \qquad (6.5)$$

Se puede notar que la distribución de intensidad para una fuente de espectro gaussiano, consiste de un patrón de franjas cosenoidales moduladas por una función gaussiana. Esta función moduladora presenta un máximo absoluto para $\tau = 0$, es decir, para retardo temporal nulo entre los haces. Esta propiedad se puede utilizar cuando se desea medir retardos temporales que conducen a diferencias de alturas en un Interferómetro de Michelson o a diferencias de espesor óptico en un interferómetro de Mach-Zenhder.

Se puede variar la intensidad variando el retardo óptico, esto se realiza moviendo uno de los espejos en un interferómetro Michelson o introduciendo una lamina de espesor variable en uno de los brazos de un interferómetro de Mach-Zenhder. Una ilustración grafica de la expresión 5.5 se puede apreciar en la figura 3.1.

6.2 DESCRIPCIÓN DEL MÉTODO.

El método de medición del gradiente de espesor de películas delgadas, se basa en la combinación de dos técnicas interferométricas; interferometría shearing de desplazamiento lateral y la interferometría de barrido o de detección de máximos. El desplazamiento lateral entre haces utilizado en la interferometría shearing permite comparar el espesor óptico entre puntos del objeto separados una distancia igual al desplazamiento lateral entre los haces, como lo establece la ecuación 3.9. Por otro lado, la interferometría de barrido, permite determinar la posición del máximo de la función de autocorrelación y, por tanto, el valor de la diferencia de espesor entre los puntos en mención.

El primer paso a realizar, es encontrar la posición del motor para el cual el interferómetro se encuentra en contacto óptico. Esta posición será la posición del máximo de la envolvente en la función de autocorrelación de la respuesta en intensidad. La respuesta en intensidad del interferómetro al retardo óptico entre los haces se muestra en la figura 6.1.

En la figura 6.1.a se muestran algunos datos experimentales de la intensidad, señalados con puntos negros.

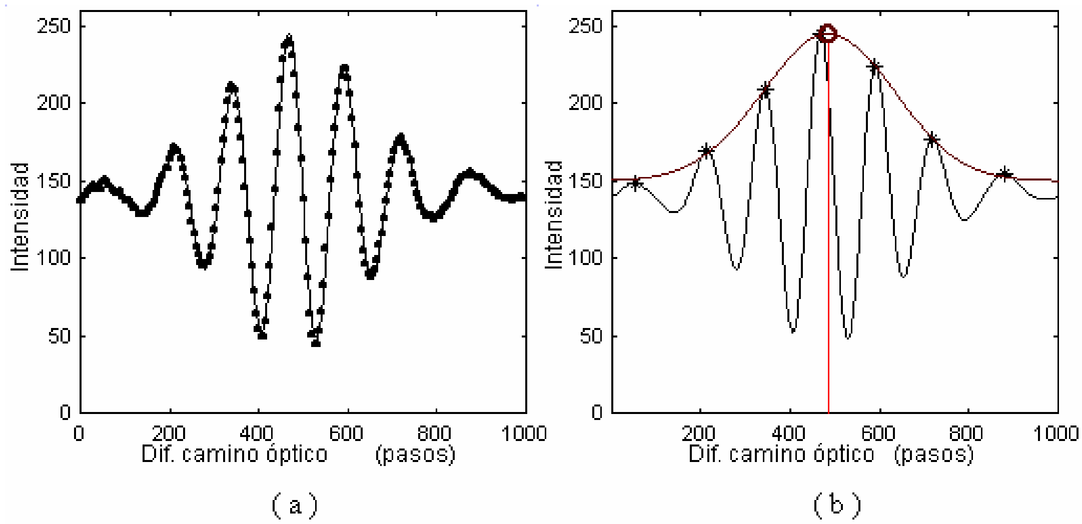

Figura 6.1. a) Datos de intensidad, b) negro, datos filtrados; café, envolvente gaussiana.

En los datos de intensidad se nota un ruido, que puede corresponder a un ruido electrónico o a pequeñas fluctuaciones en la iluminación de la fuente. Con el propósito de reducir este ruido, se hace un filtrado en el espacio de Fourier. Los datos de la intensidad filtrada se muestran con una curva continua, color negro, en la figura 6.1.b.

Luego de tener los datos filtrados se procede a encontrar la posición de los máximos locales de la intensidad. Según la ecuación 5.5, estas posiciones corresponden a valores unitarios del coseno de la función de autocorrelación y por lo tanto a valores netos de la envolvente gaussiana. Los máximos locales de la intensidad se aprecian en la figura 6.1.b con asteriscos de color negro.

Con los datos de las posiciones de los máximos locales de la intensidad, se procede a encontrar la envolvente a través de un proceso de optimización utilizando el método de Levenberg-Marquardt. La envolvente gaussiana se ilustra en la figura 6.1b con una curva continua color café, junto con su máximo absoluto con un círculo color café. La posición del máximo en paso se convierte en nanómetros, si se tiene en cuenta que un paso del motor equivale a una diferencia de camino óptico de 5.18 nm. Este valor se determinó en el cuarto capítulo y se encuentra consignado en la tabla 5.2.

