



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

**INTERFEROMETRÍA ELECTRÓNICA DE MOTEADO CON
SENSIBILIDAD FUERA DE PLANO APLICADA AL ESTUDIO DE
ELEMENTOS MECÁNICOS**

TESIS

Para obtener el grado de

MAESTRA EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

PRESENTA:

ANA KAREN REYES

ASESOR DE TESIS:

Doctora en Ciencias (Óptica)
AMALIA MARTÍNEZ GARCÍA

CO-ASESOR DE TESIS:

Doctor en Ciencias en Óptica
HÉCTOR I. PÉREZ AGUILAR

Morelia, Michoacán, Febrero de 2018

RESUMEN

En esta tesis se presentan los resultados experimentales obtenidos para el campo de desplazamiento fuera de plano en probetas de aluminio con y sin fractura, las cuales fueron sometidas a un esfuerzo mecánico axial. La técnica utilizada corresponde a la interferometría electrónica de moteado (siglas en inglés ESPI: Electronic Speckle Pattern Interferometry) con sensibilidad fuera de plano y usando iluminación divergente. La evaluación de la fase correspondiente a los patrones de franjas obtenidos se llevó a cabo utilizando la técnica de desplazamiento de fase de cuatro pasos. Se analizó de manera detallada, la dependencia del vector de sensibilidad al usar iluminación divergente en función de la topografía del objeto, ángulo de iluminación y distancia de la fuente de iluminación con respecto al objeto de prueba. También se calcula el error en la evaluación del campo de desplazamiento fuera de plano al suponer iluminación colimada en el experimento.

Palabras clave: Interferometría, Speckle, Campo de desplazamiento, Vector de Sensibilidad, Sensibilidad fuera de plano.

ABSTRACT

In this thesis the experimental results obtained for the out of plane displacement field in aluminum samples with and without fracture, which were subjected to an axial mechanical stress are presented. The used technique corresponds to Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI) with out-of-plane sensitivity and using divergent illumination. The evaluation of the phase corresponding to the obtained fringe patterns was carried out using the phase shift technique of four steps. The dependence of the sensitivity vector using divergent illumination as a function of the topography of the object, angle of illumination and distance of the illumination source to the test object was analyzed in detail. The error in the evaluation of the out-of-plane displacement field is also calculated by assuming collimated illumination in the experiment.

Keywords: Interferometry, Speckle, Displacement field, Sensitivity Vector, Sensibility out of plane.

*A mi madre y hermanos
el motor de mi vida*

Agradecimientos

Agradezco a todo el personal del posgrado por confiar en mí desde el inicio de toda esta aventura, por brindarme siempre de manera incondicional apoyo y una formación de calidad como física.

De manera especial agradezco a la Dra. Amalia que me abrió las puertas de su laboratorio y me otorgó un proyecto de investigación para poder llevar a cabo este trabajo. Agradezco su forma de ser siempre amable y comprensiva conmigo, por ayudarme a adaptarme a un nuevo lugar y siempre estar. Agradezco el apoyo académico y de forma muy especial todo el conocimiento que me transmitió y que estoy segura no podría haber adquirido en otra parte.

Agradezco al Dr. Héctor que desde licenciatura se convirtió en un guía académico y además en un amigo, que con su ejemplo logró motivar en mí el amor a la ciencia. Gracias por apoyarme para poder realizar la estancia, por leerme cuando me sentí desesperada y ayudarme cuando lo necesité.

Al Dr. Juan Antonio Rayas quien ha sido un ejemplo de trabajo y disciplina, gracias por ayudarme incluso estando lejos, gracias por las incontables pláticas en el laboratorio donde siempre surgían nuevas ideas que me motivaron a aprender más.

A mi compañero Gustavo Adolfo por toda la ayuda en la parte de programación, por las tardes que además me escuchó y aconsejó sobre una infinidad de cosas. Muchas gracias Gus, por nunca dejarme sola en el trabajo ni siquiera estando en Colombia de vacaciones.

Ramón gracias por ayudarme con los programas de LaBVIEW, sin ti esto hubiera requerido más tiempo.

De forma especial, gracias Carmen, porque estuviste desde el primer día hasta el

último, gracias por la ayuda con las figuras, por soportar mis momentos de estrés, por todas las palabras de aliento cuando las necesité. Sólo tú sabes realmente todo el esfuerzo y los sacrificios que este trabajo significó para mí.

Al CIO y todas las personas que me recibieron y me hicieron sentir como en casa, Clarita, Monse, Gaby, Sarahí, Fabricio, Sigi. Sé que me sabrán disculpar las personas a las que no nombré, no he podido acordarme de todos.

Al CONACyT por aceptar mi postulación a la CONVOCATORIA DE BECAS NACIONALES 2016 PRIMER PERIODO y posteriormente aceptar mi solicitud para BECAS MIXTAS 2017 PARA MOVILIDAD NACIONAL otorgándome ambas, donde recibí el 596098 como número de becario.

Contenido

	Página
Resumen	i
Abstract	ii
Dedicatoria	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	vi
Lista de Figuras	viii
I. INTRODUCCIÓN GENERAL	1
II. Interferometría	4
II.1. Experimento de Young	6
II.1.1. Tamaño de la fuente y coherencia	9
II.2. Experimento de Michelson	11
II.2.1. Requisitos de coherencia	13
II.2.2. Tipos de franjas observables	14
II.3. Interferometría de moteado, sistemas con sensibilidad en plano y fuera de plano	15
II.3.1. Teoría básica de Interferometría Electrónica de Moteado (ESPI)	15
II.3.2. Sistemas con sensibilidad fuera de plano	18
II.3.3. Sistemas con sensibilidad en plano	21
III. Métodos de obtención de fase	23
III.1. Corrimiento de fase de 3 pasos	24
III.2. Corrimiento de fase de 4 pasos	26
III.3. Método de Fourier	27
III.4. El método directo	28
IV. Vector de sensibilidad	30
IV.1. Caso de un haz de iluminación divergente	30
IV.2. Caso de Iluminación dual divergente	34
IV.3. Caso de un haz de iluminación colimado	35
IV.4. Caso de Iluminación dual colimada	37
IV.5. Análisis de la dependencia del Vector de sensibilidad fuera de plano .	38
IV.5.1. Dependencia del vector de sensibilidad en función de la to- pografía del objeto	38

Contenido (continuación)

	Página
IV.5.2. Dependencia del vector de sensibilidad en función del ángulo de iluminación para el caso de una superficie plana	45
IV.5.3. Dependencia del vector de sensibilidad en función de la distancia de la fuente de iluminación sobre el eje óptico para el caso de una superficie plana	46
IV.6. Conclusiones	48
V. Resultados experimentales	51
V.1. Descripción del arreglo experimental	51
V.2. Deformación por flexión	53
V.3. Vector de Sensibilidad del arreglo experimental utilizado	55
V.4. Corrimiento de fase	56
V.5. Obtención de imágenes	58
V.6. Obtención de fase envuelta y desenvuelta	59
V.7. Resultados experimentales	59
VI. Conclusiones generales	69
A. Programas para obtención de imágenes	72
B. Programas para procesamiento de imágenes	75
REFERENCIAS	86

Lista de Figuras

Figura		Página
1	Experimento de Young. Dos ondulaciones se extienden desde el par de rendijas e interfieren. La interferencia constructiva ocurre en P cuando la diferencia de trayectoria l sea $N\lambda$ o $(N + \frac{1}{2})\lambda$	7
2	Franjas de Young formadas con dos rendijas rectas y paralelas.	7
3	Una fuente de tamaño finito que ilumina las rendijas en un experimento de Young. Las franjas de alta visibilidad, sólo se pueden apreciar si $AS - BS$ cambia en una fracción pequeña de una longitud de onda para todas las posiciones de S , desde S' hasta S''	10
4	Interferómetro de Michelson.	12
5	Franjas que se observan en un interferómetro de Michelson. a) Franjas de igual inclinación, b) franjas localizadas y c) franjas de igual grueso.	15
6	Generación de moteado.	16
7	Generación de speckle subjetivo.	16
8	Patrón de irradiancia a) antes del desplazamiento, b) después del desplazamiento y c) Substracción de I_{bef} e I_{aft}	18
9	Interferómetro con sensibilidad fuera de plano.	19
10	Medición del desplazamiento fuera de plano con interferometría electrónica de moteado.	20
11	Diagrama para calcular el camino óptico.	20
12	Interferómetro con sensibilidad en plano.	21
13	Medición del desplazamiento en el plano con interferometría electrónica de moteado.	22
14	Esquema para la obtención del vector de sensibilidad.	31
15	Diagrama auxiliar para la obtención de los vectores bisector y medio.	32
16	Esquema para el vector de sensibilidad para iluminación dual.	34
17	Sistema óptico con sensibilidad fuera de plano.	36
18	Diagrama para obtener la componente fuera de plano.	36

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
19	Diagrama para obtener la componente en el plano.	37
20	Topografías consideradas para el análisis del vector de sensibilidad: a) Placa cuadrada con dimensiones de 5 cm \times 5 cm. Semiesfera con 5 cm de diámetro: b) convexa, c) cóncava. Semicilindro con 5 cm de diámetro y 2.5 cm de altura: d) convexo y e) cóncavo.	39
21	Componentes del vector de sensibilidad para el caso de una superficie plana con dimensiones 5 cm \times 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z	39
22	Componentes del vector de sensibilidad para el caso de una semiesfera convexa con un diámetro de 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z	40
23	Componentes del vector de sensibilidad para una semiesfera cóncava con un diámetro de 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z	40
24	Componentes del vector de sensibilidad para un semicilindro convexo con un diámetro de 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z	40
25	Componentes del vector de sensibilidad para un semicilindro cóncavo con un diámetro de 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z	41
26	Error relativo porcentual de la componente e_z del vector de sensibilidad para una superficie plana con dimensiones 5 cm \times 5 cm.	42
27	Errores relativos porcentuales de la componente e_z del vector de sensibilidad para: semiesfera con 5 cm de diámetro a) convexa, b) cóncava y c) diferencia entre a) y b).	43
28	Errores relativos porcentuales de la componente e_z del vector de sensibilidad para un semicilindro con 5 cm de diámetro y 2.5 cm de altura: a) convexo, b) cóncavo y c) diferencia entre a) y b).	44
29	Diagrama para mostrar la posición de iluminación, el ángulo de incidencia y los tres puntos que se consideran para la evaluación del error relativo del vector de sensibilidad.	45
30	Variación del error relativo de la componente e_z del vector de sensibilidad dependiente del ángulo de incidencia de la iluminación.	46
31	Variación del error relativo de la componente e_z del vector de sensibilidad dependiente de la distancia entre la fuente de iluminación y la muestra.	47

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
32	Variación del error relativo de la componente e_z del vector de sensibilidad dependiente de la distancia entre la fuente de iluminación y la muestra considerando un ángulo de 5°	48
33	Error porcentual para un objeto con dimensiones de $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$, variando la posición de la fuente de iluminación y la posición del observador, dejando fijo un ángulo de 0°	49
34	Error porcentual para un objeto con dimensiones de $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$, variando la posición de la fuente de iluminación y la posición del observador, dejando fijo un ángulo de 10°	49
35	Fotografía del arreglo óptico con sensibilidad fuera de plano usando la técnica de interferometría electrónica de moteado.	52
36	Montura mecánica para sujetar las probetas utilizadas en los diferentes ensayos.	53
37	Ejemplo de flexión mecánica: arriba, un elemento tal como una barra se encuentra en estado de reposo; en la figura de abajo dicho elemento es sometido a una fuerza. El elemento, en consecuencia, se dobla en el mismo sentido de la fuerza.	54
38	Componentes del vector de sensibilidad para un sistema con sensibilidad fuera de plano: a) e_x , b) e_y y c) e_z	55
39	Error porcentual para la probeta usada en el experimento.	56
40	a) Objeto bajo estudio. b) Patrón de franjas. c) Fase envuelta. d) Perfil de la fase envuelta en $y = 2.3\text{ cm}$. e) Fase desenvuelta y f) Perfil de la fase desenvuelta en $y = 2.3\text{ cm}$	60
41	Campo de desplazamiento en la probeta mostrada en la Fig. 40a).	61
42	a) Objeto bajo estudio. b) Patrón de franjas. c) Fase envuelta. d) Perfil de la fase envuelta en $y = 2.3\text{ cm}$. e) Fase desenvuelta y f) Perfil de la fase desenvuelta en $y = 2.3\text{ cm}$	62
43	Campo de desplazamiento en la probeta mostrada en la Fig. 42a).	63
44	a) Objeto bajo estudio. b) Patrón de franjas. c) Fase envuelta. d) Perfil de la fase envuelta en $y = 2.3\text{ cm}$. e) Fase desenvuelta y f) Perfil de la fase desenvuelta en $y = 2.3\text{ cm}$	64

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
45	Desplazamiento en la probeta mostrada en la Fig. 44a).	65
46	a) Fotografía de la fractura. b) Interferograma. c) Fase envuelta. d) Perfil de la fase envuelta en $y = 0.05$ cm. e) Fase desenvuelta y f) Perfil de la fase desenvuelta en $y = 0.05$ cm.	67
47	Desplazamiento en la probeta mostrada en la Fig. 44a) que se puede comparar con la fotografía de la fractura mostrada en la Fig. 46a).	68
48	Interfaz gráfica para obtener los patrones de Speckle.	72
49	Parte 1 de la programación en LabView.	73
50	Parte 2 de la programación en LabView.	74

Capítulo I

INTRODUCCIÓN GENERAL

En el caso particular de las pruebas de desgarre y de tensión, éstas se realizan en probetas estandarizadas de acuerdo a las normas ASTM (American Standard Testing Materials) [ASTM-International (2014)]. Las pruebas se llevan a cabo con una máquina universal de ensayos. La información proporcionada por este método corresponde a valores promedio en los campos de deformación por lo que se requiere de la implementación de métodos que den la información en cada punto de la muestra y no de un promedio. Esto conlleva la necesidad de crear técnicas de medición más modernas, siendo la óptica una herramienta útil en el campo de la metrología, cuyas ventajas son: que se obtiene información de campo completo, en tiempo real, sensibilidad alta y además son técnicas donde no hay contacto con la superficie de prueba. Una de las técnicas de la metrología óptica es la interferometría electrónica de patrones moteado (ESPI por sus siglas en inglés: Electronic Speckle Pattern Interferometry) inventada a principios de la década de los setenta [Butters and Leendertz (1971); Macouski *et al.* (1971); Schwomma (1972); Leendertz (1970); Løkberg and Høgmoen (1970); K. and L. (1975)].

Mediante el uso de la técnica ESPI se ha logrado la medición del módulo de Young

en el hule látex [Rayas *et al.* (Diciembre 2003)], la evaluación y cuantificación de fallas en las superficies de piezas industriales [Martínez *et al.* (Junio 2010); Parra-Michel *et al.* (Octubre 2010)]. Aplicando interferometría de moteado y usando una cámara digital se han obtenido mediciones de deformaciones estáticas y dinámicas [Whelan *et al.* (2004)]. En la industria automotriz se encontraron aplicaciones como la medición de la expansión térmica de pistones en dirección normal, deformaciones transversales de discos de freno girando a grandes velocidades, análisis modal de vibraciones de elementos de carrocería [Ángel Fernández-Doval (1996)]. La técnica ESPI es explicada a detalle en el capítulo II.

Una etapa importante en el cálculo de las componentes del vector de desplazamiento es la determinación de la fase óptica. El objetivo principal de las medidas interferométricas es la evaluación de la distribución de la fase codificada en un patrón de franjas (interferograma). Entre las técnicas para la evaluación de la fase se pueden mencionar las siguientes: transformada de Fourier (también conocido como método de Takeda) [Takeda *et al.* (1982)], corrimiento de fase y método directo [Robinson and Reid (1993)]. Estos métodos son descritos con mayor detalle en el Capítulo III. El método de corrimiento de fase logra una mayor precisión en la evaluación de la fase dado el número de imágenes necesario (al menos tres) lo que logra que el ruido temporal y espacialmente aleatorio se promedien, dando así una solución exacta. En cambio los métodos de Fourier y directo son aproximaciones convirtiéndose en métodos menos precisos que el método de corrimiento de fase ya que utilizan sólo un interferograma en el cual realizan todo el procedimiento para el cálculo de la fase. Estos dos últimos métodos, sin embargo son aplicables en eventos dinámicos, dado que no se usan componentes en movimiento.

Otra de las etapas en ESPI es la formación del interferograma de speckle a partir

de una determinada geometría de iluminación y observación, de donde se determina lo que se conoce como el vector de sensibilidad. Uno de los objetivos particulares de este trabajo es presentar un análisis del error en la medición de la componente de desplazamiento fuera de plano $w(x, y)$ cuando se tiene el supuesto de iluminación colimada. Los parámetros a considerar en la evaluación de las componentes del vector de sensibilidad son: geometría del objeto, posiciones de la fuente de iluminación y de observación en el eje óptico y posición angular de la fuente de iluminación. Estos resultados son presentados en el capítulo IV.

En este trabajo se implementará la técnica de desplazamiento de fase en el estudio de estructuras estáticas. El tipo de iluminación a utilizar es luz divergente y la configuración corresponderá a un sistema óptico con sensibilidad fuera de plano lo que nos permite detectar las deformaciones en la dirección del eje z , considerando el plano $x - y$ la superficie de la placa metálica. La última etapa en ESPI corresponde a la evaluación del campo de deformación en función de la fase y del vector de sensibilidad utilizando una placa de aluminio lo cual es el objetivo general de la tesis y se presenta en la sección de resultados del Capítulo V.

Finalmente en el capítulo VI se presentan las conclusiones más relevantes del trabajo de investigación realizado.

Capítulo II

INTERFEROMETRÍA

En 1801, Thomas Young demostró la naturaleza ondulatoria de la luz en uno de los experimentos cruciales de la física: la interferencia de dos haces de luz provenientes del mismo frente de ondas después de haber pasado a través de dos rendijas paralelas entre sí. El término interferencia se usa para describir el fenómeno presente cuando, al reunir dos o más haces de luz, la suma de sus irradiancias difiere de la suma aritmética. En la naturaleza la interferencia se observa como los colores en una burbuja de jabón o en la película de aceite depositada sobre el piso mojado.

Es importante aclarar por qué es necesario que los haces de luz provengan del mismo frente de onda. La interferencia ocurre cuando dos ondas mutuamente coherentes se superponen en algún lugar del espacio. Estas ondas son mutuamente coherentes solamente en dos casos:

- a) si tienen su origen en la misma fuente, o
- b) si son monocromáticas y tienen exactamente la misma frecuencia, como en el caso de algunos láseres.

Supongamos que dos ondas salen de una fuente luminosa y recorren caminos diferentes para después reunirse nuevamente en una pantalla. La fase de cada una de las

ondas al llegar a la pantalla puede expresarse como:

$$\varphi = \int_1^2 k dx, \quad (1)$$

suponiendo que el índice de refracción n , y por lo tanto el valor de k , conocido como la magnitud del vector de propagación, son función del punto x de la trayectoria. Si ahora sustituimos el valor de k dado por:

$$k = nk_0, \quad (2)$$

donde k_0 es el valor de k en el vacío. Ahora usando la definición de camino óptico CO dada por:

$$CO = \int_{P_1}^{P_2} n ds, \quad (3)$$

que indica que de todas las trayectorias geoméricamente posibles para que la luz viaje de un punto P_1 a un punto P_2 , sólo son permitidas físicamente aquellas que contienen un valor extremo para el camino óptico, podemos obtener:

$$\varphi = k_0 (CO). \quad (4)$$

Ahora, si una de las ondas recorre un camino óptico CO_1 y la otra recorre un camino óptico CO_2 de la fuente al punto de observación, las fases de ellas en este punto serán:

$$\varphi_1 = k_0 (CO_1) \quad (5)$$

y

$$\varphi_2 = k_0 (CO_2). \quad (6)$$

De aquí se ve que la diferencia de fase está dada por:

$$\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = k_0 (DCO), \quad (7)$$

donde DCO es la diferencia de camino óptico entre los dos haces. Por lo tanto la irradiancia en el detector quedaría dada por:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos [k_0 (DCO)], \quad (8)$$

donde I_1 e I_2 son las irradiancias de cada haz de manera independiente. Se puede ver que la máxima irradiancia se obtiene para valores de la diferencia de camino óptico dados por:

$$DCO = m\lambda, \quad (9)$$

donde m es un entero. La mínima amplitud, que es cero, se obtiene cuando:

$$DCO = n\frac{\lambda}{2}, \quad (10)$$

donde n es un entero impar [Malacara (2004)].

II.1. Experimento de Young

En el experimento original de Young se hacía pasar la luz del sol a través de un agujero, hecho con un alfiler, para iluminar una pantalla con dos agujeros adicionales; esta pantalla estaba a una distancia considerable en comparación con la separación de los agujeros. Los efectos de interferencia se observaban en una pantalla también bastante retirada. Para el estudio inmediato es conveniente comenzar con un arreglo más idealizado y agregar gradualmente las diversas complicaciones del experimento original [Smith and Thompson (1979)].