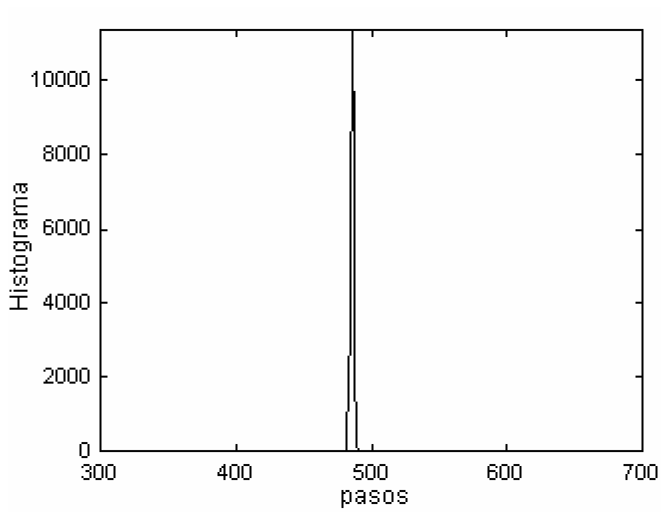

Figura 6.2. Histograma para la posición del máximo.

El proceso de determinación de la posición de contacto óptico se efectúa para cada píxel de un arreglo rectangular, correspondiente a mil imágenes interferométricas, registradas a medida que se varía la diferencia de camino óptico entre los haces. Para una imagen de 189×189 píxeles se encuentra que la posición promedio del máximo de la envolvente gaussiana se encuentra en el paso 482 medido con una desviación estándar de 0.9569. En la figura 6.2 se muestra un histograma que ilustra la forma en que están distribuidas las posiciones de los máximos el arreglo rectangular de píxeles.

La posición de contacto óptico será la posición de referencia, a partir de la cual se medirá la diferencia de espesor óptico en la dirección vertical de una imagen que corresponde a una muestra transparente.

Para medir las diferencias de espesor, se colocan las muestras transparentes al microscopio y se selecciona un desplazamiento lateral adecuado entre los haces, esto es, un desplazamiento permitido por la coherencia espacial de la fuente, si se desea mantener la visibilidad de las franjas de interferencia. El proceso de detección del máximo de la envolvente también se aplica a los valores de intensidad para los interferogramas de las muestras.

En las figuras 6.3, 6,4 y 6.5 se ilustran los resultados experimentales de la detección del máximo de la envolvente de la función de autocorrelación de la respuesta en intensidad del interferómetro para algunas muestras.

En la figura 6.3 corresponde a las diferencias de espesor medida con un desplazamiento lateral de 6.1618 μm entre los haces. La muestra consiste de una película de resina transparente en forma de peldaños depositada en un substrato de vidrio.

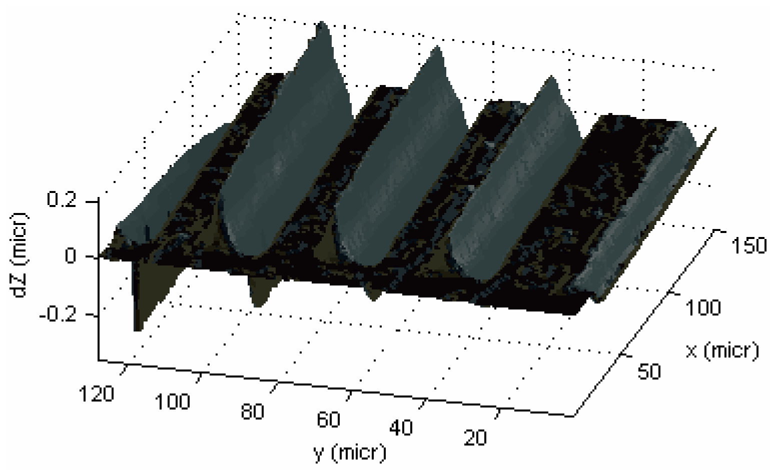

Figura 6.3. Diferencias de espesor de una muestra en forma de peldaños.

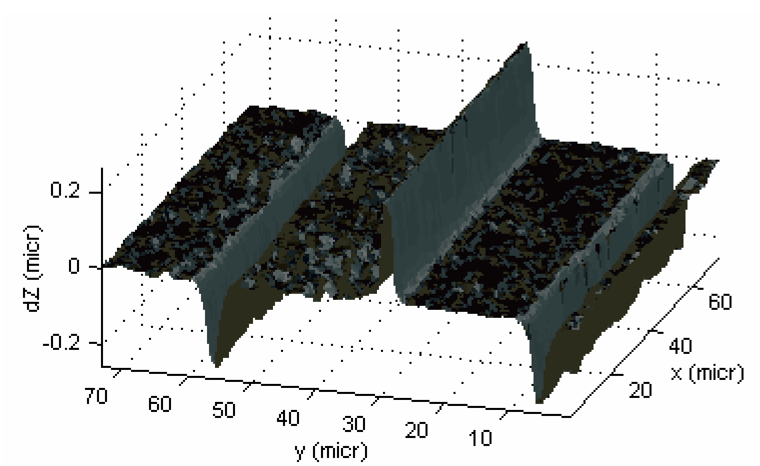

Figura 6.4. Diferencias de espesor de una red de fase.

En la figura 6.4 corresponde a las diferencias de espesor medida con un desplazamiento lateral de 3.0809 μm entre los haces. La muestra consiste de a una película de resina transparente, la muestra es una red fase. Puede notarse que existen saltos abruptos en la dirección y obteniéndose una variación máxima de 0.2642 μm y una diferencia negativa máxima de -0.2590 μm

Las diferencias de espesor ilustradas en la figura 6.5 corresponden a una muestra que consiste de unas gotas de aceite de inmersión sobre un portaobjetos de microscopio. En este caso el desplazamiento lateral entre los haces de 3.0809 μm

La figura 6.5 ilustra las diferencias de espesor de una muestra que consiste de unas gotas de aceite de inmersión sobre un portaobjetos de microscopio. En este caso el desplazamiento lateral entre los puntos comparados es de 3.0809 μm.

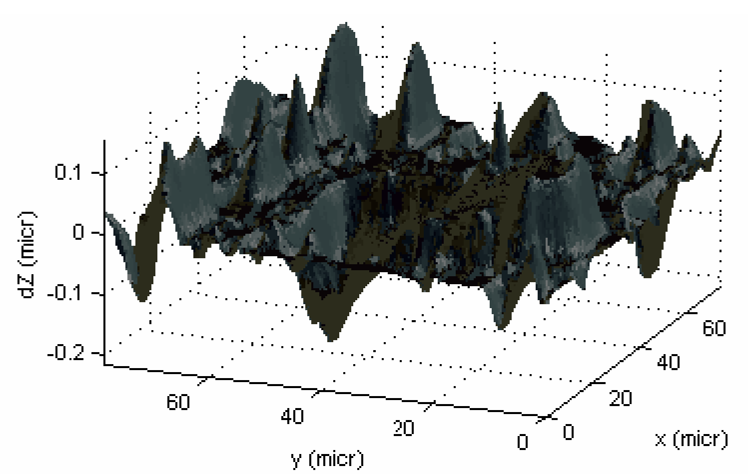

Figura 6.5. Diferencias de espesor de gotas de aceite sobre un portaobjetos.

7. APROXIMACIÓN DE UNA FUNCIÓN A PARTIR DE SUS DIFERENCIAS.

En este capítulo se presenta un algoritmo con el cual se aproxima a una función a partir de las diferencias de la misma. El algoritmo es evaluado con las diferencias de dos funciones conocidas y se observa el comportamiento del método ante el ruido, para este efecto, a las diferencias se le adiciona un ruido aleatorio de valor medio cero y desviación estándar uno.

La técnica de aproximación se utiliza para estimar el espesor de películas delgadas de resina depositada sobre un substrato de vidrio, a partir de las diferencias de espesor óptico determinadas a través de la interferometría shearing lateral.

7.1 ALGORITMO DE APROXIMACIÓN.

Estimar una función a partir de sus diferencias, ha sido un problema presentado en la interferometría shearing lateral. El problema, básicamente, es el siguiente:

¿Cómo es $y = f(x)$ en el intervalo (x_{min}, x_{max}), si se conoce N muestras de la forma $\Delta y_i = f(x_i + s) - f(x_i)$, donde $i = 1,2,...N$ y s es un desplazamiento de la función $f(x)$?

Para abordar el problema, representaremos a $f(x)$ como una expansión de funciones B-spline cúbicos de la forma:

$$\varphi(x)=\begin{cases} 0; & x\le -2 \\ \frac{1}{6}(x+2)^3; & -2\le x\le -1 \\ \frac{2}{3}-x^2-\frac{1}{2}x^3; & -1\le x\le 0 \\ \frac{2}{3}-x^2+\frac{1}{2}x^3; & 0\le x\le 1 \\ \frac{1}{6}(x-2)^3; & 0\le x\le 2 \\ 0; & x\ge 2 \end{cases} \tag{7.1}$$

De esta manera, podemos aproximarnos a $f(x)$ como:

$$\tilde{f}(x)=\sum_{j=1}^{m} C_j\varphi_j(x) \tag{7.2}$$

Donde $\varphi_j(x)=\varphi\left(\frac{x-x_j}{h}\right)$, $x_j=x_{mín}-(j-1).h$, $j=1,2,...,m$, h representa una separación entre los valores en donde se centran las funciones B-spline.

Los C_j, en la ecuación (7.2), son coeficientes a determinar a partir de la minimización del error cuadrático medio:

$$E(C_1,C_2,...,C_N)=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\Delta\,\tilde{y}_i-\Delta\,y_i\right)^2 \tag{7.3}$$

$$E(\vec{C})=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[\sum_{j=1}^{m}C_j\left(\varphi_j(x_i+s)-\varphi_j(x_i)\right)-\Delta\,y_i\right]^2 \tag{7.4}$$

La cual se puede escribir como:

$$E(\vec{C}) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[\sum_{j=1}^{m} C_j A_{ji} - \Delta y_i\right]^2 \tag{7.5}$$

$$E(\vec{C}) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[(\sum_{j=1}^{m} C_j A_{ji})^2 - 2(\sum_{j=1}^{m} C_j A_{ji})\Delta y_i + (\Delta y_i)^2\right], \tag{7.6}$$

Donde $A_{ji} = \varphi_j(x_i + s) - \varphi_j(x_i)$, con $i = 1,2,\ldots,N;\ j = 1,2,\ldots m$. (7.7)

Si se requiere que $E(\vec{C})$ tome un valor mínimo debe cumplirse que:

$$\frac{\partial E}{\partial C_j} = 0 \tag{7.8}$$

$$\frac{\partial E}{\partial C_j} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[2(\sum_{j=1}^{m} C_j A_{ji})(\sum_{k=1}^{m} A_{jk}) - 2(\sum_{j=1}^{m} A_{ji})\Delta y_i\right] = 0 \tag{7.9}$$

De donde:

$$\sum_{j=1}^{N}\left[\sum_{j=1}^{m} C_j A_{ji})(\sum_{k=1}^{m} A_{jk}) - \sum_{j=1}^{m} A_{ji}\Delta y_i\right] = 0 \tag{7.10}$$

La ecuación (7.9) se puede escribir matricialmente como:

$$(A^T A)\vec{C} = A\overrightarrow{\Delta y}, \tag{7.11}$$

O también:

$$\vec{C} = (A^T A)^{-1} A\overrightarrow{\Delta y} \tag{7.12}$$

Luego de determinar los coeficientes C_j a partir de la ecuación (7.12), regresamos a la ecuación (7.1) para encontrar una aproximación a la función $f(x)$.