Primero vamos a considerar el sistema mostrado en la Fig. 1. Un frente de onda plano monocromático incide sobre una pantalla que es totalmente opaca, excepto por dos rendijas A y B . La distancia de las rendijas A y B al punto P son diferentes, por lo que el valor de la DCO depende de la posición del punto P sobre la pantalla.

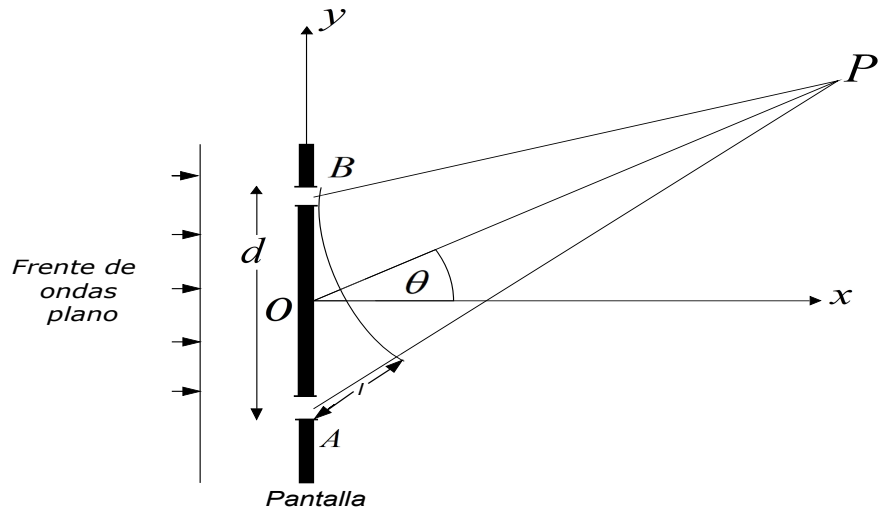


Figura 1. Experimento de Young. Dos ondulaciones se extienden desde el par de rendijas e interfieren. La interferencia constructiva ocurre en P cuando la diferencia de trayectoria l sea $N\lambda$ o $(N + \frac{1}{2})\lambda$.

El patrón de interferencia que se obtiene es una serie de franjas paralelas cuya intensidad relativa se muestra en la Fig. 2.

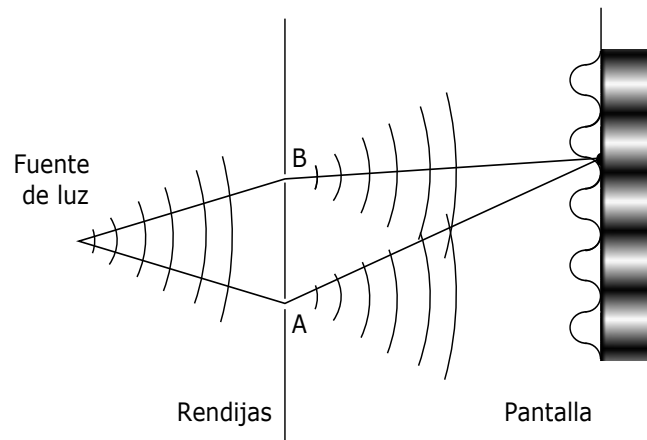


Figura 2. Franjas de Young formadas con dos rendijas rectas y paralelas.

La diferencia de camino óptico y la condición para la posición de una franja brillante se puede expresar como:

$$DCO = \overline{AP} - \overline{BP} = m\lambda. \quad (11)$$

De la Ec. (8), suponiendo que las dos ondas que interfieren tienen la misma irradiancia, es fácil ver que la irradiancia resultante sobre la pantalla estaría dada por:

$$\begin{aligned} I &= 2I_0 [1 + \cos(kDCO)] \\ &= 4I_0 \cos^2\left(\frac{kDCO}{2}\right) \end{aligned} \quad (12)$$

Esta fórmula nos da la posición de las franjas de interferencia cuando las dos rendijas son infinitamente angostas. En el caso real en que son de un ancho finito, la posición de las franjas es la misma, pero la irradiancia decrece hacia las orillas. Si la longitud de onda λ cambia en una cantidad $\Delta\lambda$, podemos ver que en un punto dado P donde hay una franja, el orden m deja de tener un valor entero. Entonces, el máximo de la franja para $\lambda + \Delta\lambda$ se habrá desplazado del punto P , de acuerdo a la relación:

$$\Delta m = -\frac{DCO}{\lambda^2} \Delta\lambda. \quad (13)$$

Por lo tanto, si la DCO es muy grande, pequeños desplazamientos de la longitud de onda ocasionan grandes desplazamientos de las franjas. Si se desea un buen contraste de las franjas sobre un campo amplio, es entonces necesario usar una fuente casi monocromática. Si el campo deseado es muy pequeño, se puede usar una fuente de luz blanca. Si la fuente puntual de luz se desplaza un poco en la dirección perpendicular a las rendijas, la diferencia de camino óptico DCO cambia, por lo tanto se desplazan las franjas en dirección opuesta. Es fácil entonces ver que si la fuente no es puntual sino extendida, el contraste de las franjas disminuirá debido a los múltiples patrones de interferencia, desplazados unos con respecto a otros, que se forman con cada uno de los elementos puntuales de la fuente luminosa. Este decremento de contraste se puede interpretar también como un decremento del contraste debido a la incoherencia espacial de la fuente. Si el contraste no es adecuado debido a la extensión de la fuente luminosa, hay dos maneras de mejorarlo. Una es disminuyendo el tamaño de la fuente

y la otra disminuyendo la separación entre las rendijas. El contraste es aceptable sólo si la variación en la DCO para la luz de ambos extremos de la fuente luminosa extendida no cambia en más de un cuarto de longitud de la onda de la luz, a fin de que el orden de interferencia para la luz de ambos extremos de la fuente no sea muy diferente. Si se usa dos fuentes puntuales, el contraste dependerá de la separación entre las fuentes y pasará de manera alternativa por máximos y ceros de contraste a medida que se van separando. Los máximos de contraste ocurrirán cuando las diferencias de camino óptico para ambas fuentes difieran en un múltiplo de la longitud de onda [Malacara (2004)].

II.1.1. Tamaño de la fuente y coherencia

Se ha supuesto hasta ahora que se puede producir un frente de onda monocromático plano y que se pueden eliminar o permitir que pasen partes del mismo a través de aberturas para producir efectos de interferencia. No hay ningún frente de onda idealmente plano y ninguna onda es perfectamente monocromática, aunque las ondas de radio y luz de láser se pueden aproximar al ideal bastante bien. Se debe investigar la interferencia entre frentes de onda no ideales tales como los que se obtienen de una fuente de tamaño finito. En toda fuente de luz ordinaria, tal como un filamento incandescente o una lámpara de sodio, la luz producida por la lámpara es la suma de las amplitudes producidas por un número muy grande de átomos individuales. Cada átomo comienza a radiar con cierta fase arbitraria, no relacionada con la fase de sus vecinos, y produce un tren de ondas con alguna frecuencia de longitud finita durante un tiempo finito. Esta onda se extiende esféricamente y el frente de onda desde la fuente como un todo es la suma de todas las contribuciones de emisores individuales. En general, los emisores no estarán en la misma frecuencia debido al ensachamiento de la emisión en todo el espectro óptico (como un filamento incandescente) o al ancho de las líneas espectrales

emitidas (como una lámpara de sodio). En consecuencia, la luz que se obtiene de fuentes diferentes o partes distintas de la misma fuente no interfiere; de manera que la interferencia sólo es observable si los dos haces provienen de la misma fuente. Toda parte individual de una fuente contribuye igualmente a ambos haces, y cada componente de cada haz tendrá su equivalente el cual interferirá cuando se combinan los haces. Esta propiedad de dos haces de luz, que los hace capaces de interferir, se llama coherencia y se dice que los dos haces son coherentes.

Entonces, el problema es obtener dos haces de luz que sean mutuamente coherentes desde una fuente ordinaria de luz. Ahora se estudiará el problema en el caso de las rendijas de Young. Suponga que la onda plana que se ha estudiado hasta ahora se reemplaza por el frente de onda proveniente de una fuente finita de ancho w_s a la distancia r , como se ilustra en la Fig. 3. Entonces, para que toda la luz que pasa por A pueda interferir con la que proviene de B , es necesario que la fase relativa de todas sus componentes sea la misma, a pesar de las distintas trayectorias.

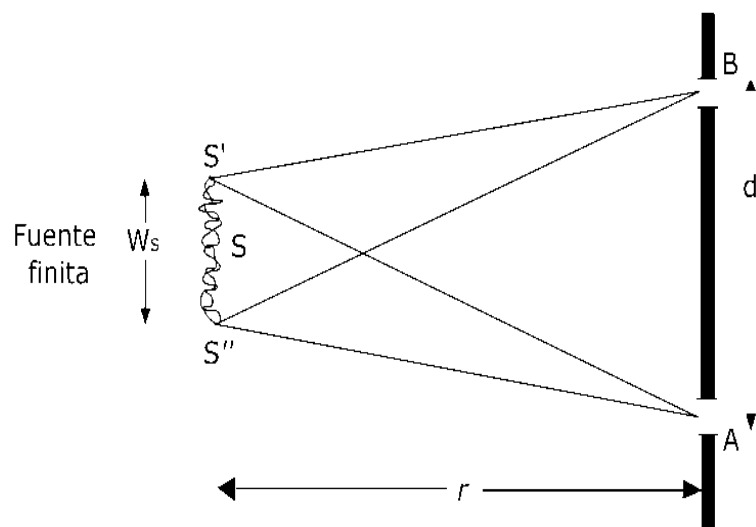


Figura 3. Una fuente de tamaño finito que ilumina las rendijas en un experimento de Young. Las franjas de alta visibilidad, sólo se pueden apreciar si $AS - BS$ cambia en una fracción pequeña de una longitud de onda para todas las posiciones de S , desde S' hasta S'' .

La luz en la rendija A está formada por la suma de las contribuciones de todos los puntos fuente desde S' a S'' . El diagrama de fasores en A es una suma aleatoria de todas esas contribuciones. En B el diagrama de fasores debe tener la misma forma (aunque no necesariamente la misma orientación), de manera que las fases relativas de todas las contribuciones deben ser las mismas que en A . Esto será cierto si al pasar de A a B , la longitud relativa de la trayectoria a cada extremo de la fuente cambia en mucho menos que una longitud de onda. Entonces la condición para la coherencia entre la luz en A y B es

$$\frac{d}{r} w_s \ll \lambda. \quad (14)$$

Una fuente puntual perfecta tendría la propiedad de que todos los pares de puntos en su frente de onda serían coherentes. El resultado importante de la Ec.(14) da la condición bajo la que se puede considerar una fuente finita como una fuente puntual, por lo que respecta a un sistema de difracción. Considerado desde el punto de vista del sistema de difracción, se puede volver a enunciar la Ec. (14) como

$$\text{ángulo subtendido por la fuente} \ll \frac{\lambda}{\text{tamaño lineal del sistema de difracción}} \quad (15)$$

Entonces, una manera de producir dos haces de luz coherentes es separar dos partes del frente de onda cuando se satisfacen las condiciones de las Ecs. (14) y (15). A esto se le llama “división de frente de onda” [Smith and Thompson (1979)].

II.2. Experimento de Michelson

El experimento de Michelson es sin duda uno de los interferómetros más famosos, diseñado por A. A. Michelson (1852-1931) con el objeto de efectuar su bien conocido experimento acerca de la velocidad de la luz. La Fig. 4. ilustra este interferómetro, donde se usa una fuente luminosa extendida cuya luz va a dar a una placa semi-reflectora P_1

que divide el haz en amplitud.

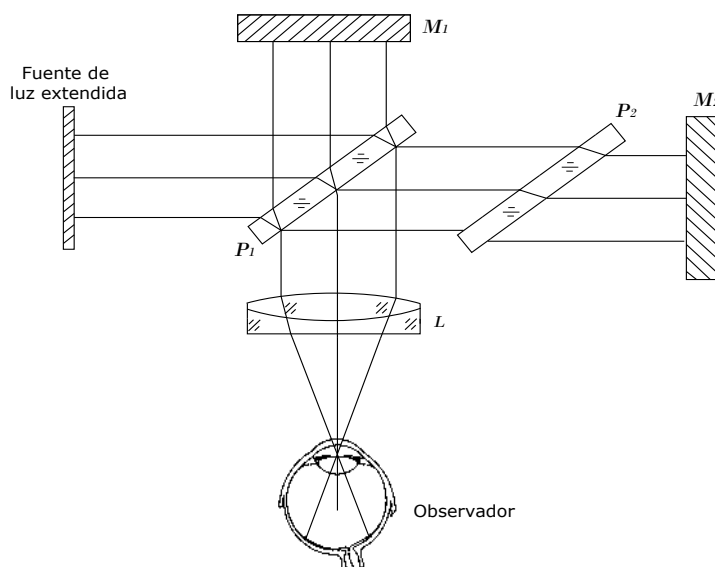


Figura 4. Interferómetro de Michelson.

Los dos haces resultantes se dirigen, uno hacia el espejo M_1 y el otro al espejo M_2 , de donde se reflejan para volverse a unir en la placa divisora de haz y llegar finalmente a la pantalla, o al ojo del observador. Nótese que la luz que se refleja en el espejo M_1 atraviesa dos veces la placa divisora antes de llegar al observador; mientras que el haz que se refleja en el espejo M_2 , solamente la atraviesa una vez. Éste se dice que es un interferómetro no compensado. Si se coloca la placa P_2 en el brazo del interferómetro que tiene el espejo M_2 , ambas trayectorias luminosas recorren la misma área de vidrio; entonces se dice que el interferómetro está compensado. El observador ve dos imágenes de la fuente luminosa, una detrás de otra: una que corresponde a la imagen reflejada en M_1 y la otra a la imagen reflejada M_2 . Si el interferómetro está compensado, la distancia que separa las dos imágenes virtuales de la fuente luminosa es igual a la diferencia entre los caminos ópticos recorridos por los dos haces. Dicho de otro modo, las imágenes virtuales coinciden una con la otra, cuando la diferencia de camino óptico es

ceros y el interferómetro está compensado.

II.2.1. Requisitos de coherencia

Los requisitos que debe de satisfacer la coherencia temporal de la fuente luminosa son más cuanto más grande sea la diferencia de camino óptico. Consideremos un haz luminoso no monocromático que atraviesa una placa de vidrio. Como el haz no es monocromático, el tren de ondas es corto, con cierta función moduladora. Al atravesar la placa, debido a su dispersión cromática, cada una de las componentes monocromáticas sufre un retraso diferente φ en la fase determinada por el grueso t y el índice de refracción n en la placa, de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n - 1) t. \quad (16)$$

Al salir de la placa las componentes monocromáticas que forman el haz luminoso tendrán una relación de la fase diferente que cuando entraron, lo cual producirá a la salida un tren de ondas con diferente modulación que cuando entró en ella. Dicho de otro modo, la dispersión cromática de la placa modifica la forma de un pulso luminoso que pase a través de ella.

Regresando ahora al interferómetro de Michelson, vemos que si no está compensado, uno de los haces atraviesa la placa divisora tres veces, mientras que el otro lo hace sólo una vez. Esto ocasiona que los dos trenes que interfieren tengan diferente función moduladora, aunque no será muy diferente si el rango espectral no es muy grande. Las franjas tendrán buena visibilidad sólo cuando los trenes de onda de los dos haces que interfieren tengan la misma forma, y además coincidan de tal manera que no se adelante uno al otro. Si el rango espectral no es muy grande, bastará con hacer que coincidan, moviendo uno de los espejos a lo largo de su eje óptico. En otras palabras haciendo que se anule la diferencia de camino óptico para la longitud de onda central

del espectro. Sin embargo, si la luz es blanca o el rango espectral es grande, es necesario que el interferómetro esté compensado.

II.2.2. Tipos de franjas observables

Las dos imágenes son paralelas una con la otra, sólo si los espejos están exactamente alineados de forma perpendicular a sus haces incidentes. Según las orientaciones relativas de las imágenes de la fuente luminosa, en este interferómetro se pueden observar franjas de igual inclinación, de igual grueso o de un tipo intermedio llamado franjas localizadas.

Si las dos imágenes de la fuente extendida están paralelas una a la otra, las franjas observadas son de igual inclinación. Estas franjas se pueden observar con el ojo enfocado al infinito, o por medio de un telescopio. Además, son circulares en un interferómetro compensado, pero en uno no compensado la inclinación de la placa divisora de haz les da forma elíptica.

Si las imágenes de las fuentes forman un ángulo entre sí, diferente de cero, las franjas serán del tipo de igual grueso, rectas y paralelas, y estarán tanto más juntas cuanto mayor sea el ángulo entre las imágenes. Estrictamente hablando, las franjas son de igual grueso sólo si el ojo está colocado al infinito de forma real, o virtualmente por medio de la lente L de la Fig. 4.

Cuando las imágenes de las fuentes no son paralelas y el ojo no está al infinito, las franjas serán de un tipo intermedio al de las franjas de igual grueso y las de igual inclinación, llamadas franjas localizadas. Estas franjas son arcos con su convexidad hacia la parte más angosta de la cuña formada por las imágenes de las fuentes [Malacara (2004)]. La Fig. 5, muestra las franjas que pueden obtenerse con el interferómetro de Michelson.

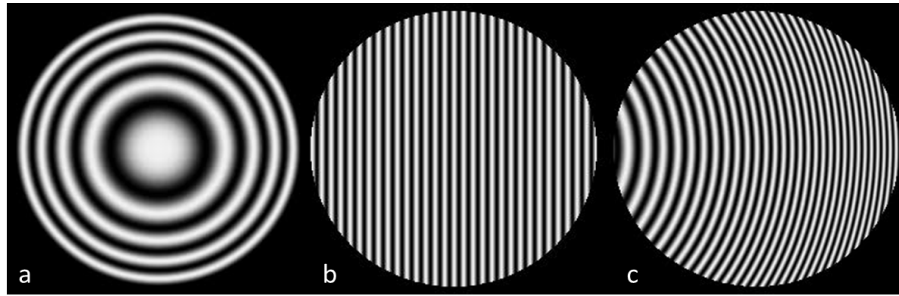


Figura 5. Franjas que se observan en un interferómetro de Michelson. a) Franjas de igual inclinación, b) franjas localizadas y c) franjas de igual grueso.

II.3. Interferometría de moteado, sistemas con sensibilidad en plano y fuera de plano

La interferometría electrónica de patrones de moteado fue inventada a principios de la década de los setenta [Butters and Leendertz (1971); Macouski *et al.* (1971); Schwomma (1972); Leendertz (1970); Løkberg and Høgmoen (1970); K. and L. (1975)]. Ésta es una técnica ampliamente usada para la medición y diagnóstico de componentes sometidos a esfuerzos mecánicos, ya que presenta varias ventajas. Algunas de ellas son: la visualización del campo de desplazamiento sobre toda la superficie del objeto (técnica de campo completo), es una técnica no invasiva, tiene la posibilidad de medir desplazamientos estáticos y dinámicos y las mediciones tienen resolución del orden de la longitud de onda de la radiación láser utilizada.

II.3.1. Teoría básica de Interferometría Electrónica de Moteado (ESPI)

El ESPI se basa en el efecto que resulta del esparcimiento aleatorio de la luz que incide en una superficie rugosa [Oliver (1963); Rigden and Gordon (1993)]. A este efecto se le conoce como moteado o speckle. En la Fig. 6 podemos observar como se genera.

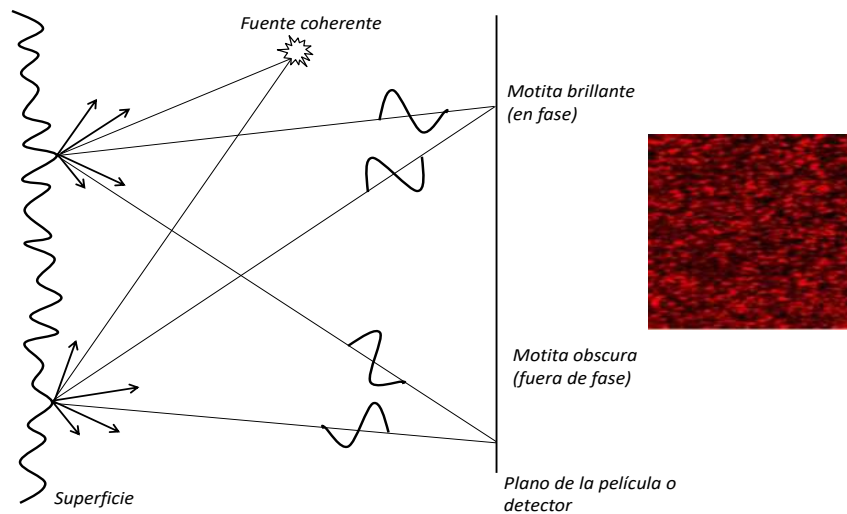


Figura 6. Generación de moteado.