7.2 EVALUACIÓN DEL ALGORITMO

El método presentado en la sección anterior se evalúa ahora con las diferencias en la dirección x de una función bidimensional, la función es un relieve en forma de H con una altura de 3 unidades, como se ilustra en la figura 7.1.

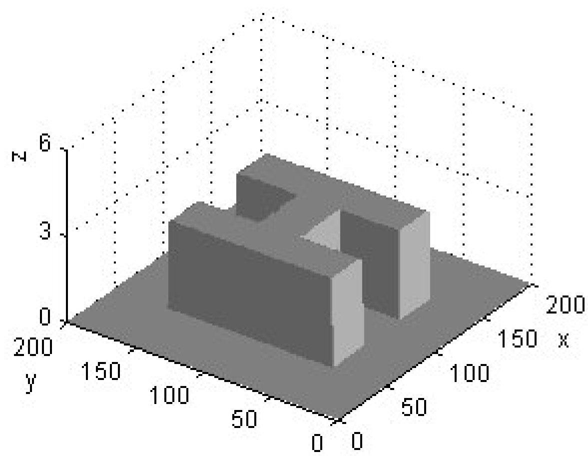

Figura 7.1. Relieve en forma de H.

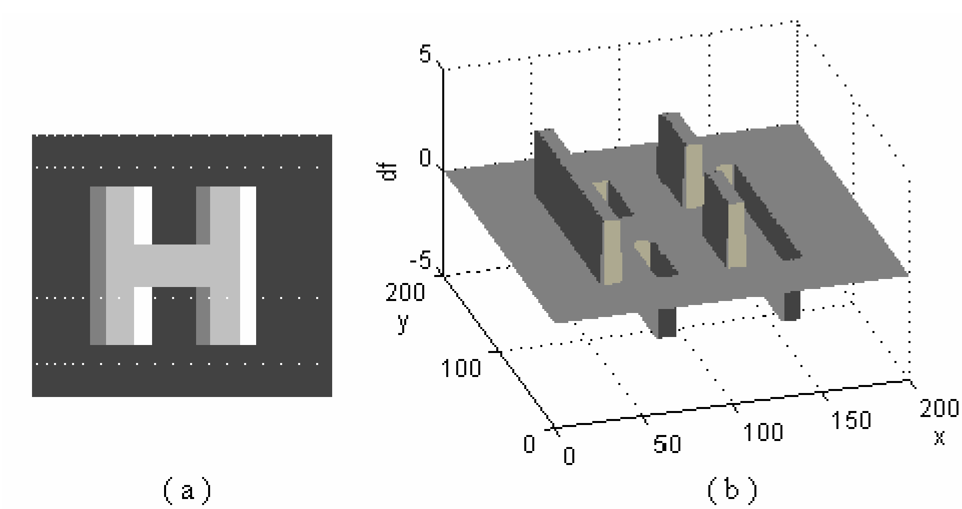

Figura 7.2. a) Desplazamiento de la función H y b) Diferencias de la función H.

Las diferencias de la función H se presentan como un arreglo cuadrado de 200x200 elementos y se obtiene a partir de dos matrices de la misma función H desplazada en la dirección x en 10 píxeles, este desplazamiento se muestra en la figura 7.2a. La diferencia se muestra en la figura 7.2b. Luego de aplicar el algoritmo, en la dirección X, con 122 funciones base B-spline se encuentra la aproximación mostrada en la figura 7.3.a.

Se evalúa el error cuadrático medio y se ilustra como función de la coordenada Y en la figura 7.3.b. Se tiene un error cuadrático medio máximo de 2.01×10^{-2}.

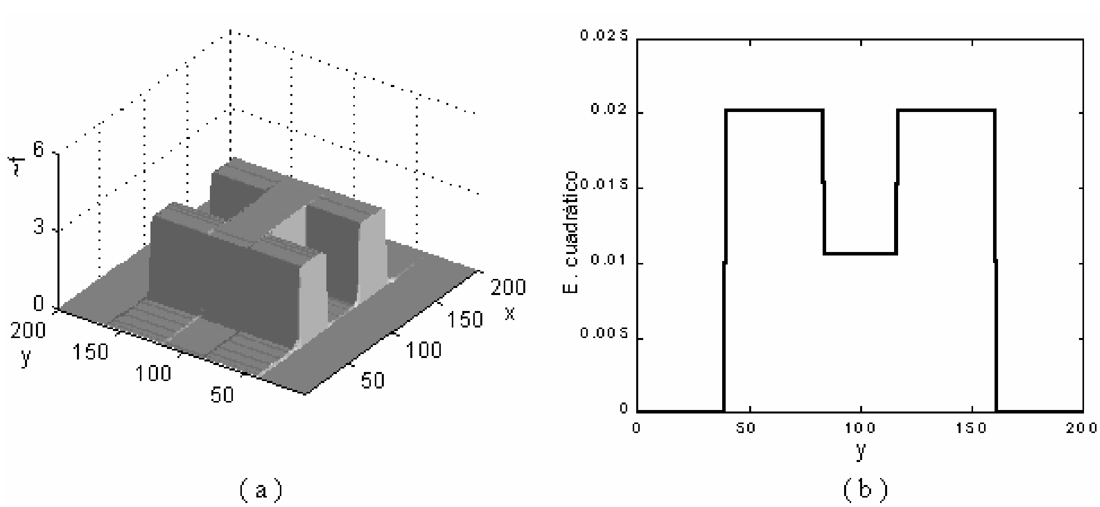

Figura 7.3. a) Función H aproximada a partir de las diferencias y b) error cuadrático.

Para mostrar como se comporta el algoritmo para funciones de variación suave, se le aplicó a la función bidimensional $f(x,y) = x\mathrm{e}^{-\frac{1}{500}\left[(x-50)^2+(y-50)^2\right]}$,con $1 \leq x, y \leq 100$. Se utiliza un desplazamiento de 8 unidades en la dirección X. La función se muestra en la figura 7.4. y sus diferencias en la figura 7.5.

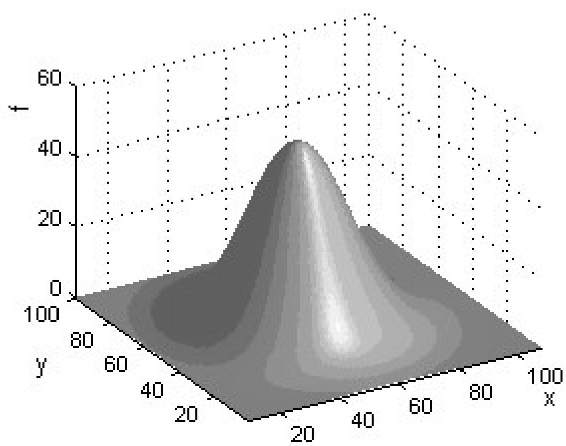

Figura 7.4. Función de variación suave.

Se aplica el algoritmo y se evalúa su error, cuando se utiliza 25 funciones B-spline. La aproximación encontrada se muestra en la figura 7.6.a y el error cuadrático medio en la figura 7.6.b. El error cuadrático medio máximo en este caso es de 4.19×10^{-2}.

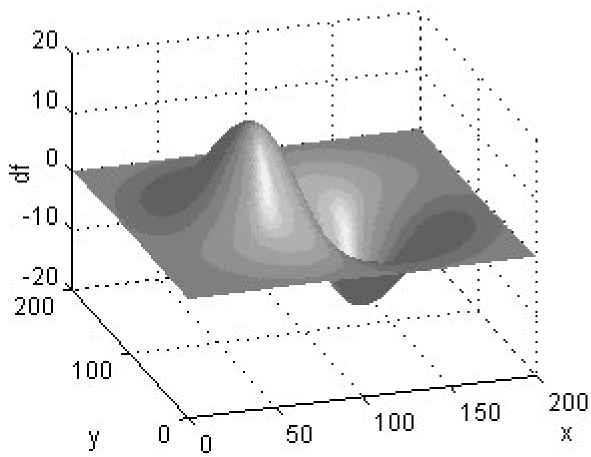

Figura 7.5. Diferencias de la función de variación suave.

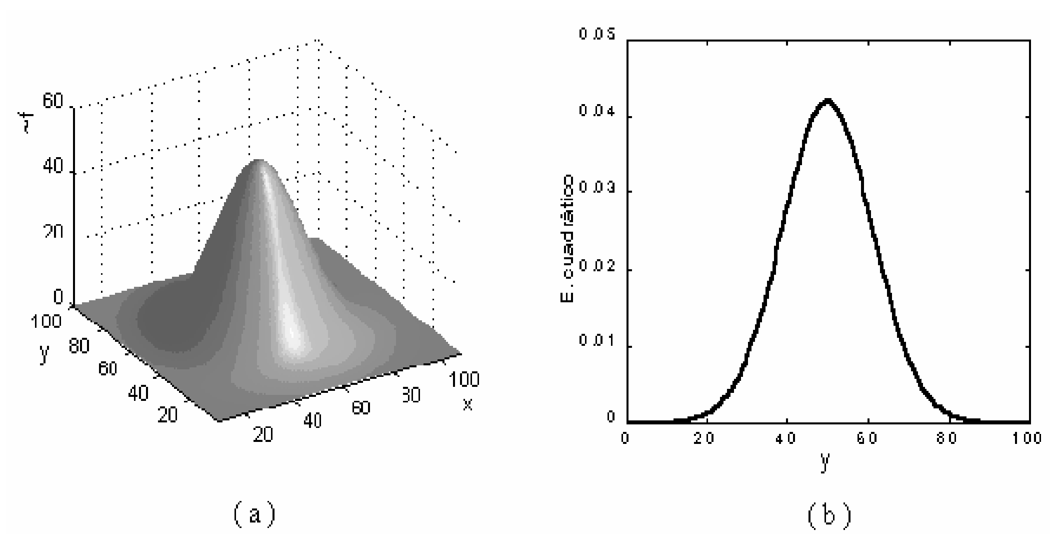

Figura 7.6. a) aproximación a la función de variación suave, b) error cuadrático medio.

7.3 COMPORTAMIENTO DEL ALGORITMO ANTE EL RUIDO

Para mostrar el comportamiento del algoritmo de aproximación ante el ruido, se le adiciona un ruido aleatorio a las funciones diferencias. El ruido agregado tiene valor medio cero y desviación estándar 1. La diferencia con ruido para el relieve en forma de H, se muestra en la figura 7.7.