El moteado tiene una distribución espacial aleatoria. Cuando se utiliza un sistema óptico (formador de imágenes) observamos este efecto en el plano imagen del sistema. El tamaño d , de la mota observada en el plano imagen, depende del tamaño D de la pupila de salida del sistema óptico, de la longitud de onda λ y la distancia al plano imagen z . Para mayor claridad véase la Fig. 7.

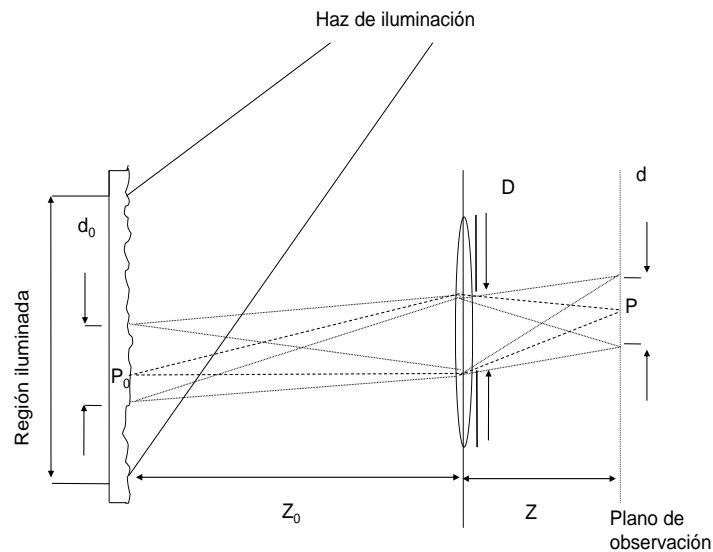


Figura 7. Generación de speckle subjetivo.

La relación entre los parámetros anteriores está dada por [Olszak and Pryputniewicz (1995)]:

$$d = \frac{2.44\lambda z}{D}. \quad (17)$$

En un arreglo de ESPI el detector es una cámara CCD o CMOS. Ajustando el f-número de la lente, el tamaño de la mota en el sensor de la cámara, puede adecuarse para ser un poco más grande que las celdas (píxeles) del sensor. De esta manera, las resoluciones del sistema electrónico y del sistema óptico se pueden ajustar. En estos interferómetros los desplazamientos y deformaciones de una superficie opaca se calculan a partir de relacionar los patrones de interferencia aleatoria, de un haz objeto y un haz de referencia, tomados en diferentes estados de deformación del objeto de prueba. La intensidad producida por los haces de referencia y objeto, puede ser descrita por [Sirohi (1993)]:

$$I(m, n) = I_A + I_B + 2\sqrt{I_A I_B} \cos(\alpha), \quad (18)$$

donde I_A es la intensidad del haz de referencia e I_B es la intensidad del haz objeto.

Los patrones de intensidad de una superficie antes y después de un desplazamiento o deformación son descritos por las siguientes expresiones

$$I_{bef}(m, n) = I_A + I_B + 2\sqrt{I_A I_B} \cos(\alpha), \quad (19)$$

$$I_{aft}(m, n) = I_A + I_B + 2\sqrt{I_A I_B} \cos(\alpha + \varphi), \quad (20)$$

donde I_{bef} es la intensidad antes del desplazamiento y I_{aft} es la intensidad después del desplazamiento en cada punto (m, n) como podemos ver en la Fig. 8a) y Fig. 8b), respectivamente. Por otra parte, α representa la fase asociada al haz objeto y φ la variación de fase asociada al desplazamiento.

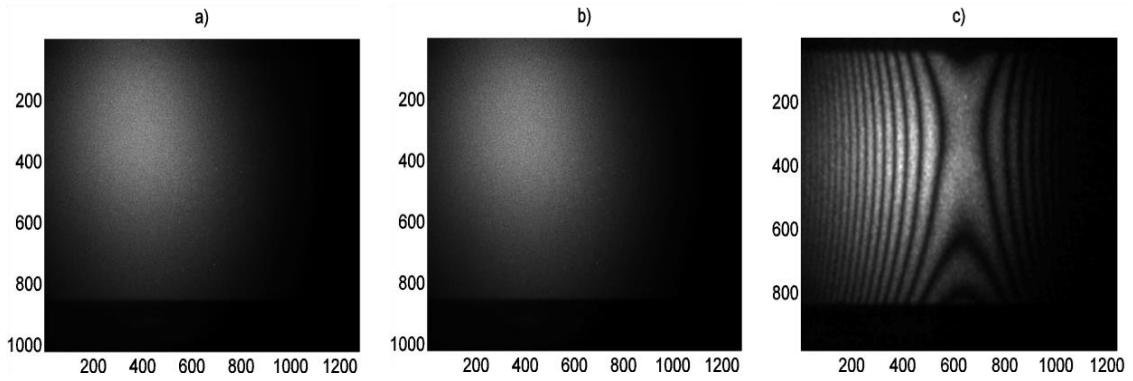


Figura 8. Patrón de irradiancia a) antes del desplazamiento, b) después del desplazamiento y c) Substracción de I_{bef} e I_{aft} .

Las irradiancias anteriores son sumadas o restadas digitalmente para obtener una nueva distribución. Cuando las irradiancias anteriores son sumadas aparece un término adicional de fondo en la distribución de irradiancias que disminuye la visibilidad del patrón de interferencia, por lo que en muchos casos se prefiere usar la distribución que se obtiene al restar las irradiancias que puede ser representada por:

$$I(m, n) = I_{aft} - I_{bef} = 4\sqrt{I_A I_B} \sin\left(\frac{2\alpha + \varphi}{2}\right) \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right). \quad (21)$$

El factor $4\sqrt{I_A I_B}$ modula la intensidad, $\sin\left(\frac{2\alpha + \varphi}{2}\right)$ representa un patrón de intensidad aleatorio y $\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)$ es una modulación regular o patrón de franjas asociado al desplazamiento, el cual se puede observar en la Fig. 8c). En este caso, lo que se observa en el monitor es el valor absoluto de la diferencia de irradiancias expresadas en las Ecs. (19) y (20) [Sirohi (1993)].

II.3.2. Sistemas con sensibilidad fuera de plano

En la Fig. 9, observamos un diagrama de un interferómetro con sensibilidad fuera de plano donde \hat{s} es el vector unitario de iluminación, \hat{b} el vector unitario de observación y \hat{e} representa el vector de sensibilidad. El interferómetro se diseña habitualmente de forma que estas direcciones sean normales a la superficie del objeto sobre el cual incide

un sólo haz de iluminación -el haz objeto- que interfiere con un haz de referencia que puede ser uniforme o bien con speckle.

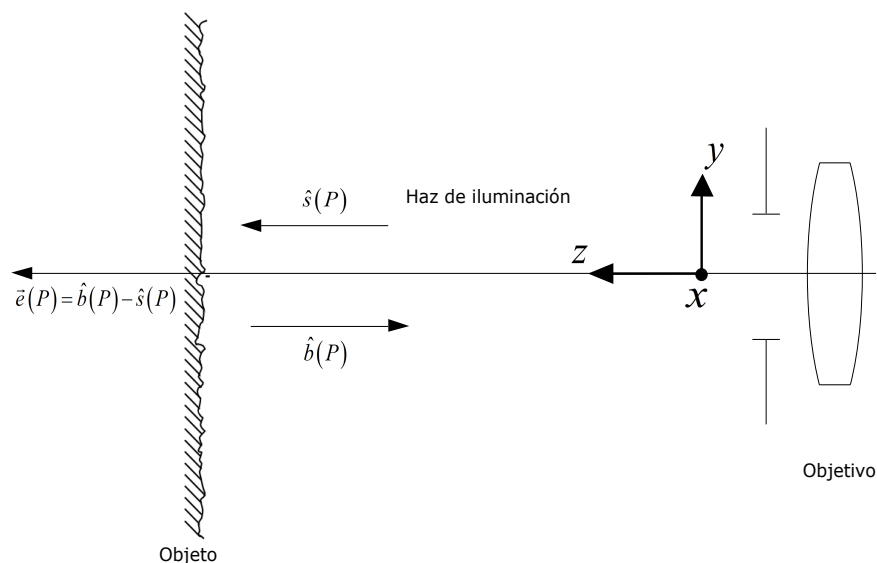


Figura 9. Interferómetro con sensibilidad fuera de plano.

La diferencia fundamental entre emplear un haz de referencia uniforme o uno con speckle se encuentra en las propiedades estadísticas del interferograma resultante [Goodman (1984)]. Por una parte, el interferograma de speckle obtenido con un haz de referencia uniforme tiene un contraste menor que el producido por dos patrones de speckle y en consecuencia es menos ruidoso; y por otra, para un mismo tamaño de pupila, en el primer caso el tamaño medio del grano es ligeramente mayor que en el segundo, lo cual resulta ventajoso cuando se trabaja con dispositivos de resolución muy limitada, como son las cámaras de vídeo.

La Fig. 10 muestra un diagrama correspondiente a un interferómetro con sensibilidad “fuera de plano”. Considerando iluminación colimada y haciendo uso de la Fig. 11, se calcula la diferencia de camino óptico introducido por un desplazamiento del objeto.

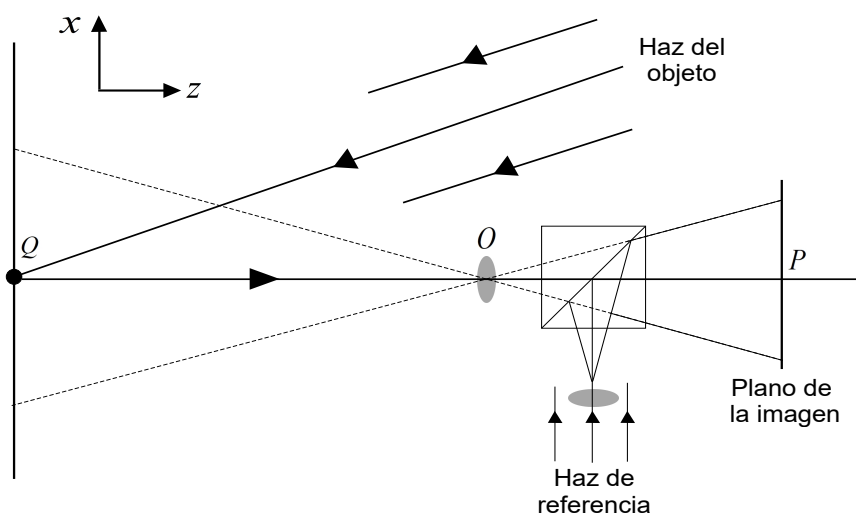


Figura 10. Medición del desplazamiento fuera de plano con interferometría electrónica de moteado.

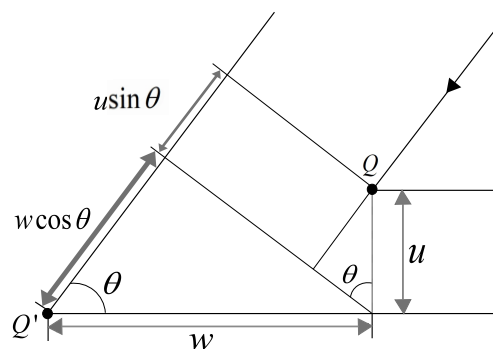


Figura 11. Diagrama para calcular el camino óptico.

Sea Q la posición de un punto de la superficie antes del desplazamiento y Q' la posición del mismo punto después del desplazamiento. El ángulo de iluminación es representado como θ . La diferencia de fase asociada puede ser expresada como [Kreis (1996a)]:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} [w(1 + \cos \theta) + u \sin \theta]. \quad (22)$$

Si tomamos la aproximación para ángulos pequeños podemos tomar la aproximación

de $\cos \theta \approx 1$ y $\sin \theta \approx 0$. De esta forma la Ec. (22) se puede escribir como:

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda}w, \quad (23)$$

donde λ es la longitud de onda y w es el desplazamiento en la componente z del sistema.

II.3.3. Sistemas con sensibilidad en plano

Para lograr la sensibilidad a los desplazamientos del objeto según una dirección contenida en el plano del objeto, esto es, perpendicular a la dirección de observación (desplazamiento transversal), el objeto es iluminado de manera dual (Fig. 12), donde \hat{s}_1 y \hat{s}_2 representan los vectores unitarios de iluminación. Nuevamente \hat{e} representa el vector de sensibilidad.

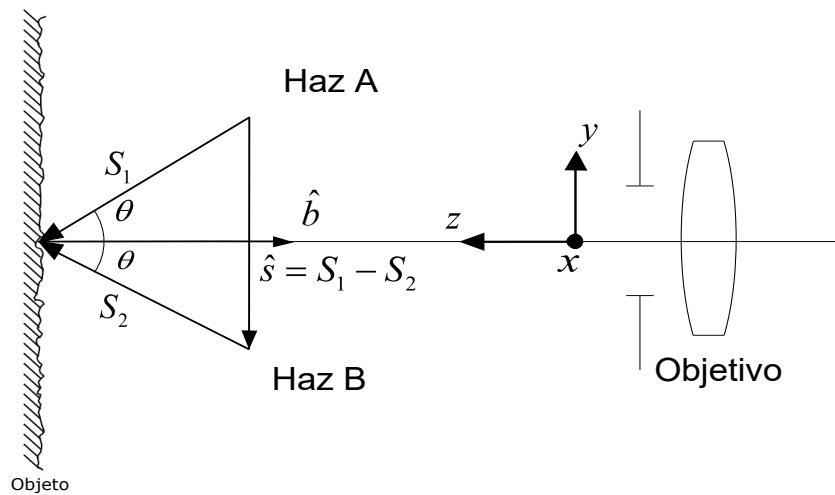


Figura 12. Interferómetro con sensibilidad en plano.

La Fig. 13, representa un diagrama de un interferómetro con sensibilidad en el plano.

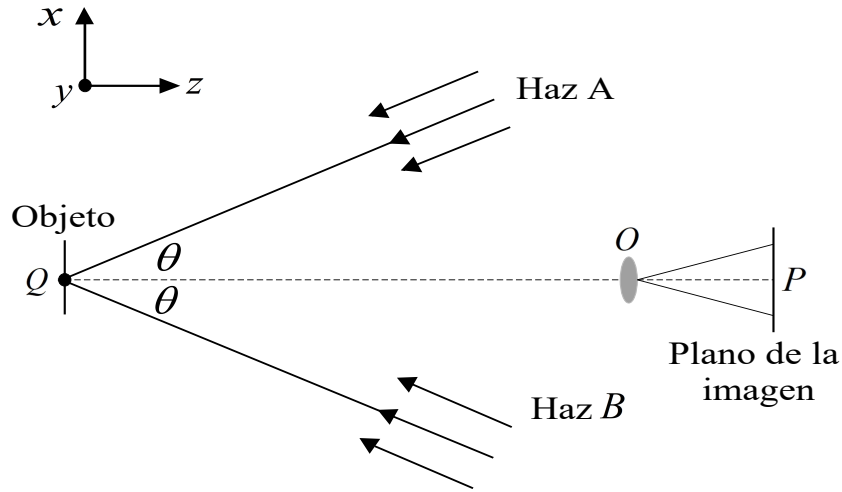


Figura 13. Medición del desplazamiento en el plano con interferometría electrónica de moteado.

A partir de la Ec. (22), ahora para el caso de los dos haces de iluminación, la fase para el haz A y B se pueden representar, respectivamente, como:

$$\varphi_A = \frac{2\pi}{\lambda} [w(1 + \cos \theta) + u \sin \theta], \quad (24)$$

$$\varphi_B = \frac{2\pi}{\lambda} [w(1 + \cos \theta) - u \sin \theta]. \quad (25)$$

La diferencia de fase entre los dos haces de iluminación está dada por:

$$\varphi = \varphi_A - \varphi_B = \frac{4\pi}{\lambda} [u \sin \theta], \quad (26)$$

donde u es el desplazamiento en la componente x del sistema [Kreis (1996a)].

Es importante notar de las Ecs. (23) y (26), que para conocer el desplazamiento, debemos encontrar la fase del patrón de franjas. Existen muchos métodos para recuperar la fase y en el siguiente capítulo se describen algunos de ellos; en particular el que se utilizó durante este trabajo.

Capítulo III

MÉTODOS DE OBTENCIÓN DE FASE

Las bases de la interferometría óptica fueron establecidas principalmente por Albert A. Michelson en las últimas décadas del siglo XIX. Se fundamenta en la superposición de dos o más haces luminosos que satisfagan las condiciones necesarias (amplitud y fase) para permitir la generación de un patrón de interferencia. Este patrón se percibe como una serie de regiones brillantes y oscuras distribuidas sobre un plano de observación. La relación de los valores de las fases relativas entre las ondas determinan si el área es brillante u oscura. Dado que dichas regiones adoptan la forma de bandas o franjas se habla de patrones de franjas. Uno de los problemas esenciales de la interferometría, consiste en determinar la distribución de fase entre los haces sobre la base de un patrón de franjas de interferencia. Esto es, fundándose en las variaciones de la irradiancia a lo largo y ancho del campo de observación. La manera en que se modifica un patrón de interferencia dando paso a otro diferente, permite conocer también la evolución de la distribución de fase.

Por otro lado, que la fase sea particularmente confiable a partir de máximos y mínimos del patrón de interferencia, favorece una estrategia de muestreo, en la cual los puntos de medición resultan separados en intervalos iguales de valores de fase. Estos

inconvenientes se pueden superar si se introduce una fase adicional en las ondas que interfieren de manera que module el patrón de interferencia en forma conveniente para su procesamiento posterior. La modulación del patrón puede ser temporal o espacial. La modulación temporal del patrón de franjas puede conseguirse introduciendo un pequeño corrimiento de la frecuencia de uno de los dos haces [Toto-Arellano and Rodríguez-Zurita (2011)].

III.1. Corrimiento de fase de 3 pasos

Un patrón de franjas es una señal sinusoidal variante en el tiempo donde la cantidad física que puede medirse es la modulación de las franjas; es decir, la fase de las franjas. El modelo que representa un patrón de franjas estacionario e ideal, está dado por:

$$I_1(x, y) = I_a + I_b + 2\sqrt{I_a I_b} \cos [\varphi(x, y)], \quad (27)$$

donde (x, y) hace referencia a una variable que depende de la posición de cada píxel en la imagen; I_a e I_b son las intensidades de los dos haces que están interfiriendo; y $\varphi(x, y)$ es la fase que se quiere calcular. El objetivo principal de analizar un patrón de franjas es demodular la función fase $\varphi(x, y)$ de los datos del interferograma $I(x, y)$.