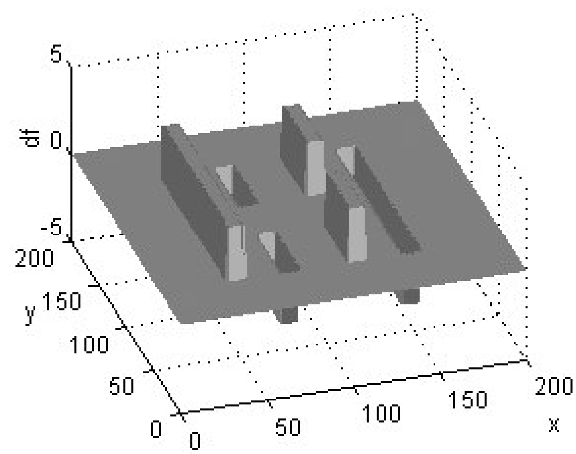

Figura 7.7. Diferencias con ruido para la función en forma de H.

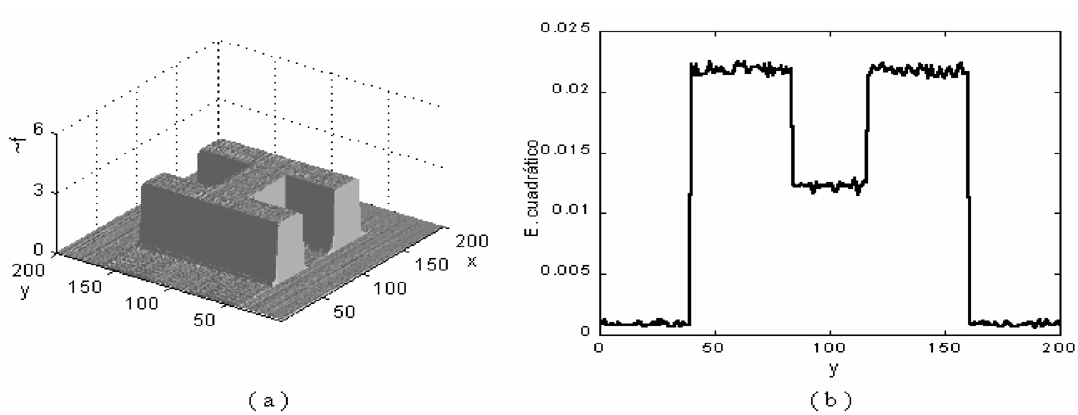

Figura 7.8. a) Aproximación a la función H a partir de diferencias con ruido y b) Error cuadrático medio para la diferencia.

Al aplicar el método de aproximación, con 122 funciones B-spline, ala función en forma de H se obtiene la función ilustrada en la figura 7.8.a, con el error cuadrático medio mostrado en la figura 7.9.b; el error cuadrático medio máximo en este caso es de 2.25×10^{-2}.

En la figura 7.9 se muestra las diferencias, con ruido, de la función de variación suave; Las correspondientes aproximación y estimación del error cuadrático medio se aprecian en las figuras 7.10a. y 7.10b. Respectivamente. El error cuadrático medio máximo obtenido en este caso es de $6,96\times10^{-2}$.

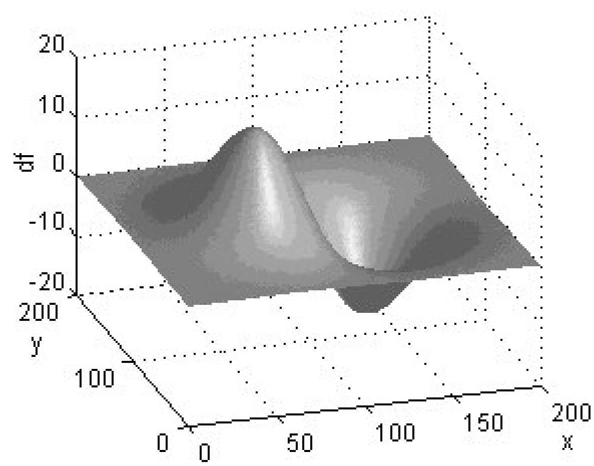

Figura 7.9. Diferencias, con ruido, de la función de variación suave.

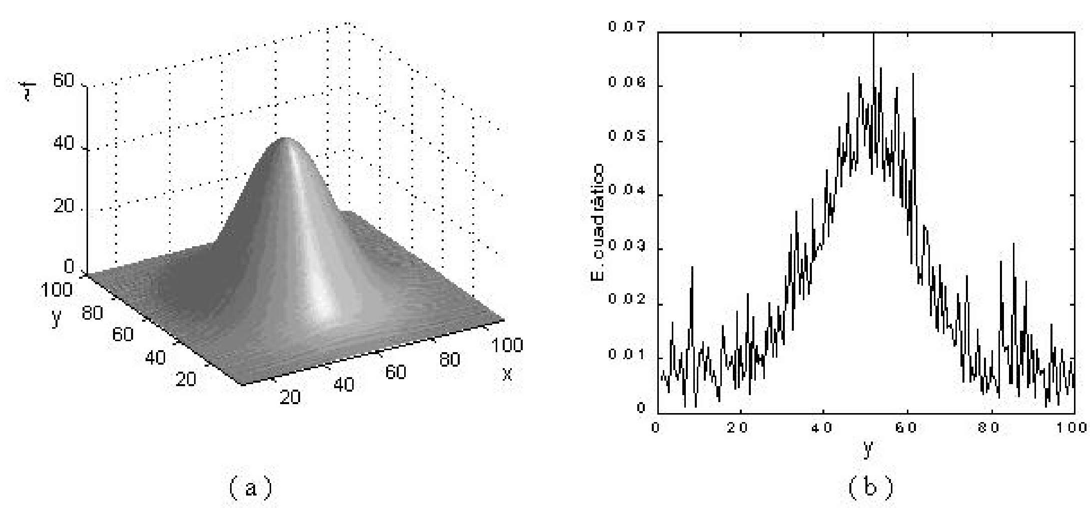

Figura 7.10. a) Aproximación a la función de variación suave y b) error cuadrático.