Es posible observar en la Ec. (27) que si queremos conocer el término asociado a la fase, se requieren al menos 3 ecuaciones, de este modo el sistema algebraico quedará determinado y se podrá encontrar la fase. Para obtener las otras dos ecuaciones que junto con la Ec. (27) determinarán el sistema, es necesario introducir un paso en la fase, el cuál será conocido y denotaremos por $\Delta\varphi$. Los incrementos son de $\frac{2\pi}{n}$ donde n es el número de pasos que se desean y en nuestro caso comenzaremos el análisis con 3.

$$I_2(x, y) = I_a + I_b + 2\sqrt{I_a I_b} \cos \left[\varphi(x, y) + \frac{2}{3}\pi \right]. \quad (28)$$

$$I_3(x, y) = I_a + I_b + 2\sqrt{I_a I_b} \cos \left[\varphi(x, y) + \frac{4}{3}\pi \right]. \quad (29)$$

Sea $U = I_a + I_b$, $I_M = 2\sqrt{I_a I_b}$ y tomando en cuenta que $\cos(x + y) = \cos x \cos y - \sin x \sin y$, notamos que:

$$\begin{aligned} I_2(x, y) &= I_a + I_b + 2\sqrt{I_a I_b} \cos \left[\varphi(x, y) + \frac{2}{3}\pi \right] \\ &= U + I_M \left[\cos(\varphi) \cos \left(\frac{2}{3}\pi \right) - \sin(\varphi) \sin \left(\frac{2}{3}\pi \right) \right] \\ &= U + I_M \left[\cos(\varphi) \left(-\frac{1}{2} \right) - \sin(\varphi) \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

De la misma forma que

$$\begin{aligned} I_3(x, y) &= I_a + I_b + 2\sqrt{I_a I_b} \cos \left[\varphi(x, y) + \frac{4}{3}\pi \right] \\ &= U + I_M \left[\cos(\varphi) \cos \left(\frac{4}{3}\pi \right) - \sin(\varphi) \sin \left(\frac{4}{3}\pi \right) \right] \\ &= U + I_M \left[\cos(\varphi) \left(-\frac{1}{2} \right) + \sin(\varphi) \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (31)$$

Como el objetivo es encontrar la fase φ , resolvamos entonces el sistema,

$$\text{hagamos } I_3(x, y) - I_2(x, y) = I_M \left(\sqrt{3} \sin \varphi \right) \quad (32)$$

$$\text{por otro lado } I_2(x, y) + I_3(x, y) = 2U + I_M [-\cos(\varphi)]$$

$$\text{por lo que } I_2(x, y) + I_3(x, y) - 2I_1(x, y) = 2U - 2U + I_M [-2\cos(\varphi) - \cos(\varphi)]$$

$$I_2(x, y) + I_3(x, y) - 2I_1(x, y) = 3I_M \cos(\varphi). \quad (33)$$

Ahora hagamos el cociente de la Ec. (32) con la Ec. (33) lo que nos dará:

$$\begin{aligned} \frac{I_3(x, y) - I_2(x, y)}{I_2(x, y) + I_3(x, y) - 2I_1(x, y)} &= \frac{I_M (\sqrt{3} \sin \varphi)}{3I_M \cos(\varphi)} \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} \tan(\varphi), \end{aligned} \quad (34)$$

entonces,

$$\tan \varphi = \frac{\sqrt{3} (I_3(x, y) - I_2(x, y))}{I_2(x, y) + I_3(x, y) - 2I_1(x, y)}. \quad (35)$$

Por lo tanto de este modo podemos encontrar la fase, dada por:

$$\varphi = \arctan \left(\frac{\sqrt{3}(I_3(x, y) - I_2(x, y))}{I_2(x, y) + I_3(x, y) - 2I_1(x, y)} \right) \quad (36)$$

III.2. Corrimiento de fase de 4 pasos

Ahora bien, en la tesis utilizamos el método de 4 pasos, ya que la expresión final es matemáticamente más sencilla. El principio es el mismo que en el método de 3 pasos, por lo que tomaremos la Ec. (27) y ahora los incrementos son de $\frac{2\pi}{4}$. Considerando dichos incrementos y algunas relaciones de senos y cosenos, obtendremos:

$$\begin{aligned} I_2(x, y) &= I_a + I_b + 2\sqrt{I_a I_b} \cos \left[\varphi(x, y) + \frac{1}{2}\pi \right] \\ &= U + I_M(-\sin(\varphi)). \end{aligned} \quad (37)$$

Ahora para el tercer interferograma tenemos

$$\begin{aligned} I_3(x, y) &= I_a + I_b + 2\sqrt{I_a I_b} \cos [\varphi(x, y) + \pi] \\ &= U + I_M(-\cos(\varphi)) \end{aligned} \quad (38)$$

y para el cuarto interferograma finalmente

$$\begin{aligned} I_4(x, y) &= I_a + I_b + 2\sqrt{I_a I_b} \cos \left[\varphi(x, y) + \frac{3}{2}\pi \right] \\ &= U + I_M(\sin(\varphi)). \end{aligned} \quad (39)$$

Ahora hagamos las siguientes operaciones

$$I_2(x, y) - I_4(x, y) = -2I_M \sin(\varphi) \quad (40)$$

$$I_1(x, y) - I_3(x, y) = -2I_M \cos(\varphi) \quad (41)$$

y el cociente de las Ecs. (40) y (41),

$$\begin{aligned} \frac{I_2(x, y) - I_4(x, y)}{I_1(x, y) - I_3(x, y)} &= \frac{-2I_M \sin(\varphi)}{-2I_M \cos(\varphi)} \\ &= \tan(\varphi). \end{aligned} \quad (42)$$

Por consiguiente,

$$\varphi = \arctan \left(\frac{I_2(x, y) - I_4(x, y)}{I_1(x, y) - I_3(x, y)} \right). \quad (43)$$

Podemos notar que las operaciones matemáticas se reducen, lo cual es de gran ayuda al momento de procesar digitalmente la información. Éste es el método empleado para la elaboración de la tesis.

Ahora hablaremos de un método que puede aplicarse en pruebas dinámicas, ya que sólo requiere de un interferograma y el cuál además modula el patrón de franjas de modo espacial.

III.3. Método de Fourier

Las propiedades de la transformada de Fourier detectan la fase φ de un patrón de franjas en función del campo de las frecuencias espaciales. Estas frecuencias son las relacionadas con el patrón de franjas propias de la interferencia (frecuencia portadora) y por otro lado, las frecuencias asociadas con la deformación. Esencialmente, la evaluación de la transformada de Fourier de un interferograma es una serie de combinaciones lineales entre funciones espaciales armónicas dada por la Ec. (27). Esta ecuación se puede expresar en el campo complejo aplicando la identidad de Euler para el coseno, de tal manera que:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_A(x, y) + \frac{1}{2}I_B(x, y) [e^{i2\pi fx} e^{i\varphi(x, y)} + e^{-i2\pi fx} e^{-i\varphi(x, y)}] \\ &= I_A(x, y) + \frac{1}{2}I_B(x, y)e^{i\varphi(x, y)} [e^{i2\pi fx}] + \frac{1}{2}I_B^*(x, y)e^{i\varphi(x, y)} [e^{-i2\pi fx}], \end{aligned} \quad (44)$$

donde * representa el conjugado de $I_B(x, y)$. Haciendo $B(x, y) = \frac{1}{2}I_B(x, y)e^{i\varphi(x, y)}$, $A(x, y) = I_A(x, y)$ y aplicando la transformada de Fourier con respecto a x a la Ec. (44), encontramos

$$\mathcal{F}\{I_1(x, y)\} = A(f, y) + B(f - f_0, y) + B^*(f + f_0, y). \quad (45)$$

Eliminando $A(f, y)$ y $B(f - f_0, y)$, haciendo que $f_0 = 0$ (centrando $B^*(f - f_0, y)$) y aplicando la transformada inversa de Fourier a $B^*(f, y)$ con respecto a f , se obtiene la parte de $B(x, y)$, tal que despejando $\varphi(x, y)$ nos da:

$$\varphi(x, y) = \arctan \left[\frac{\text{Im}(B(x, y))}{\text{Re}(B(x, y))} \right]. \quad (46)$$

Así obtenemos la fase $\varphi(x, y)$ completamente separada de las variaciones de la amplitud de la intensidad $I_B(x, y)$. La fase obtenida por este método es indeterminada por un factor de 2π .

El método de Fourier tiene dos desventajas importantes: los filtros utilizados deben ser lo más precisos para no filtrar de más ni de menos a $B^*(f - f_0, y)$ ya que la fase recuperada podría acarrear errores en la medición y la ambigüedad de signo, puesto que la fase es indeterminada en un rango de 0 a 2π o lo que es lo mismo de $-\pi$ a π , por lo tanto no está determinado en que cuadrante empieza la fase.

III.4. El método directo

Este método sólo necesita una imagen para encontrar la fase, sea $I(t)$ una imagen obtenida en una secuencia de deformación de un material de la forma:

$$I(t) = I_A(t) + I_B(t) \cos [wt + \varphi(x, y)]. \quad (47)$$

Para encontrar la fase, basta con multiplicar por $\cos(wt)$ y por $\sin(wt)$ a $I(t)$:

$$I(t) \cos(wt) = I_A(t) \cos(wt) + \frac{I_B(t)}{2} \cos [\varphi(t)] + \frac{I_B(t)}{2} \cos [2wt - \varphi(t)], \quad (48)$$

$$I(t) \sin(wt) = I_A(t) \sin(wt) + \frac{I_B(t)}{2} \sin [\varphi(t)] + \frac{I_B(t)}{2} \sin [2wt - \varphi(t)]. \quad (49)$$

Filtrando las altas frecuencias (wt), se obtiene

$$C(t) = \frac{I_B(t)}{2} \cos \varphi(t) \quad (50)$$

y

$$S(t) = \frac{I_B(t)}{2} \sin \varphi(t). \quad (51)$$

Aplicando el arcotangente se obtiene la fase directamente,

$$\varphi(t) = \arctan \left(\frac{S(t)}{C(t)} \right). \quad (52)$$

La fase obtenida por este método es de baja calidad puesto que es muy difícil filtrar adecuadamente las altas frecuencias sobre todo si wt y la fase están muy próximas [Ortega (1994)].

Todas las técnicas tienen sus ventajas y desventajas; por lo que es importante evaluar el problema a tratar para de este modo elegir la técnica que más se adapte a las necesidades. En nuestro caso utilizaremos la técnica de corrimiento de fase de 4 pasos, porque es matemáticamente más sencilla y al necesitar evaluar eventos estáticos no tenemos el inconveniente del número de patrones que se requieren. Si volvemos a observar las Ecs. (23) y (26) notaremos que estamos cerca de encontrar el desplazamiento ahora que tenemos la fase asociada a los patrones de interferencia. Para lograrlo es necesario encontrar una relación entre la fase y el desplazamiento, la cual se da gracias al vector de sensibilidad. Tema a tratar en el capítulo IV.

Capítulo IV

VECTOR DE SENSIBILIDAD

En este capítulo se presenta el vector de sensibilidad para los sistemas con sensibilidad fuera de plano. Es importante su análisis para garantizar que la geometría que utilizaremos en el experimento sea altamente sensible en la dirección en la que pretendemos medir una deformación. Por esta razón en este capítulo desarrollamos un análisis del vector de sensibilidad para luz colimada y luz divergente.

Los parámetros principales considerados en este análisis son: topografía del objeto (para formas plana, esférica y cilíndrica), ángulo de iluminación (caso de una superficie plana) y variación de la distancia de la fuente de iluminación con respecto al origen del sistema de referencia considerando una superficie plana. El sistema de referencia está en el objeto de prueba.

IV.1. Caso de un haz de iluminación divergente

Para la obtención de la expresión matemática del vector de sensibilidad, vamos a considerar un haz de iluminación, como se muestra en la Fig. 14.

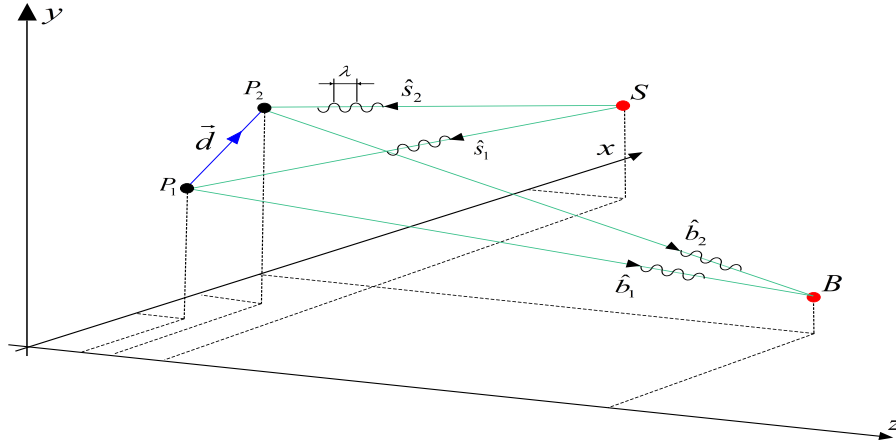


Figura 14. Esquema para la obtención del vector de sensibilidad.

Si una superficie se deforma dado un esfuerzo mecánico, se introducirá una diferencia de camino óptico, $\delta(P)$, para cada punto del objeto debido a su desplazamiento, pasando de una posición inicial o de referencia a una segunda posición. La fase $\Delta\phi$ está relacionada a esta diferencia de camino óptico por [Kreis (1996b)]:

$$\Delta\phi(p) = \frac{2\pi}{\lambda}\delta(p). \quad (53)$$

Sea $S(x_s, y_s, z_s)$ la fuente de iluminación y $B(x_b, y_b, z_b)$ el punto de observación. Considerando un punto sobre la superficie de un objeto, el cual se desplace desde $P_1(x_{p1}, y_{p1}, z_{p1})$ hasta $P_2(x_{p2}, y_{p2}, z_{p2})$ dada la deformación del objeto; entonces, el vector de desplazamiento \vec{d} se calcula a través de la substracción de los vectores de posición para los puntos P_1 y P_2 :

$$\vec{d}_{P_1P_2} = \vec{P}_2 - \vec{P}_1. \quad (54)$$

Como δ es la diferencia entre la distancia que recorre la luz desde la fuente hasta el punto de observación pasando primero por P_1 y después por P_2 , la δ se puede expresar

como:

$$\begin{aligned}\delta(P_1) &= (\overline{SP_1} + \overline{P_1B}) - (\overline{SP_2} + \overline{P_2B}) \\ &= \left[\widehat{s}_1 \cdot |\overline{SP_1}| + \widehat{b}_1 \cdot |\overline{P_1B}| \right] - \left[\widehat{s}_2 \cdot |\overline{SP_2}| + \widehat{b}_2 \cdot |\overline{P_2B}| \right].\end{aligned}\quad (55)$$

Por otro lado, con ayuda de la Fig. 15, consideremos los bisectores para los vectores unitarios como:

$$\begin{aligned}\widehat{s}(P_1, P_2) &= \frac{1}{2} [\widehat{s}_1(P_1) + \widehat{s}_2(P_2)], \\ \widehat{b}(P_1, P_2) &= \frac{1}{2} [\widehat{b}_1(P_1) + \widehat{b}_2(P_2)].\end{aligned}\quad (56)$$

Además consideremos la mitad de la diferencia de los vectores unitarios como:

$$\begin{aligned}\Delta\widehat{s}(P_1, P_2) &= \frac{1}{2} [\widehat{s}_1(P_1) - \widehat{s}_2(P_2)], \\ \Delta\widehat{b}(P_1, P_2) &= \frac{1}{2} [\widehat{b}_1(P_1) - \widehat{b}_2(P_2)].\end{aligned}\quad (57)$$

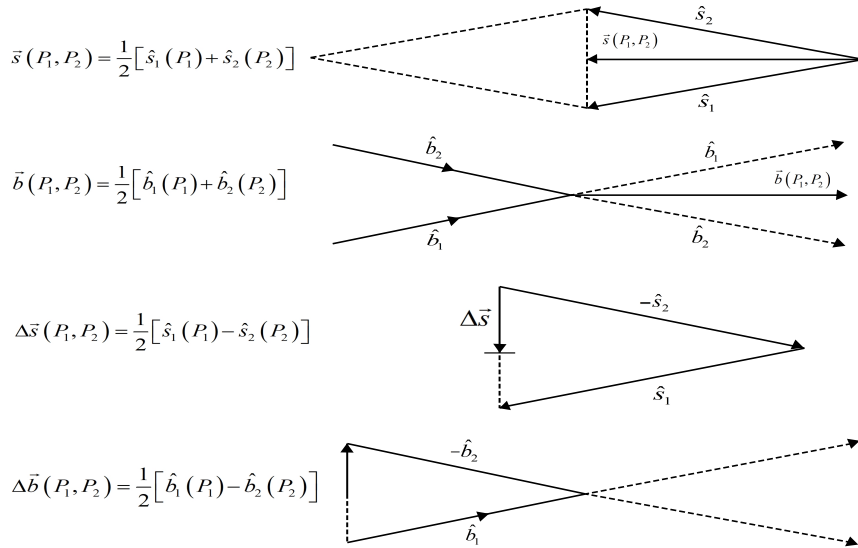


Figura 15. Diagrama auxiliar para la obtención de los vectores bisector y medio.

Ahora sustituyendo las Ecs. (56) y (57) en la Ec. (55), encontramos que:

$$\begin{aligned}\delta(P_1) &= (\hat{s} + \Delta\hat{s}) \cdot \overrightarrow{SP_1} + (\hat{b} + \Delta\hat{b}) \cdot \overrightarrow{P_1B} - (\hat{s} - \Delta\hat{s}) \cdot \overrightarrow{SP_2} - (\hat{b} - \Delta\hat{b}) \cdot \overrightarrow{P_2B} \\ &= \hat{b} \cdot \vec{d} - \hat{s} \cdot \vec{d} + \Delta\hat{b} \cdot (\overrightarrow{P_1B} + \overrightarrow{P_2B}) + \Delta\hat{s} \cdot (\overrightarrow{P_1S} + \overrightarrow{P_2S}).\end{aligned}\quad (58)$$

Los desplazamientos son muy pequeños, $|\vec{d}(P_1)|$ está en el orden de micras y $\overrightarrow{SP_i}$ y $\overrightarrow{P_iB}$ están en el rango de metros. Por otro lado $\Delta\hat{s}$ y $\Delta\hat{b}$ son menores que 1, dados los vectores unitarios \hat{s}_i y \hat{b}_i .

Además el vector $\Delta\hat{s}$ es casi ortogonal a $\overrightarrow{SP_1} + \overrightarrow{SP_2}$ y el vector $\Delta\hat{b}$ casi ortogonal a $\overrightarrow{P_1B} + \overrightarrow{P_2B}$, por lo que su producto escalar es casi cero. Los productos escalares pueden ser despreciados y no tenemos ya más distinción entre P_1 y P_2 . La Ec. (58) se puede simplificar de tal modo que:

$$\delta(P_1) = \vec{d}(P) \cdot [\hat{b}(P) - \hat{s}(P)].\quad (59)$$

Sustituyendo la ecuación anterior en la Ec. (53) encontramos que la fase óptica está en función del desplazamiento del punto P y de los vectores unitarios de la fuente de iluminación y de observación:

$$\Delta\phi(x, y, z) = \frac{2\pi}{\lambda} [\hat{b}(P) - \hat{s}(P)] \cdot \vec{d}(P).\quad (60)$$

De la Ec. (60) podemos definir matemáticamente el vector de sensibilidad

$$\vec{e}(P) = \frac{2\pi}{\lambda} [\hat{b}(P) - \hat{s}(P)].\quad (61)$$

Para iluminación divergente y observación convergente, los vectores unitarios $\hat{s}(P)$ y $\hat{b}(P)$ en el punto P de la superficie se calculan como:

$$\hat{s}(P) = \begin{pmatrix} S_x(P) \\ S_y(P) \\ S_z(P) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{(x_p - x_s)^2 + (y_p - y_s)^2 + (z_p - z_s)^2}} \begin{pmatrix} x_p - x_s \\ y_p - y_s \\ z_p - z_s \end{pmatrix}\quad (62)$$

y

$$\hat{b}(P) = \begin{pmatrix} b_x(P) \\ b_y(P) \\ b_z(P) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{(x_b - x_p)^2 + (y_b - y_p)^2 + (z_b - z_p)^2}} \begin{pmatrix} x_b - x_p \\ y_b - y_p \\ z_b - z_p \end{pmatrix}. \quad (63)$$

IV.2. Caso de Iluminación dual divergente

La Fig. 16 considera una superficie iluminada simétricamente con respecto al eje óptico por dos fuentes S_1 y S_2 y el observador B se encuentra en el eje óptico.

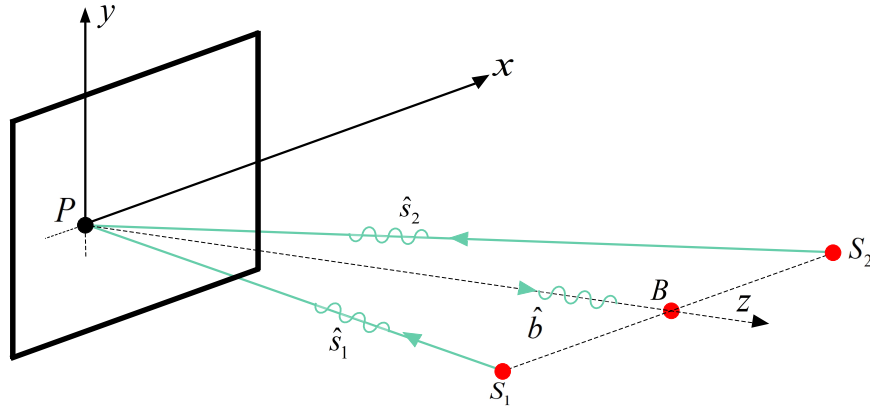


Figura 16. Esquema para el vector de sensibilidad para iluminación dual.

Los vectores de sensibilidad para cada haz de iluminación de las fuentes S_1 y S_2 respectivamente son:

$$\vec{e}_1(P) = \frac{2\pi}{\lambda} [\hat{b}(P) - \hat{s}_1(P)] \quad (64)$$

y

$$\vec{e}_2(P) = \frac{2\pi}{\lambda} [\hat{b}(P) - \hat{s}_2(P)]. \quad (65)$$

Tomando la diferencia entre los vectores de sensibilidad \vec{e}_1 y \vec{e}_2

$$\begin{aligned} \vec{e}(P) &= \vec{e}_2 - \vec{e}_1 \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} [\hat{s}_2(P) - \hat{s}_1(P)]. \end{aligned} \quad (66)$$

En este caso, el vector de sensibilidad no depende del vector de observación, pero si depende de la forma del objeto y de la posición de las fuentes de iluminación [Martínez *et al.* (2004)].