7.4 *APLICACIÓN DEL ALGORITMO DE APROXIMACIÓN A DATOS EXPERIMENTALES.*

El algoritmo de aproximación se aplica ahora a los gradientes de espesor obtenidos en el capítulo anterior, mostrados en la figuras 6.3, 6.4 y 6.5.

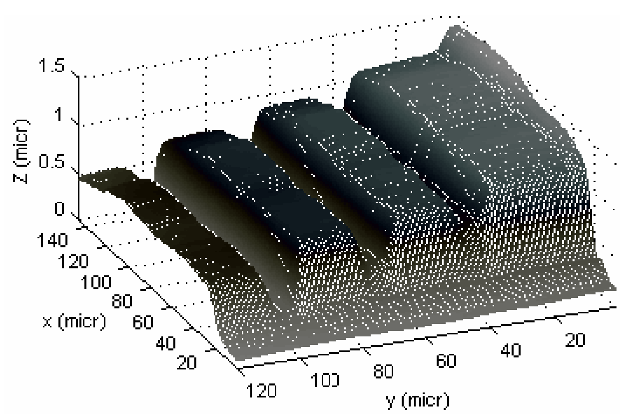

Figura 7.11. Aproximación al espesor de peldaños de resina transparente.

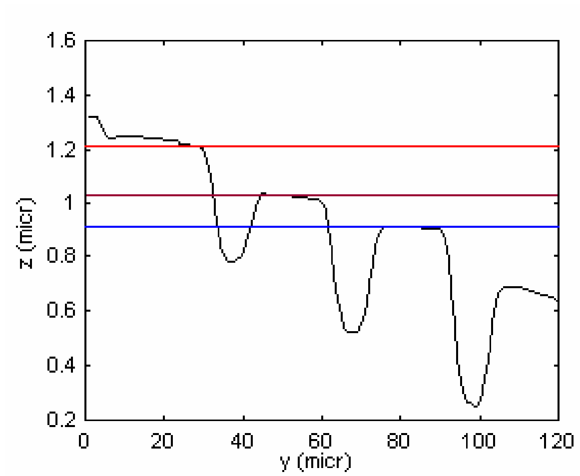

Figura 7.12. Perfil de la aproximación en la dirección y.

En el perfil de la aproximación se encuentra que entre en nivel del primer peldaño, marcado con la línea roja, y el nivel del segundo peldaño, señalado con la línea de color café, existe una diferencia de 210 nm mientras que entre el nivel del segundo y el nivel del tercer peldaño marcado con la línea de color azul existe una diferencia de 116 nm.

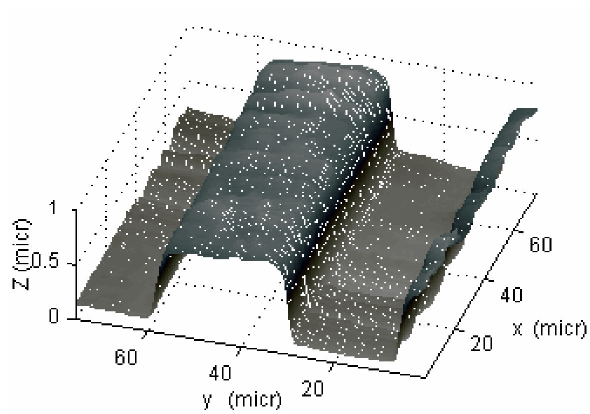

Figura 7.13. Aproximación al espesor una red de fase.

En la aproximación, mostrada en la figura 7.13, correspondiente a la red de fase se encuentra que la altura del salto es de 749 nm. Como se deduce de la diferencia de nivel de la parte superior, señalado con la línea de color rojo y el nivel del fondo señalado con la línea color azul.

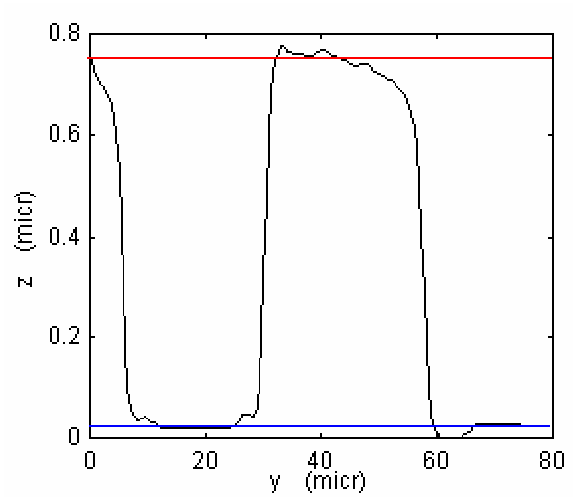

Figura 7.14. Perfil de la aproximación en la dirección y.

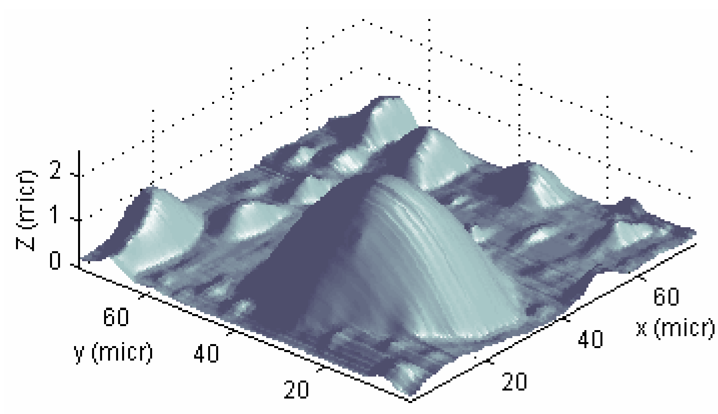

Figura 7.15. Aproximación al espesor de gotas aceite de inmersión.