Denotando como (x_{s1}, y_{s1}, z_{s1}) y (x_{s2}, y_{s2}, z_{s2}) las coordenadas de las fuentes de iluminación S_1 y S_2 respectivamente y por (x_p, y_p, z_p) las coordenadas de un punto sobre un objeto, se tiene que los vectores unitarios de iluminación de cada fuente están dados por:

$$\hat{s}_1(P) = \frac{1}{\sqrt{(x_p - x_{s1})^2 + (y_p - y_{s1})^2 + (z_p - z_{s1})^2}} \begin{pmatrix} x_p - x_{s1} \\ y_p - y_{s1} \\ z_p - z_{s1} \end{pmatrix}, \quad (67)$$

$$\hat{s}_2(P) = \frac{1}{\sqrt{(x_p - x_{s2})^2 + (y_p - y_{s2})^2 + (z_p - z_{s2})^2}} \begin{pmatrix} x_p - x_{s2} \\ y_p - y_{s2} \\ z_p - z_{s2} \end{pmatrix}, \quad (68)$$

los cuales al ser sustituidos en la Ec. (66) nos permitirán encontrar las componentes para el vector de sensibilidad. Así, la magnitud del vector de sensibilidad es la raíz cuadrada de la suma de sus componentes al cuadrado

$$|\vec{e}(P)| = \sqrt{e_x^2 + e_y^2 + e_z^2}. \quad (69)$$

Por último, la relación que existe entre la fase obtenida en los interferogramas $\varphi(x, y)$ y el vector de desplazamiento $\vec{d}(x, y, z)$ en un punto $P = P(x_p, y_p, z_p)$ está dado por:

$$\Delta\phi(p) = \vec{e}(P) \cdot \vec{d}(P). \quad (70)$$

IV.3. Caso de un haz de iluminación colimado

Cuando se tiene luz colimada, el arreglo que se considera se muestra en la Fig. 17. La Fig. 18, nos ayuda a determinar la diferencia de fase en función del desplazamiento o

deformación del objeto.

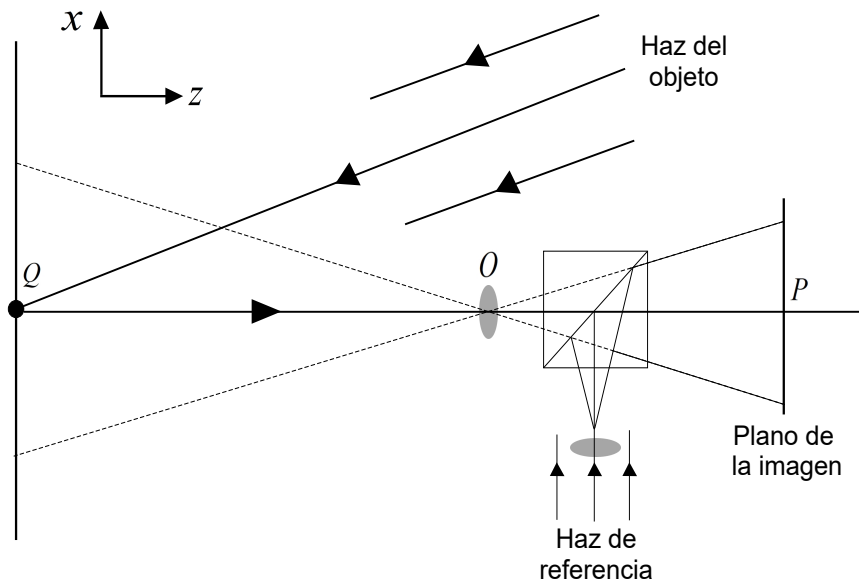


Figura 17. Sistema óptico con sensibilidad fuera de plano.

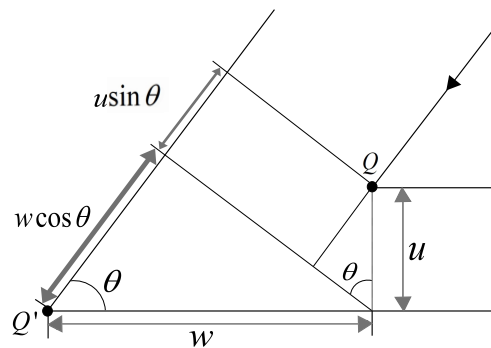


Figura 18. Diagrama para obtener la componente fuera de plano.

Considerando la posición inicial en Q y la posición con deformación en Q' . de este modo:

$$\Delta\phi(p) = \frac{2\pi}{\lambda} [w(1 + \cos\theta) + u \sin\theta], \quad (71)$$

Si tomamos la aproximación para ángulos pequeños el término $u \sin\theta$ es despreciable mientras que $\cos\theta \simeq 1$. De esta manera

$$\Delta\phi(p) = \frac{4\pi}{\lambda} w, \quad (72)$$

por lo que el vector de sensibilidad para luz colimada, una vez definida la longitud de onda, se considera constante.

IV.4. Caso de Iluminación dual colimada

Para iluminación dual que corresponde a un sistema con sensibilidad en el plano, debemos calcular la diferencia de fase de los dos haces que van de la fuente de iluminación al objeto, como se muestra en la Fig. 19, por lo que entonces tenemos que:

$$\Delta\phi_A(p) = \frac{2\pi}{\lambda} [w(1 + \cos\theta) + u \sin\theta], \quad (73)$$

$$\Delta\phi_B(p) = \frac{2\pi}{\lambda} [w(1 + \cos\theta) + u \sin\theta]. \quad (74)$$

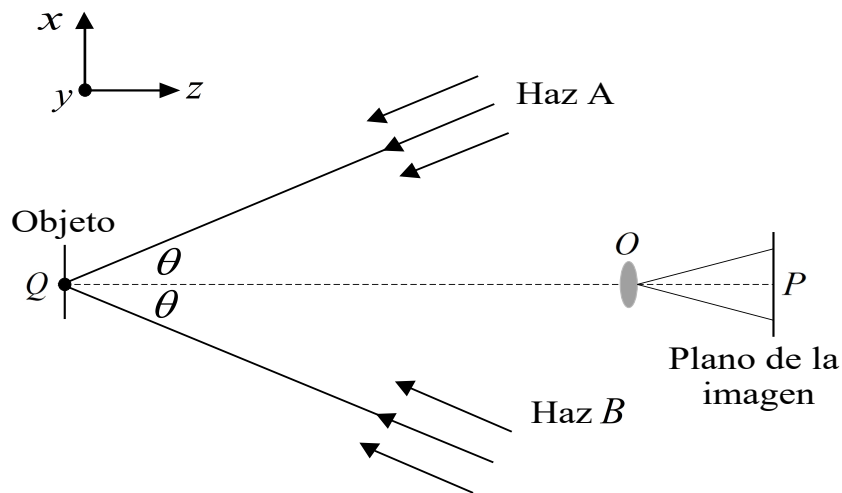


Figura 19. Diagrama para obtener la componente en el plano.

Por tanto, la diferencia de fase total está dada por

$$\begin{aligned} \Delta\phi(p) &= \Delta\phi_A(p) - \Delta\phi_B(p) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2u \sin\theta. \end{aligned} \quad (75)$$

IV.5. Análisis de la dependencia del Vector de sensibilidad fuera de plano

Se observa de las Ecs. (66) y (68) que el vector de sensibilidad depende de las posiciones de la fuente de iluminación y de observación así como de la topografía del objeto de estudio. En esta sección de la tesis se analiza el vector de sensibilidad fuera de plano en función de algunos de estos parámetros.

IV.5.1. Dependencia del vector de sensibilidad en función de la topografía del objeto

A continuación se muestra la evaluación de las componentes del vector de sensibilidad donde se considera la forma del objeto. La fuente de iluminación corresponde a un láser cuya longitud de onda es de 633 nm. La posición de la fuente de iluminación está en el eje óptico a una distancia de 1 m, con respecto al origen de un sistema de referencia considerado en el centro de los diferentes objetos (ver Fig. 20). En esta figura también podemos observar las diferentes topografías a evaluar. La posición del observador está a 0.5 m con respecto del origen sobre el eje óptico.

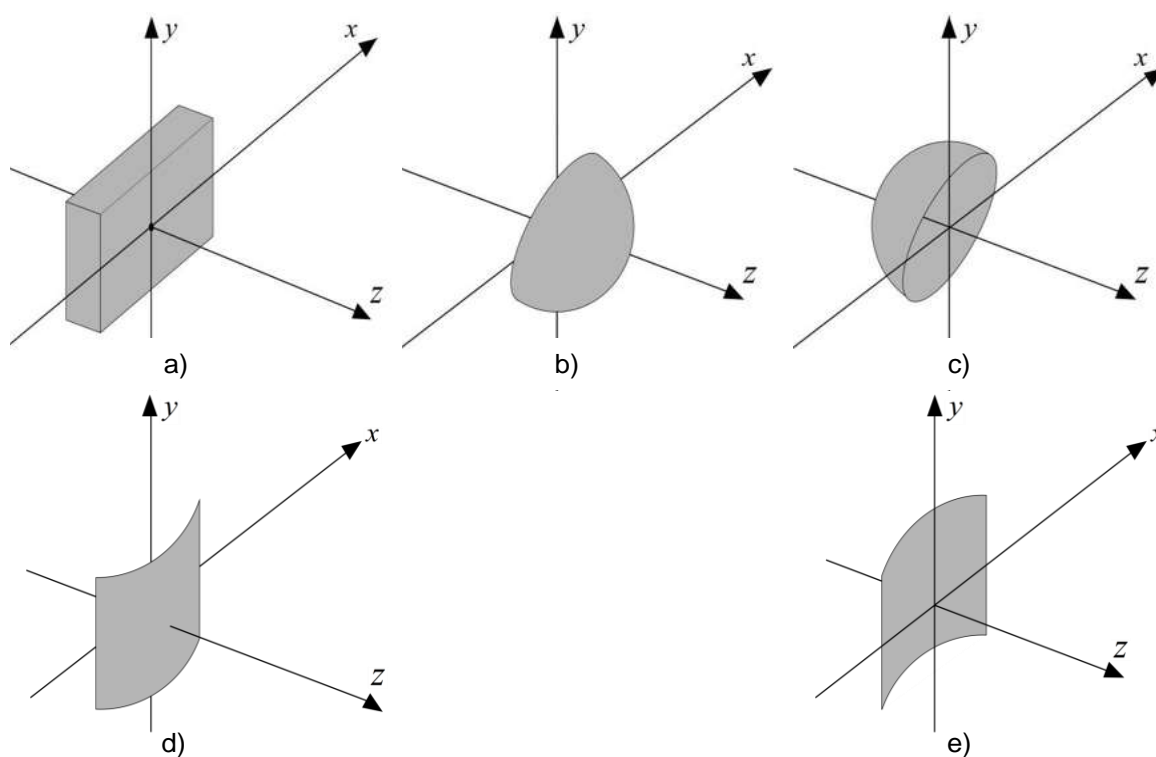


Figura 20. Topografías consideradas para el análisis del vector de sensibilidad: a) Placa cuadrada con dimensiones de 5 cm \times 5 cm. Semiesfera con 5 cm de diámetro: b) convexa, c) cóncava. Semicilindro con 5 cm de diámetro y 2.5 cm de altura: d) convexo y e) cóncavo.

En las siguientes figuras se pueden observar las componentes del vector de sensibilidad para cada uno de los casos expuestos en la Fig. 20.

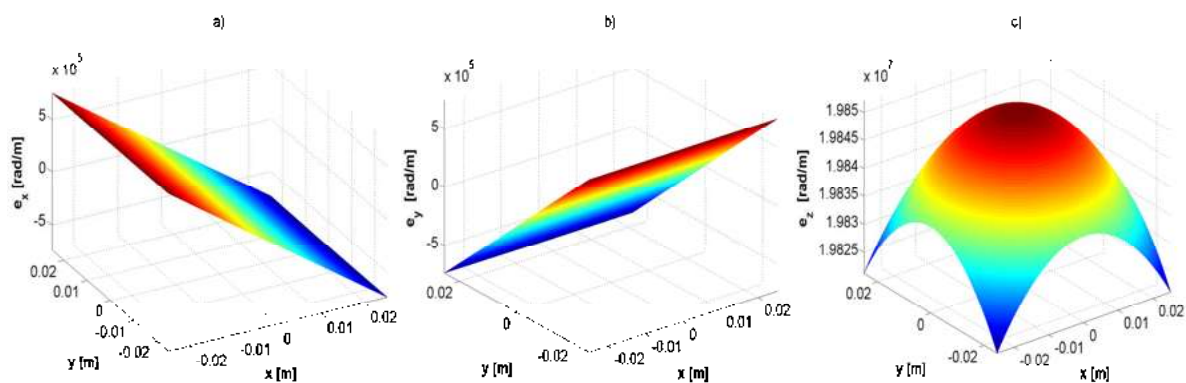


Figura 21. Componentes del vector de sensibilidad para el caso de una superficie plana con dimensiones 5 cm \times 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z .

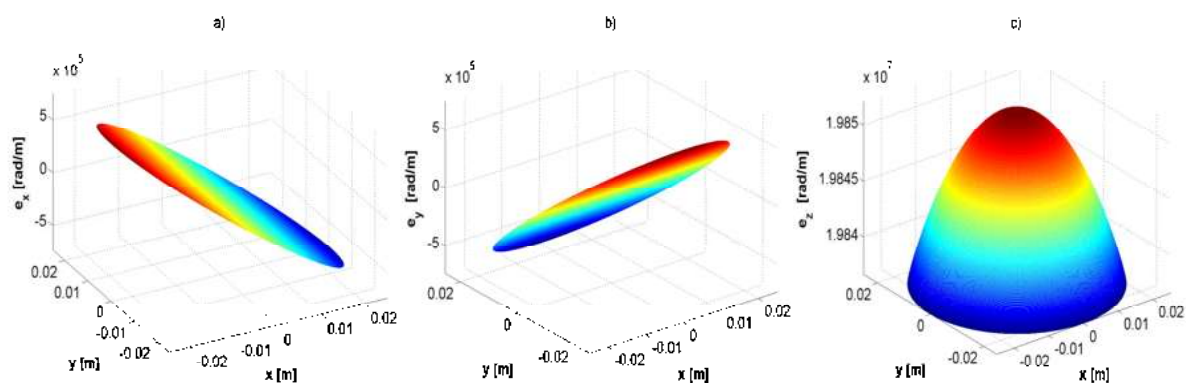


Figura 22. Componentes del vector de sensibilidad para el caso de una semiesfera convexa con un diámetro de 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z .

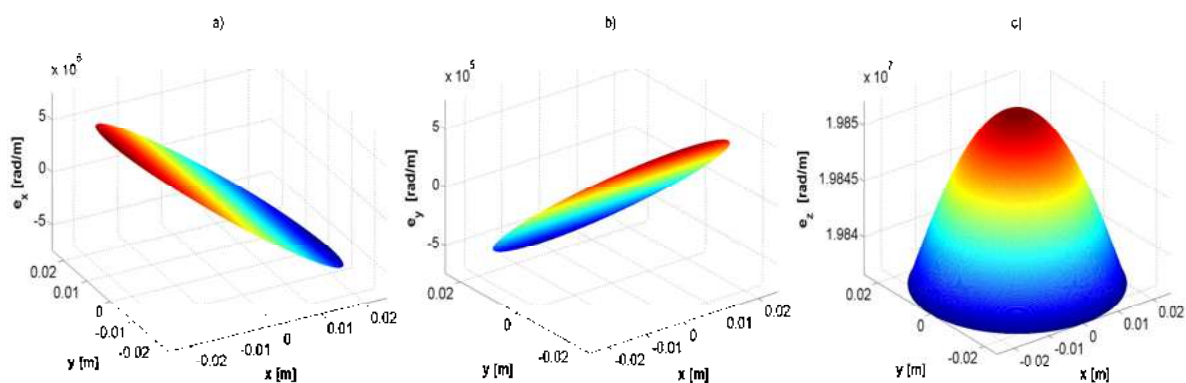


Figura 23. Componentes del vector de sensibilidad para una semiesfera cóncava con un diámetro de 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z .

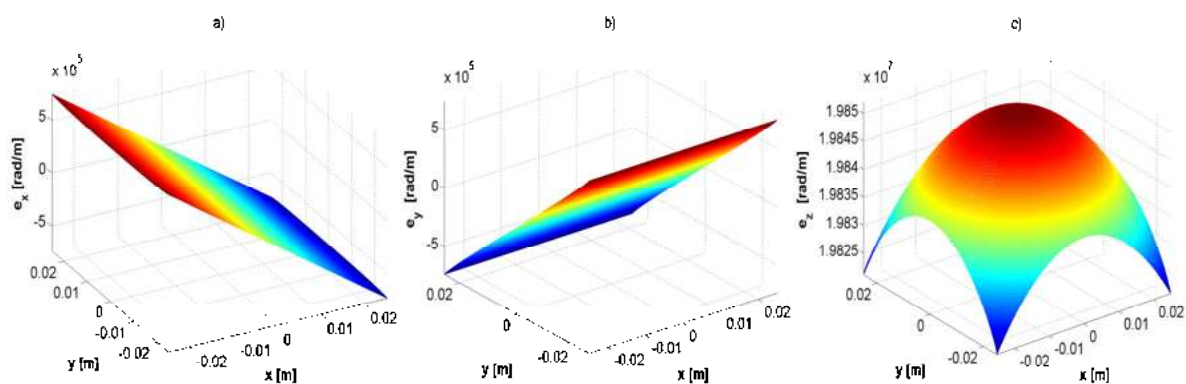


Figura 24. Componentes del vector de sensibilidad para un semicilindro convexo con un diámetro de 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z .

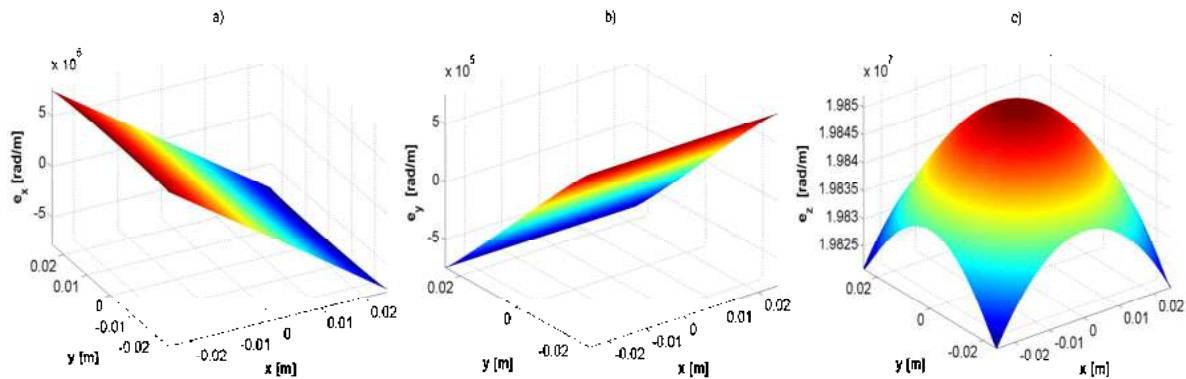


Figura 25. Componentes del vector de sensibilidad para un semicilindro cóncavo con un diámetro de 5 cm: a) e_x , b) e_y y c) e_z .

Se puede observar en las Figs. 21 a 25 que las componentes en plano del vector de sensibilidad es mucho menor que el valor de la componente fuera de plano. Por esta razón se puede hacer la aproximación de su valor a cero para el cálculo del desplazamiento.

Error relativo

Es común que en arreglos ópticos de interferometría electrónica de moteado con sensibilidad fuera de plano, se use un frente de onda colimado para la iluminación del objeto de prueba. Sin embargo, ésta es una limitación en el estudio de objetos grandes. En este caso se hace uso de iluminación divergente. Este tipo de iluminación produce que el vector de sensibilidad varíe con la posición. Errores en la medición se introducen cuando iluminación colimada es supuesta especialmente en objetos de prueba de grandes dimensiones. Durante la etapa de diseño de un interferómetro es útil conocer las componentes del vector de sensibilidad con la finalidad de minimizar las componentes de sensibilidad no requeridas. En esta sección se presenta un análisis teórico para iluminación colimada y divergente del objeto. Se obtienen los errores al comparar las componentes de desplazamiento suponiendo un vector de sensibilidad constante y

considerando la variación espacial del vector de sensibilidad para la iluminación divergente del objeto. Este análisis se hace en función de a) la topografía del objeto de prueba; luego considerando un objeto plano para los casos: b) variación en el ángulo de incidencia de la iluminación y c) variación en la posición de la fuente de iluminación en el eje óptico. El error relativo es el cociente entre el error absoluto y el valor que consideramos como exacto y es calculado mediante la expresión:

$$E_r = \left| \frac{e_{zc} - e_{zd}}{e_{zd}} \right| \times 100, \quad (76)$$

donde e_{zc} es la componente z del vector de sensibilidad usando luz colimada y e_{zd} es la componente z del vector de sensibilidad usando luz divergente [Martínez (2001)]. Ahora mostraremos la evaluación del error relativo del vector de sensibilidad en su componente fuera de plano, para el cual utilizaremos la Ec. (76). Primero mostraremos el error relativo para la componente fuera de plano del vector de sensibilidad de una placa cuadrada, como la que se muestra en la Fig. 20a). Notemos en la Fig. 26, que tenemos un mínimo en el origen.