En la aproximación mostrada en la figura 7.15, se encuentra una altura máxima de 2.56 μm correspondiente a la gota de aceite de mayor dimensión.

8. CONCLUSIONES

Con el desarrollo de este trabajo de investigación se ha habilitado un sistema interferométrico con el cual se pueden hacer estudios de la variación de espesores de especimenes transparentes, utilizando una fuente de luz policromática o monocromática. Aquí se ha utilizado iluminación policromática para evitar las ambigüedades de fase que se presentan en los algoritmos de determinación de fase usados con la iluminación monocromática. Con el sistema se alcanza una resolución de 3 nm, si se tiene en cuenta que se pueden registrar imágenes interferométricas por cada paso de un motor paso a paso.

El sistema interferométrico basado en la técnica de desplazamiento lateral, se encuentra calibrado en todos sus dispositivos; resolución lateral, calibrado en su dispositivo de desplazamiento lateral y calibrado en su dispositivo de variación del retardo óptico. Además el sistema está automatizado en lo que tiene que ver con la adquisición dinámica de imágenes. Para este efecto se elaboró un software con el que se controla la adquisición de los interferogramas y la rotación del motor paso a paso.

Se hizo el estudio de la variación de espesor de resinas transparentes depositadas en vidrio. Por todo lo anterior se puede decir que se alcanzaron los objetivos propuestos para el trabajo de investigación.

Se desarrollaron dos ponencias, una en el VIII Encuentro Nacional de Óptica realizado en la ciudad de Popayán y la otra en el XX Congreso Nacional de Física celebrado en la ciudad de Armenia.

En el capitulo séptimo se propuso un algoritmo de aproximación para el espesor de las muestras. Con este algoritmo se puede estimar el espesor de muestras transparentes con resolución del orden de nanómetros. Sobre este aspecto cabe decir que los resultados concuerdan en el orden de magnitud con resultados previos obtenidos con iluminación reflejada en el Laboratorio del grupo de Óptica de la Universidad Industrial de Santander. El algoritmo de aproximación y su aplicación práctica es un trabajo que se pretende exponer en la V Reunión Iberoamericana de óptica a realizarse en Islas Margarita, Venezuela en el presente año.

9. BIBLIOGRAFIA

[1] MALACARA, D. Optical Shop Testing, Ed. Jonh Wiley & Sons, (1992)

[2] HARIHARAN, P., Optical Interferometry ed. Academic Press Australia 1985, pp. 134.

[3] KRASINSKI, J.,HELLER, D.F., Y KAFRI, O., Phase Objects Microscopy Using Moire Deflectometry, Appl. Opt. 24, 3032 (1985).

[4] LAERI, F. and STRAND, T.C., Angström Resolution Optical Profilometry for Microscopy, Appl. Opt. 26, 2245 (1987).

[5] CHIM, S.S. and KINO, G.S, Three-Dimensional Image Realization in Interference Microscopy, Appl. Opt. 31, 2550 (1992).

[6] DUBOIS, A., SELB, J., VABRE, L. and BOCCARA A.C, Phase Measurements with Wide-Aperture Interferometers, Appl. Opt. 39, 2326 (2000).

[7] KOYAMA, K., IWASAKI, A, TANIMOTO, M. and KUDO, I., Simple interferometric microscopy for situ real-Time two-Dimensional observation of Crystal Growth, Rev. Sci. Instrum. 67, 2584 (1996)

[8] KOMATSU, H., Optical Characterization of Crystal Surfaces, in Crystal Growth of Electronic Materials, E. Kaldis, Ed. (Elsevier, New York, 1985), cap. 28.

[9] CREAT, K., Phase-Mesurents interferometry Technques, in Progress in Optics. Vol. XXXI, E. wolf, ed., Elsevier Science Publishers, 1988, pp, 349-393.

[10] DECK, L and de GROOT, P., Punctuated Quadrature Phase-Shifting Interferometry, Opt. Lett. 23, 19 (1998).

[11] FREISCHLAD, K. and KOLIOPOULOS, C.L., Fourier Description of Digital Phase-Mesuring Interferometry, J. Opt. Soc. Am. A, 7, 542 (1990).

[12] PHILLION, D.W. General Methods for Generating Phase-Shifting Interferometry Algorithms, Appl. Opt. 36, 8098 (1997).

[13] BATES, W.J. Proc. Phys. Soc., 59, 940 (1947).

[14] SALEH, B.E y TEICH, M.C. Fundamentals of Photonics. Ed. Jonh Wiley & Sons, (1991)

[15] BORN, M. y WOLF E. Principles of Optics, Cambridge University (1999)

[16] STEELL, W.H. Interferomtry, Cambridge University Press, (1967)

[17] SANDOZ, P. Profilométrie en Lumiere Polychromatique et par Microscopie confocale: Application au Contrôle de L'Aspect Visuel de Pieces en Plastique Moulé, These, L'Université de Franche-Comté,(1993)

[18] CHIM, S.S. and KINO, G.S, Phase Measurements Using the Mirau Correlation Microscope, Appl. Opt. 30, 2197 (1991)