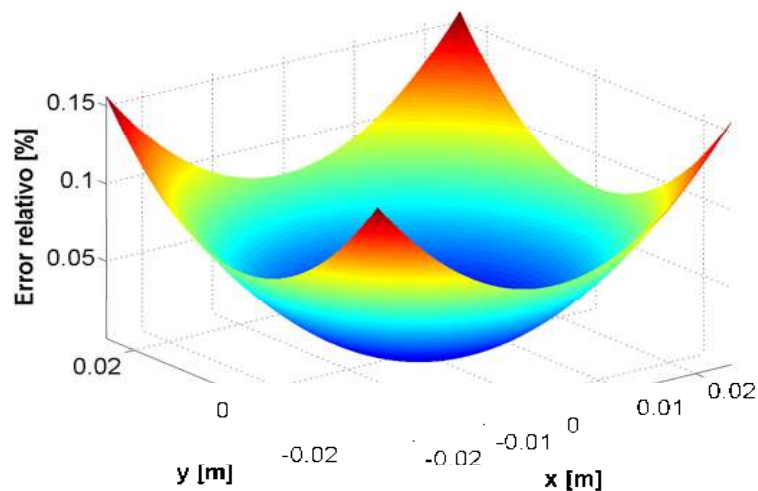


Figura 26. Error relativo porcentual de la componente e_z del vector de sensibilidad para una superficie plana con dimensiones $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$.

Esto pasa porque el haz de luz divergente que incide sobre la muestra en el origen es igual al haz que incide si se trata de luz colimada, por eso el error en ese punto es cero. Sin embargo, al alejarnos del eje óptico, el error se incrementa en función del tamaño del objeto de prueba.

Ahora mostraremos los errores porcentuales relativos correspondientes a las superficies semiesféricas mostradas en la Fig. 20a) y 20b). En la Fig. 27a), podemos observar el error relativo para una semiesfera convexa y en la Fig. 27b) para una semiesfera cóncava, a simple vista podrían parecer iguales.

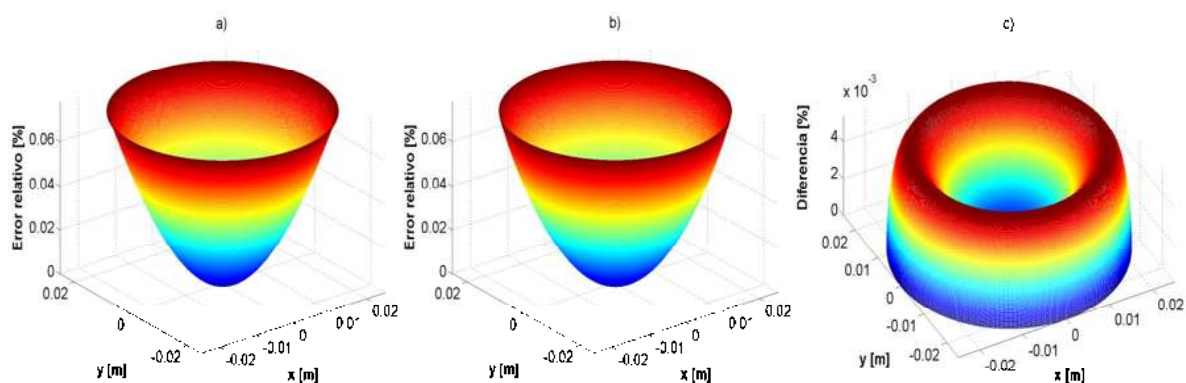


Figura 27. Errores relativos porcentuales de la componente e_z del vector de sensibilidad para: semiesfera con 5 cm de diámetro a) convexa, b) cóncava y c) diferencia entre a) y b).

De la Fig. 27c) se observa la diferencia entre los errores mostrados en la Fig. 27a) y 27b). El error toma el mismo valor sólo en el centro y la periferia del objeto. La diferencia se realizó sustrayendo el resultado para la superficie cóncava del resultado de la superficie convexa. Podemos entonces decir que el error siempre es mayor o igual para una superficie semiesférica convexa respecto de una semiesfera cóncava.

Por último se muestran los resultados para los semicilindros de las Figs. 20c) y 20d). En las Figs. 28a) y 28b) que muestran el error relativo para un semicilindro convexo y cóncavo respectivamente, podemos nuevamente observar las coincidencias para el valor del error relativo en el centro y la periferia del objeto. El error es mayor para el

semicilindro convexo y lo podemos notar ya que en la diferencia no tenemos valores negativos y estamos haciendo la diferencia de los valores del semicilindro convexo y el semicilindro cóncavo.

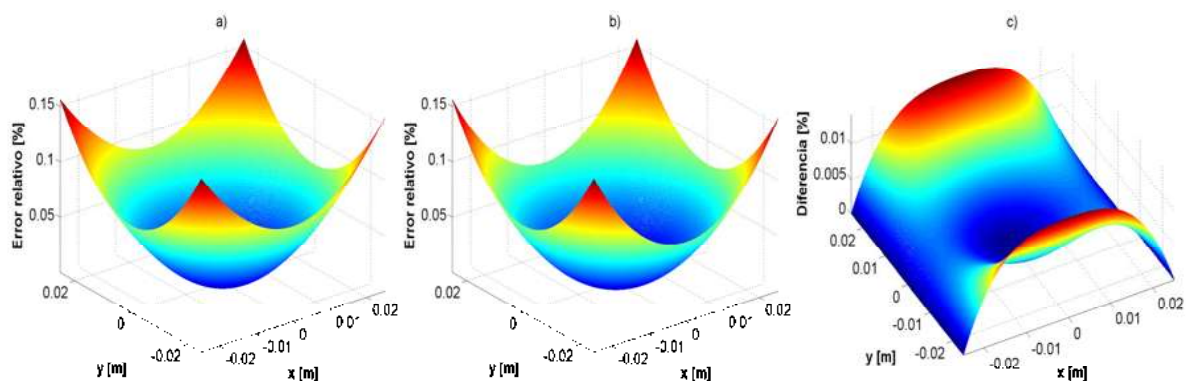


Figura 28. Errores relativos porcentuales de la componente e_z del vector de sensibilidad para un semicilindro con 5 cm de diámetro y 2.5 cm de altura: a) convexo, b) cóncavo y c) diferencia entre a) y b).

El error es menor para las superficies más alejadas; esto se debe a que la luz divergente cuando es llevada al “infinito” se comporta como luz colimada. De este modo cuando incrementamos la distancia entre el objeto y la fuente de iluminación reducimos el error. Hay que recordar que este error viene de suponer luz colimada y usar luz divergente, pero si la luz divergente se está comportando como luz colimada entonces es lógico que el error sea aproximadamente cero. También podemos enfatizar que el haz de luz divergente y luz colimada que sale del centro de la fuente, siempre y cuando ésta se encuentre sobre el eje óptico, es exactamente el mismo. Por esa razón el error en el punto que corresponde a la coordenada $(0, 0, z)$ siempre será cero, sin importar la topografía del objeto.

IV.5.2. Dependencia del vector de sensibilidad en función del ángulo de iluminación para el caso de una superficie plana

En la Fig. 26, referente al valor del error relativo, para el caso de la superficie plana y fuente de iluminación colocada en el eje óptico 0.5 m del origen; es decir, el ángulo de iluminación es 0 grados, podemos observar que el mínimo se da para el centro del objeto, mientras que los máximos se encuentran en los extremos. También es evidente la simetría que existe. Basados en este resultado consideraremos 3 puntos para evaluar la variación del error relativo porcentual. Estos tres puntos se muestran en la Fig. 29, etiquetándolos como: punto extremo izquierdo P_i , punto central P_0 y extremo derecho P_d . Una vez identificados los puntos de interés se procede a variar el ángulo con el que la iluminación divergente incide sobre el objeto. En este caso la componente e_z del vector de sensibilidad de iluminación colimada se sigue considerando constante.

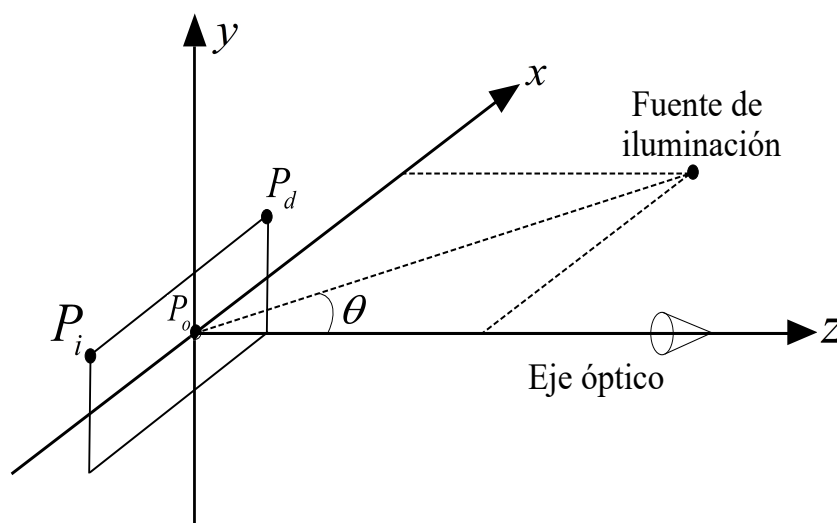


Figura 29. Diagrama para mostrar la posición de iluminación, el ángulo de incidencia y los tres puntos que se consideran para la evaluación del error relativo del vector de sensibilidad.

Tomaremos para el análisis los siguientes parámetros: la fuente de iluminación se en-

contrará a 1 m radialmente del origen que se ha supuesto en el centro de la muestra, la posición del observador es a 0.5 m del origen sobre el eje óptico y el objeto es una superficie plana de 5 cm \times 5 cm.

En la Fig. 30 se reportan los resultados obtenidos, donde se observa la variación de los tres puntos de interés de manera simultánea

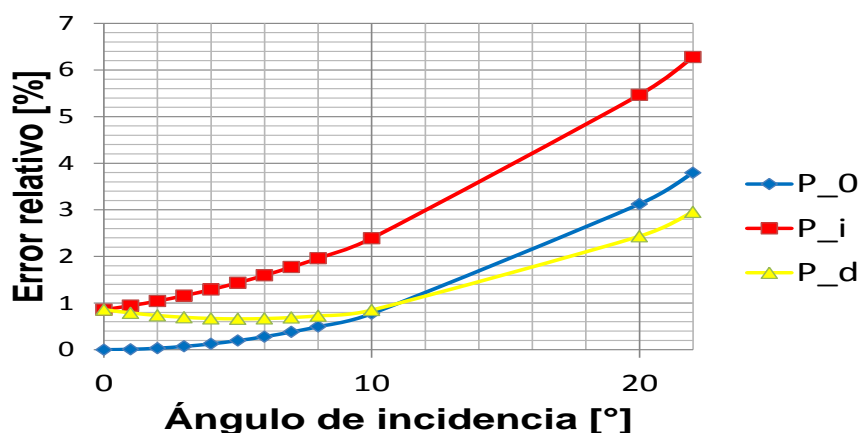


Figura 30. Variación del error relativo de la componente e_z del vector de sensibilidad dependiente del ángulo de incidencia de la iluminación.

En los resultados anteriores es evidente que el error se incrementa cuando se deja de cumplir la suposición de ángulos pequeños. A medida que el ángulo aumenta, el error también crece sobre todo para el punto P_i ya que el ángulo para este punto es mayor que para el punto P_d .

IV.5.3. Dependencia del vector de sensibilidad en función de la distancia de la fuente de iluminación sobre el eje óptico para el caso de una superficie plana

Ahora mostraremos el comportamiento en la componente z del vector de sensibilidad variando la distancia a la que se encuentra la fuente de iluminación de la muestra. Para ello mantendremos la fuente de iluminación y la posición del observador sobre el eje

óptico. Además el observador se encuentra a 0.5 m del objeto de estudio que en este caso fue una placa plana de 5 cm \times 5 cm. La variación en la distancia va de 0.1 m hasta 1.4 m con incremento de 0.1 m. La Fig. 31 muestra los resultados obtenidos.



Figura 31. Variación del error relativo de la componente e_z del vector de sensibilidad dependiente de la distancia entre la fuente de iluminación y la muestra.

Podemos observar en la Fig. 31 que para el punto central el error entre suponer luz colimada y usar luz divergente es cero. Esto se debe a lo comentado anteriormente respecto a la igualdad de los rayos que inciden en ese punto del objeto. También podemos notar que el error disminuye cuando la fuente se aleja más del objeto, dado que, mientras más alejada se encuentre la fuente, la iluminación divergente se asemeja más a la iluminación colimada y podemos notar además que el error relativo es igual para el punto extremo izquierdo y derecho.

Haremos el mismo análisis pero considerando que la fuente ahora se encuentra a cinco grados respecto al eje óptico. Los resultados se muestran en la Fig. 32. Ahora podemos ver que para el punto central el error relativo ya no es cero, pero como se tiene un ángulo muy pequeño se sigue teniendo que el error es aceptable.

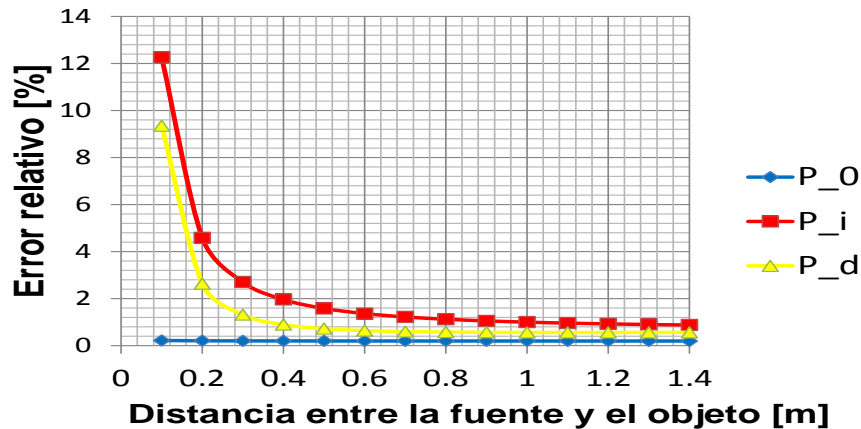


Figura 32. Variación del error relativo de la componente e_z del vector de sensibilidad dependiente de la distancia entre la fuente de iluminación y la muestra considerando un ángulo de 5° .

Es destacable que ya no se mantiene la simetría en el error para el punto P_i y P_d . Como es de esperarse el error disminuye a medida que la distancia aumenta, pero el punto P_i que es el que se encuentra más alejado de la fuente muestra ahora en todo momento un error mayor. Esto podría asociarse a que el cálculo en el que se demuestra que el vector de sensibilidad para luz colimada es constante se realiza sin considerar una iluminación fuera del eje óptico.

IV.6. Conclusiones

A manera de conclusión mostraremos dos figuras en las que es posible observar las distancias óptimas del observador y de la fuente de iluminación respecto al objeto. Podemos observar en la Fig. 33 el cálculo para el error relativo porcentual de un interferómetro que tiene la fuente de iluminación sobre el eje óptico al igual que el observador. Para esto variaremos las distancias a las que se encuentran ambas componentes. En la Fig. 33 es posible entonces notar que, si el objeto tiene una superficie mayor, se necesitan distancias más grandes para tener un error aceptable. En el laboratorio no

siempre se cuenta con espacios grandes por lo que es sustancial considerar el tamaño de la muestra.

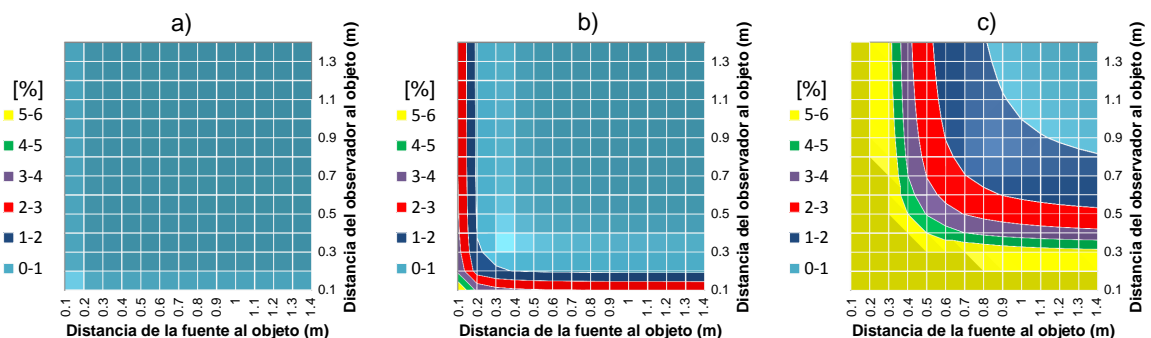


Figura 33. Error porcentual para un objeto con dimensiones de 1 cm \times 1 cm, variando la posición de la fuente de iluminación y la posición del observador, dejando fijo un ángulo de 0° .

Ahora mostremos como cambia el mismo análisis con el sólo hecho de hacer la iluminación fuera del eje óptico. En la la Fig. 34, se muestra un análisis parecido al anterior, pero la diferencia es que la fuente no se encuentra sobre el eje óptico, sino que ahora se encuentra a 10° respecto al mismo. Nuevamente al tener un objeto con mayor área el error se vuelve mayor. Esta situación se mantiene para iluminación sobre el eje y fuera del mismo.

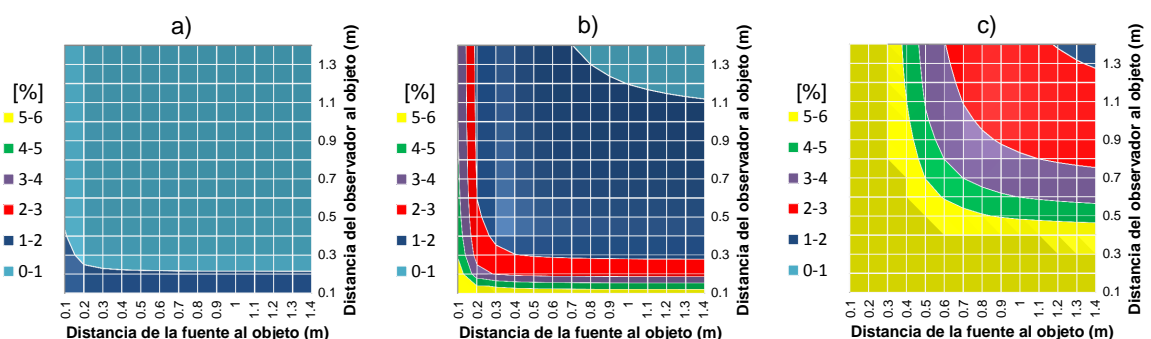


Figura 34. Error porcentual para un objeto con dimensiones de 1 cm \times 1 cm, variando la posición de la fuente de iluminación y la posición del observador, dejando fijo un ángulo de 10° .

Una diferencia notable al comparar las Figs. 33 y 34 es que cuando el haz de ilumi-

nación tiene un ángulo distinto de cero respecto al eje óptico el error se incrementa. Es por eso que si se quiere considerar la aproximación del vector de sensibilidad para luz colimada, es entonces importante mantener un ángulo de incidencia de la luz pequeño. Podemos resaltar la utilidad de conocer el vector de sensibilidad. De esta forma es posible realizar cálculos computacionales que nos indiquen las posiciones óptimas de la fuente de iluminación, del plano de observación y del plano del objeto para obtener un error aceptable (aproximadamente 1%). Dentro de este rango podemos decir que, aunque iluminemos con luz divergente, podemos seguir tomando la aproximación del vector de sensibilidad para luz colimada, facilitando así las matemáticas.

Capítulo V

RESULTADOS EXPERIMENTALES

En este capítulo se presentan los resultados experimentales correspondientes a la evaluación del campo de desplazamiento fuera de plano al aplicar un esfuerzo mecánico de forma axial causando una deflexión a probetas de aluminio de geometría rectangular. Un par de probetas son usadas como objetos de prueba. Una de ellas presenta una fractura donde una parte de su extensión correspondiente a la fractura, no puede ser percibida a simple vista. La técnica ESPI, dada su alta resolución, hace posible la detección de la fractura en esa zona imperceptible al ojo humano. La fase del patrón de franjas es obtenida a partir del algoritmo de desplazamiento de cuatro pasos.

V.1. Descripción del arreglo experimental

Con la finalidad de tener dos haces de luz para considerar a uno como haz de referencia y al segundo como el haz que tendrá la información del objeto iluminado, se utilizó el interferómetro por división de amplitud que se muestra en la Fig. 35. El sistema óptico está basado en la técnica de interferometría electrónica de moteado. Consiste de un láser de He-Ne, cuya longitud de onda es $\lambda = 633 \text{ nm}$, así como una potencia máxima de 20 mW (LB). Este haz incide sobre el espejo (E_1) que redirecciona al haz hacia el

divisor de haz (50%R-50%T) (DH_1). La parte reflejada incide sobre el espejo (E_2) que lo dirige hacia el objeto (O) pasando previamente por el filtro espacial (FE), lo que nos permite tener iluminación divergente. Por otro lado, el haz que fue transmitido por (DH_1) incide en el espejo (M_3 -PE). Este espejo redirecciona el haz para que llegue al divisor de haz (DH_2), este haz fue previamente expandido por un filtro espacial (FE). En este brazo del interferómetro es importante agregar dos componentes más, uno es el atenuador (A) para igualar la intensidad de los haces que interfieren. Lo que se traduce en una mejor visibilidad de las franjas. El objeto con rugosidad refleja tal vez el 90%, por lo que en la reflexión se “pierde” poco. El problema es que el haz se refleja hacia todas direcciones, por lo que al divisor entrará una pequeña parte del haz reflejado. La otra componente corresponde a un difusor (D), el cual tiene como función que el haz de referencia corresponda a luz difusa que interfiere con el haz del objeto que también es difuso debido a la rugosidad del mismo. Esta condición contribuye a mejorar el contraste del patrón de franjas.

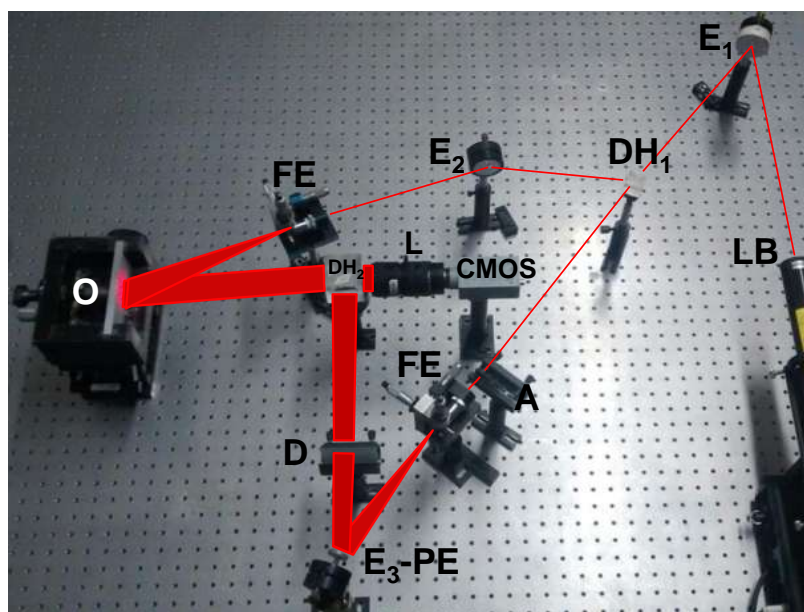


Figura 35. Fotografía del arreglo óptico con sensibilidad fuera de plano usando la técnica de interferometría electrónica de moteado.

La Fig. 36 muestra más a detalle la montura mecánica que sostiene el objeto de prueba. El objeto de prueba es deflexionado cuando un tornillo sostenido por la misma montura es girado, al empujar levemente la parte trasera de la probeta bajo estudio.

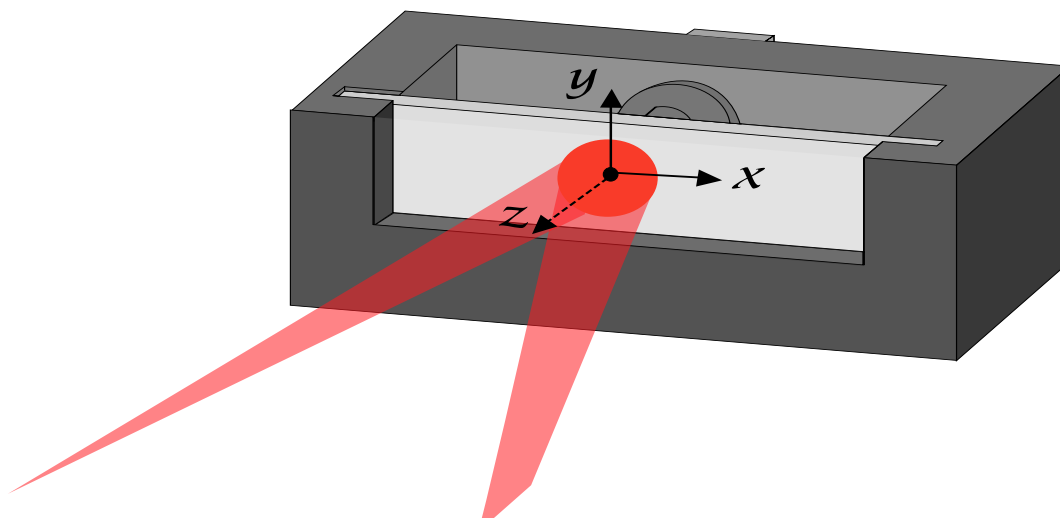


Figura 36. Montura mecánica para sujetar las probetas utilizadas en los diferentes ensayos.

V.2. Deformación por flexión

Se denomina flexión al tipo de deformación que presenta un elemento estructural en una dirección perpendicular a su eje longitudinal. Un caso típico son las vigas, las que están diseñadas para trabajar, principalmente, por flexión. El rasgo más destacado es que un objeto sometido a flexión presenta una superficie de puntos llamada fibra neutra, tal que la distancia a lo largo de cualquier curva contenida en ella no varía con respecto al valor antes de la deformación (ver Fig. 37). El esfuerzo que provoca la flexión se denomina momento flector. En la parte inferior de la Fig. 37 se observa como se espera que se deforme una viga sometida a una fuerza axial.

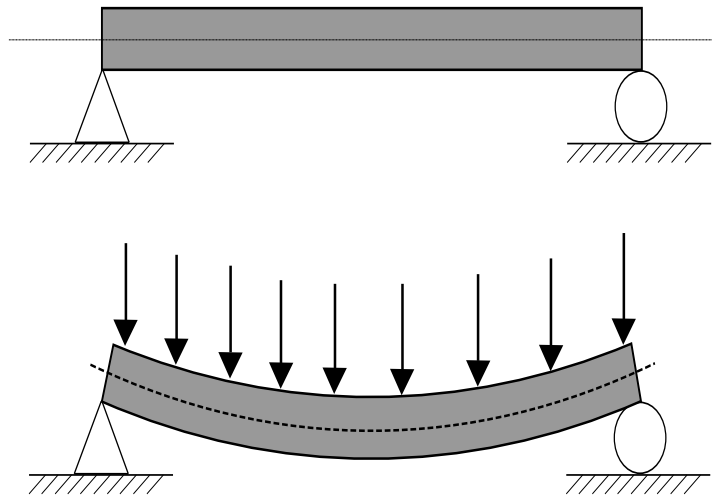


Figura 37. Ejemplo de flexión mecánica: arriba, un elemento tal como una barra se encuentra en estado de reposo; en la figura de abajo dicho elemento es sometido a una fuerza. El elemento, en consecuencia, se dobla en el mismo sentido de la fuerza.

En la mecánica se divide el estudio de vigas en aquellas que tienen un área transversal simétrica con respecto a un eje y las que tienen secciones transversales asimétricas. La técnica de ESPI no requiere esta diferenciación ya que es igualmente aplicable en vigas con simetrías y asimetrías. La mecánica de materiales cuenta con una fórmula de flexión que se utiliza para determinar el esfuerzo normal en un elemento recto. Dicha fórmula no puede usarse para determinar la distribución de esfuerzos en las regiones de un elemento donde el área de la sección transversal cambia de manera súbita lo cual representa una ventaja más para la técnica de ESPI. Dicho lo anterior es entendible que en la mecánica se deban utilizar vigas estandarizadas para llevar a cabo los ensayos [Hibbeler (2011)].

V.3. Vector de Sensibilidad del arreglo experimental utilizado

La Fig. 38 muestra las componentes del vector de sensibilidad al usar iluminación divergente. Las características del sistema óptico son dimensiones de $6.39 \text{ cm} \times 4.3 \text{ cm}$ y la fuente de iluminación se encuentra a un ángulo de 19° con respecto al eje óptico y a una distancia radial de 28.63 cm ; mientras que el observador se encuentra sobre el eje óptico a 45 cm .

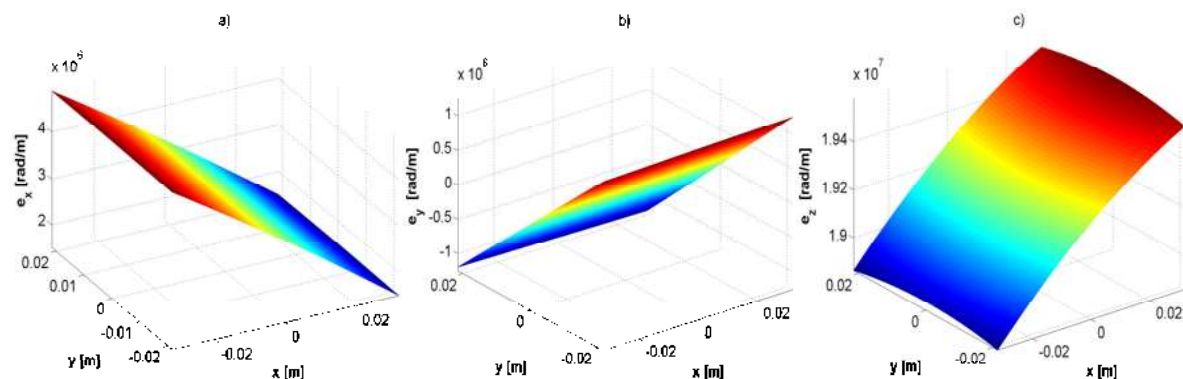


Figura 38. Componentes del vector de sensibilidad para un sistema con sensibilidad fuera de plano: a) e_x , b) e_y y c) e_z .

La Fig. 39 muestra el error si se quiere hacer el cálculo del desplazamiento en el objeto de prueba considerando el uso de iluminación colimada. Se observa que en algunos puntos de la muestra existe un error máximo al 5%. En este caso, se sugiere usar la componente del vector de sensibilidad e_z mostrada en la Fig. 38c); es decir, la calculada con iluminación divergente.

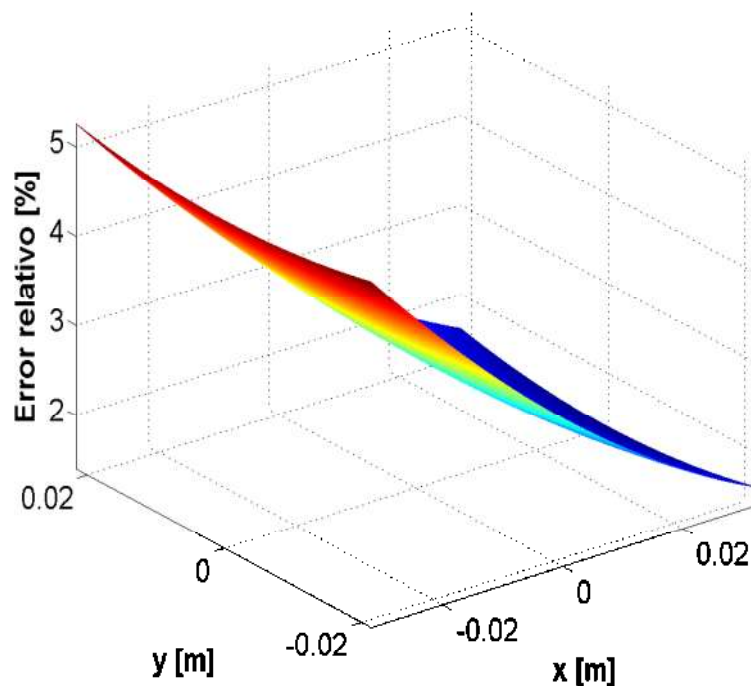


Figura 39. Error porcentual para la probeta usada en el experimento.

Tenemos la componente de interés del vector de sensibilidad, por lo que ahora debemos obtener la fase. Para hacerlo utilizamos el método de corrimiento de fase. A continuación se detalla como fue implementado dentro de nuestro arreglo.

V.4. Corrimiento de fase

Para llevar a cabo el corrimiento de fase se utiliza un piezoeléctrico unido al espejo que se encuentra en el haz de referencia. El piezoeléctrico es un material cerámico que puede convertir la tensión mecánica en electricidad, y la electricidad en vibraciones mecánicas. Reciben su nombre gracias a que funcionan basados en el efecto piezoeléctrico. El efecto piezoeléctrico es un fenómeno físico que presentan algunos cristales debido al cual aparece una diferencia de potencial eléctrico (voltaje) entre ciertas caras del cristal cuando éste se somete a una deformación mecánica y se denomina efecto piezoeléctrico

directo (si ocurre al contrario, se trata del efecto piezoeléctrico inverso).

Cuando se aplica una tensión mecánica sobre el cristal, los átomos ionizados (cargados) presentes en la estructura de cada celda de formación del cristal se desplazan, provocando la aparición de cargas en las superficies del material. Debido a la regularidad de la estructura cristalina, y como los efectos de deformación de la celda suceden en todas las celdas del cuerpo del cristal, estas cargas se suman y se produce una acumulación de la carga eléctrica, produciendo una diferencia de potencial eléctrico entre determinadas caras del cristal que puede ser muchos voltios. El PZT fue desarrollado en 1952 en el instituto tecnológico de Tokio. Es una solución sólida sintetizada de titanato de plomo con zinconato de plomo y son las cerámicas piezoeléctricas más usadas por su temperatura crítica, por su coeficiente piezoeléctrico y por su relativamente baja temperatura de funcionamiento (200 °C). Tiene la ventaja sobre otras cerámicas de que se puede fabricar a un precio muy bajo, físicamente es fuerte y es químicamente inerte y además ha demostrado que tiene más sensibilidad piezoeléctrica que otras cerámicas, lo que se comprueba observando su coeficiente piezoeléctrico. Una vez montado el arreglo experimental y utilizando el software diseñado en LabVIEW™, el cual puede observarse en el (Apéndice A), fue posible observar franjas de interferencia en tiempo real en el monitor. El siguiente paso consiste en ubicar la posición de la parte oscura de una franja y aplicar voltaje al piezoeléctrico lo cual va a producir que el piezoeléctrico se expanda introduciendo una diferencia de camino óptico y con ello una diferencia en la fase. Es posible observar como las franjas se desplazan en el monitor por lo que debemos detener el aumento de voltaje cuando pasemos de una franja oscura a otra franja oscura y tomar el dato de cuanto voltaje fue necesario para lograr ese desplazamiento en el patrón de interferencia. En este trabajo se realizó varias veces la medición. Para este caso se registró un valor promedio de 3.2 V. Este valor se divide entre 4 ya que

es el número de imágenes que se necesitarán para utilizar el método de corrimiento de fase de 4 pasos.

V.5. Obtención de imágenes

En la captura de imágenes se usa una cámara Pixelink PL-A741 CMOSTM monocromática, de 1.3 megapíxeles (1280×1024) de alto rendimiento diseñada específicamente para aplicaciones de visión artificial. La cámara está conectada a la computadora mediante una interfaz FireWire puede capturar 33 cuadros por segundo con una resolución de 1000×1000 px. Esto ayudó a tomar las imágenes aplicando la diferencia de camino óptico de una manera rápida y eficiente. En el Apéndice A se muestra el programa que se utilizó para la captura de las imágenes, donde se puede observar que contamos con un botón para tomar una imagen de referencia de la placa rectangular en cierta posición, dicho botón es “Keep Reference”. En este caso esta primer imagen se toma cuando se le aplica una precarga a la placa que se utiliza para estabilizar la posición inicial del ensayo. Tenemos el apartado para asignar el valor del voltaje necesario para un corrimiento en la fase de 2π . Como lo mencionamos anteriormente el valor fue 3.2 V. La interfaz cuenta también con un apartado para nombrar las imágenes que se irán guardando para su posterior procesamiento. Se procede a aplicar una deformación en la placa en este momento el programa en LabVIEWTM hace una sustracción de la imagen que se tomó de referencia y la nueva imagen que está captando la cámara con lo que es posible observar franjas. El paso final consiste en oprimir el botón “Quit Program”. Que de esta forma el programa enviará el correspondiente voltaje al piezoeléctrico y se tomará la correspondiente imagen.

V.6. Obtención de fase envuelta y desenvuelta

Una vez que se obtuvieron las cuatro imágenes necesarias para llevar a cabo la técnica de desplazamiento de fase, cuyo algoritmo fue escrito en el capítulo III, a través de la Ec. (43). Podemos observar que dicha ecuación tiene singularidades y está acotada entre valores de $-\pi$ y π . Esto puede traducirse en que la fase se está envolviendo entre dichos valores, de ahí el origen de su nombre. Con la ayuda de MatLabTM podemos quitar esas discontinuidades de la fase envuelta usando simplemente la función Unwrap. El bloque Unwrap desenvuelve cada canal de su matriz de entrada o vector de entrada añadiendo $2\pi n$ a cada elemento de canal sucesivo y actualizando n en cada salto de fase. Se produce un salto de fase cuando la diferencia entre dos entradas de valor de fase adyacentes excede el valor del parámetro tolerancia, el cual mencionamos que es π . El programa utilizado para el procesamiento puede observarse en el Apéndice B.

V.7. Resultados experimentales

Una vez alineado el sistema óptico se debe cuidar que el eje óptico de la cámara CCD y el del sistema óptico coincidan, lo cual facilita establecer la correspondencia entre la matriz de valores de la imagen digital del patrón de franjas asociada a la fase desenvuelta y la matriz de valores asociada al cálculo de la componente del vector de sensibilidad e_z asociada al sistema óptico. En la correspondencia correcta de estas matrices se debe considerar la zona que corresponde sólo a la interferencia, por lo que se genera la máscara correspondiente para procesar únicamente la zona donde se visualiza el patrón de franjas eliminando información espuria. La Fig. 40 muestra los resultados para uno de los objetos de estudio que es descrito en la Fig. 40a).

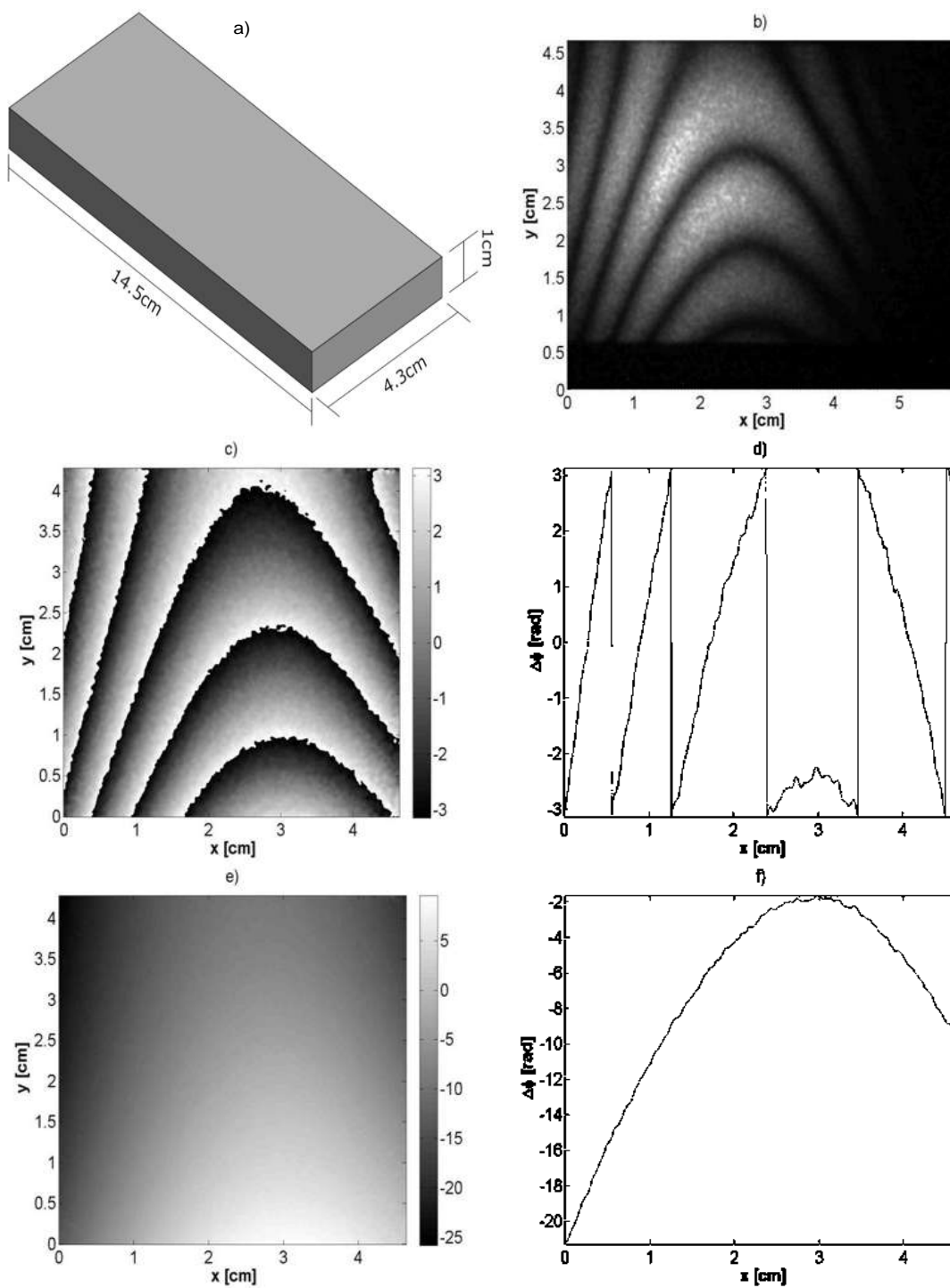


Figura 40. a) Objeto bajo estudio. b) Patrón de franjas. c) Fase envuelta. d) Perfil de la fase envuelta en $y = 2.3$ cm. e) Fase desenvuelta y f) Perfil de la fase desenvuelta en $y = 2.3$ cm.

En la Fig. 41 se observa la forma en que la placa se deformó punto a punto sobre la zona de interés, siendo el desplazamiento máximo de $1.82 \mu\text{m}$.

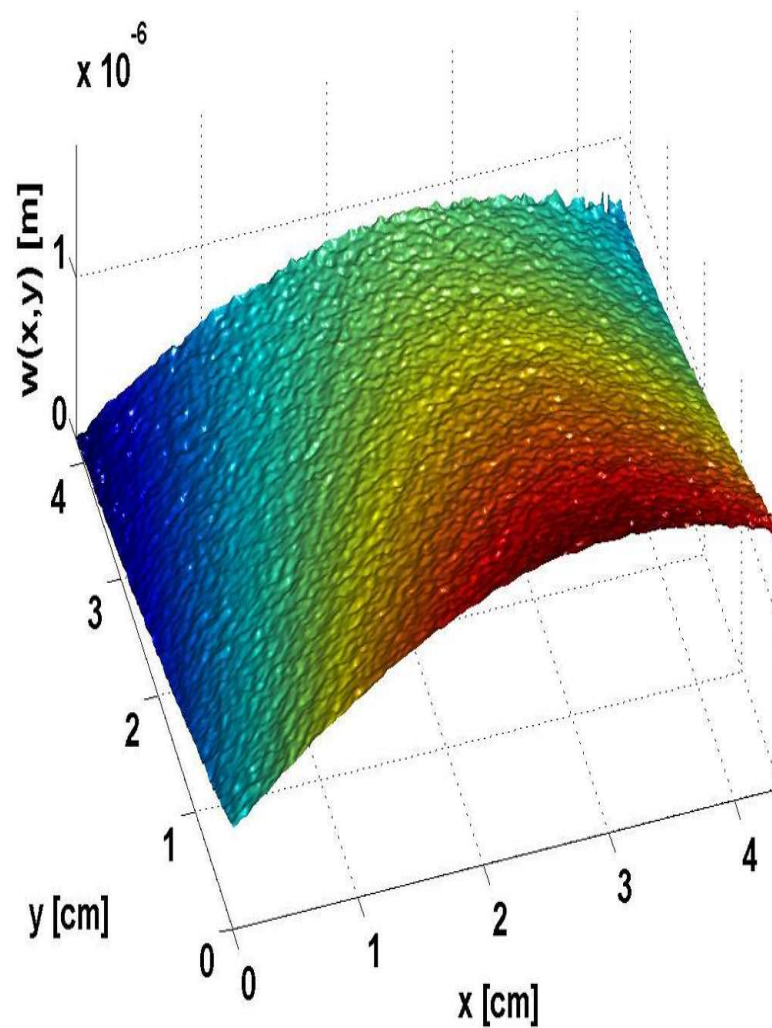


Figura 41. Campo de desplazamiento en la probeta mostrada en la Fig. 40a).

Ahora mostramos en la Fig. 42 los resultados para un nuevo objeto de estudio el cual puede observarse en la Fig. 42a).

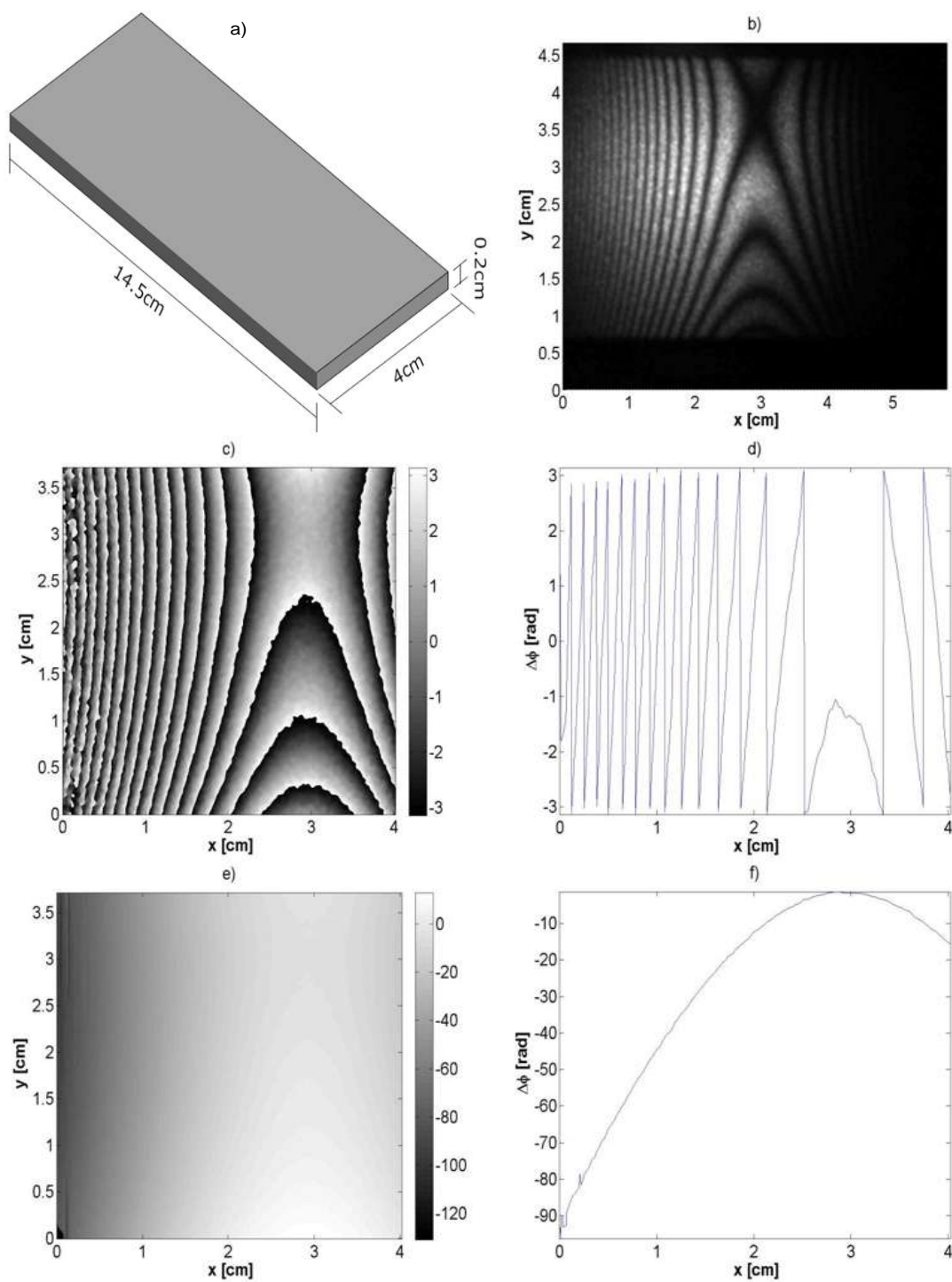


Figura 42. a) Objeto bajo estudio. b) Patrón de franjas. c) Fase envuelta. d) Perfil de la fase envuelta en $y = 2.3$ cm. e) Fase desenvuelta y f) Perfil de la fase desenvuelta en $y = 2.3$ cm.

El resultado del desplazamiento para la nueva probeta se puede observar en la Fig. 43. Aquí observamos que el desplazamiento máximo es de $7.540 \mu\text{m}$.

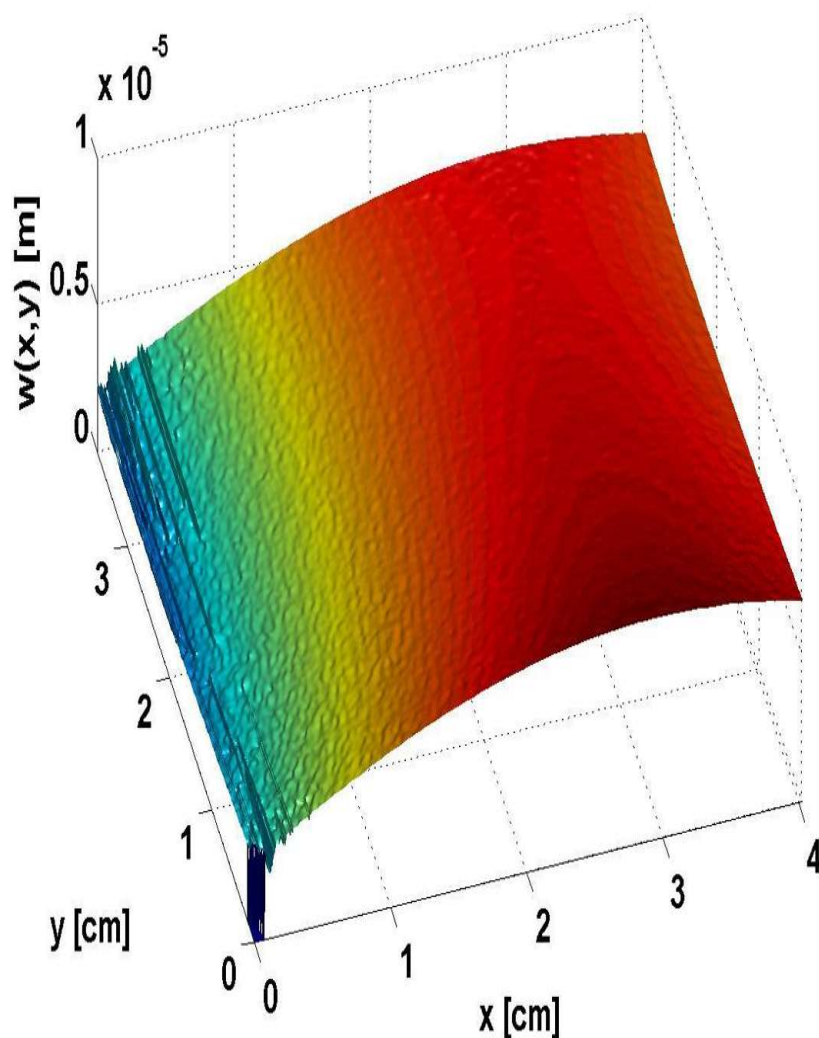


Figura 43. Campo de desplazamiento en la probeta mostrada en la Fig. 42a).

La fuerza aplicada a las diferentes muestras no fue medida dado que el diseño del sistema mecánico donde fueron colocadas las muestras no lo permitía. Sin embargo, se puede hacer la aproximación de que una misma fuerza fue aplicada al girar el tornillo (el cual empujaba la muestra) el mismo número de vueltas para cada caso. Se observa que dado que las diferentes muestras están fabricadas del mismo material (aluminio), para

la muestra más delgada (Fig. 42a)) presenta valores en el campo de desplazamiento mayores respecto a una muestra gruesa (Fig. 40a)).

La siguiente muestra analizada tiene una fractura mecánica. Los resultados correspondientes son mostrados en la Fig. 44.

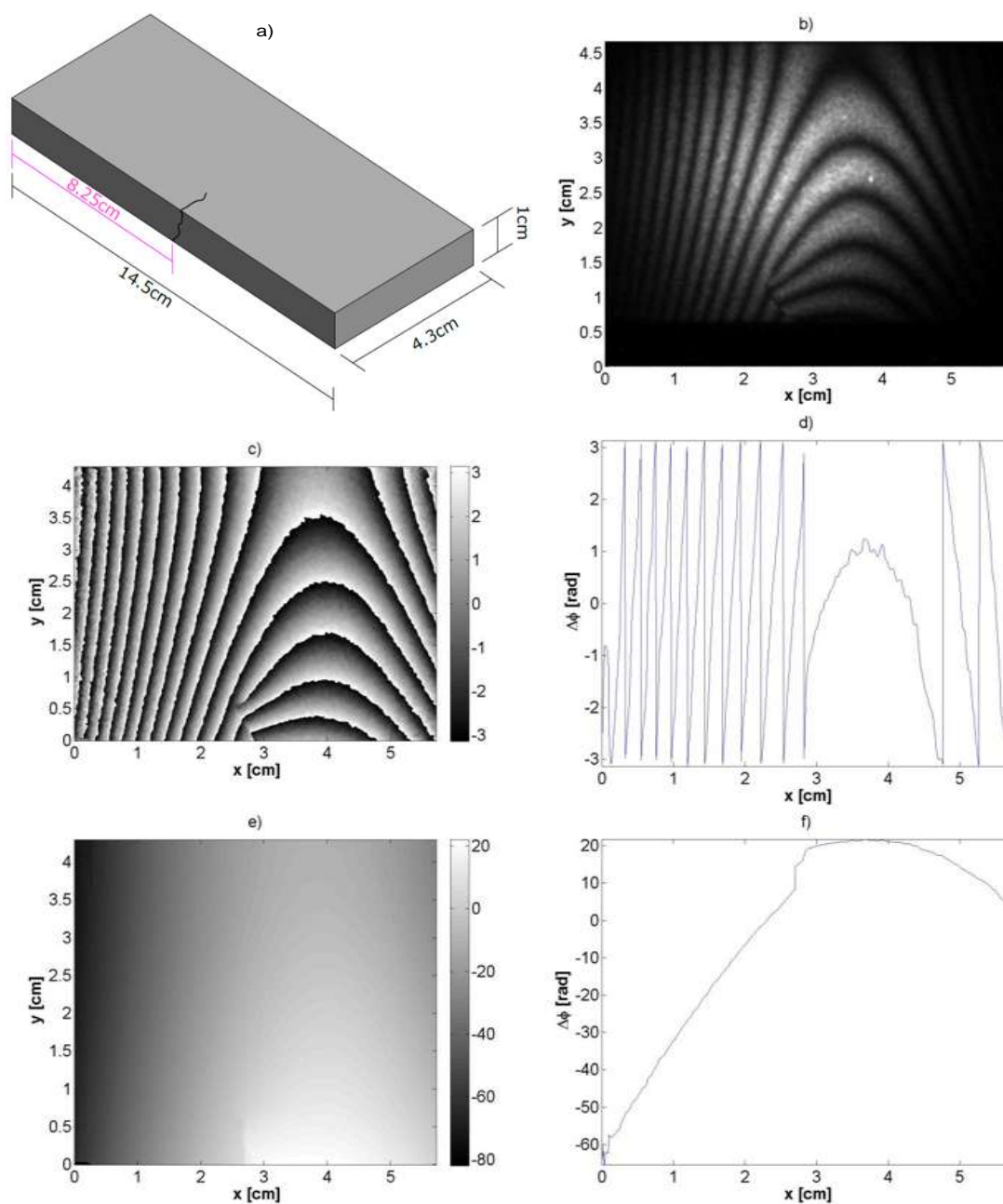


Figura 44. a) Objeto bajo estudio. b) Patrón de franjas. c) Fase envuelta. d) Perfil de la fase envuelta en $y = 2.3$ cm. e) Fase desenvuelta y f) Perfil de la fase desenvuelta en $y = 2.3$ cm.

En la Fig. 44c) observamos la fase envuelta. Cerca del centímetro 3 en el eje x podemos observar un corte en el patrón de franjas, el cual corresponde a la posición donde se encuentra la fractura. Si nosotros encontramos el perfil de $y = 2.145$ cm, observaremos un comportamiento muy parecido a los perfiles anteriores. Si usamos la función Unwrap para encontrar la fase desenvuelta obtenemos el resultado mostrado en la Fig. 44e). También muestra un comportamiento normal excepto por que marca una línea en aproximadamente 2.8 cm. Esta línea se debe a la peculiaridad que presentaron las franjas.

En la Fig. 45 podemos observar el desplazamiento asociado a la probeta mostrada en la Fig. 44a), donde el mayor desplazamiento es de $5.540 \mu\text{m}$. Podemos observar dentro de la gráfica de desplazamiento como se mantiene la singularidad cerca del centímetro 3.

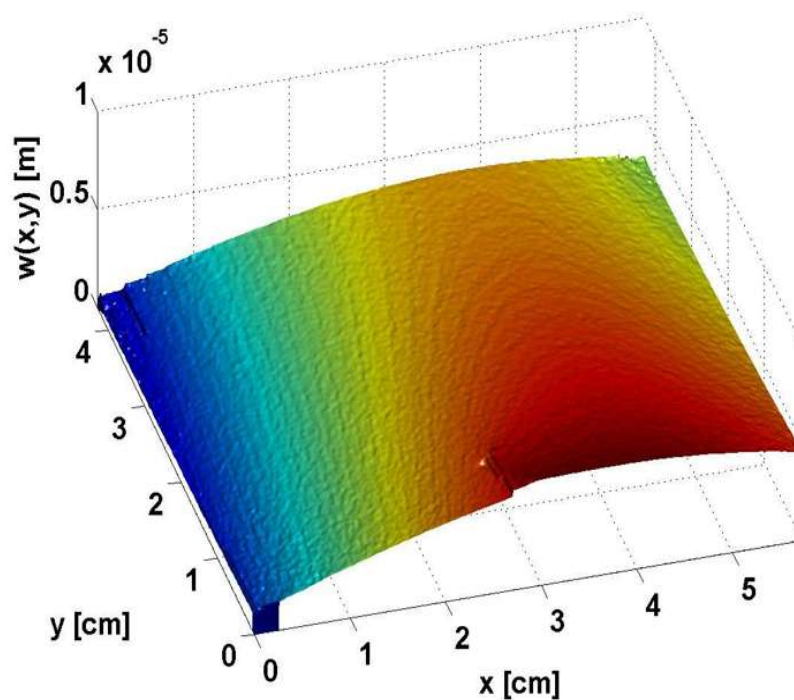


Figura 45. Desplazamiento en la probeta mostrada en la Fig. 44a).

Nosotros conocemos a priori que en esa sección tenemos una fractura. También notamos que el patrón de franjas y la fase envuelta nos recalcan la existencia de esa fractura. Entonces, ¿por qué en la fase desenvuelta sólo nos encontramos con una línea? La respuesta es que el algoritmo de Unwrap no identifica de manera correcta el seguimiento de franjas. En la parte donde existe la fractura no hay material, por lo tanto no hay objeto ni información para procesar. Entonces debemos indicarle al método que en esa parte no debe de procesar información. Para hacerlo generamos una máscara que quite la información de lo que nosotros vemos como una discontinuidad en la Fig. 44c). Se muestra este ejemplo para realzar la importancia del análisis correcto de los resultados a partir del patrón de franjas. Observemos más de cerca la fractura con ayuda de la Fig. 46a). Esta fotografía fue tomada con un microscopio digital portable TOPMYSTM. Observamos que la fractura tiene una parte muy definida y otra que era casi imperceptible, entonces generamos la máscara adecuada para la fase desenvuelta y ahora tenemos la fase desenvuelta mostrada en la Fig. 46c). En la Fig. 46d) observamos un perfil de la fase envuelta en $y = 0.05$ cm. Podemos observar como se comporta el punto referente a la fractura. Una vez que se aplicó la máscara podemos nuevamente usar la función Unwrap la que dará entonces como resultado a la Fig. 46e). Mientras que en la Fig. 46f) se muestra un perfil de la fase desenvuelta en el que vemos la caída abrupta de la curva en los puntos donde se encuentra la fractura.

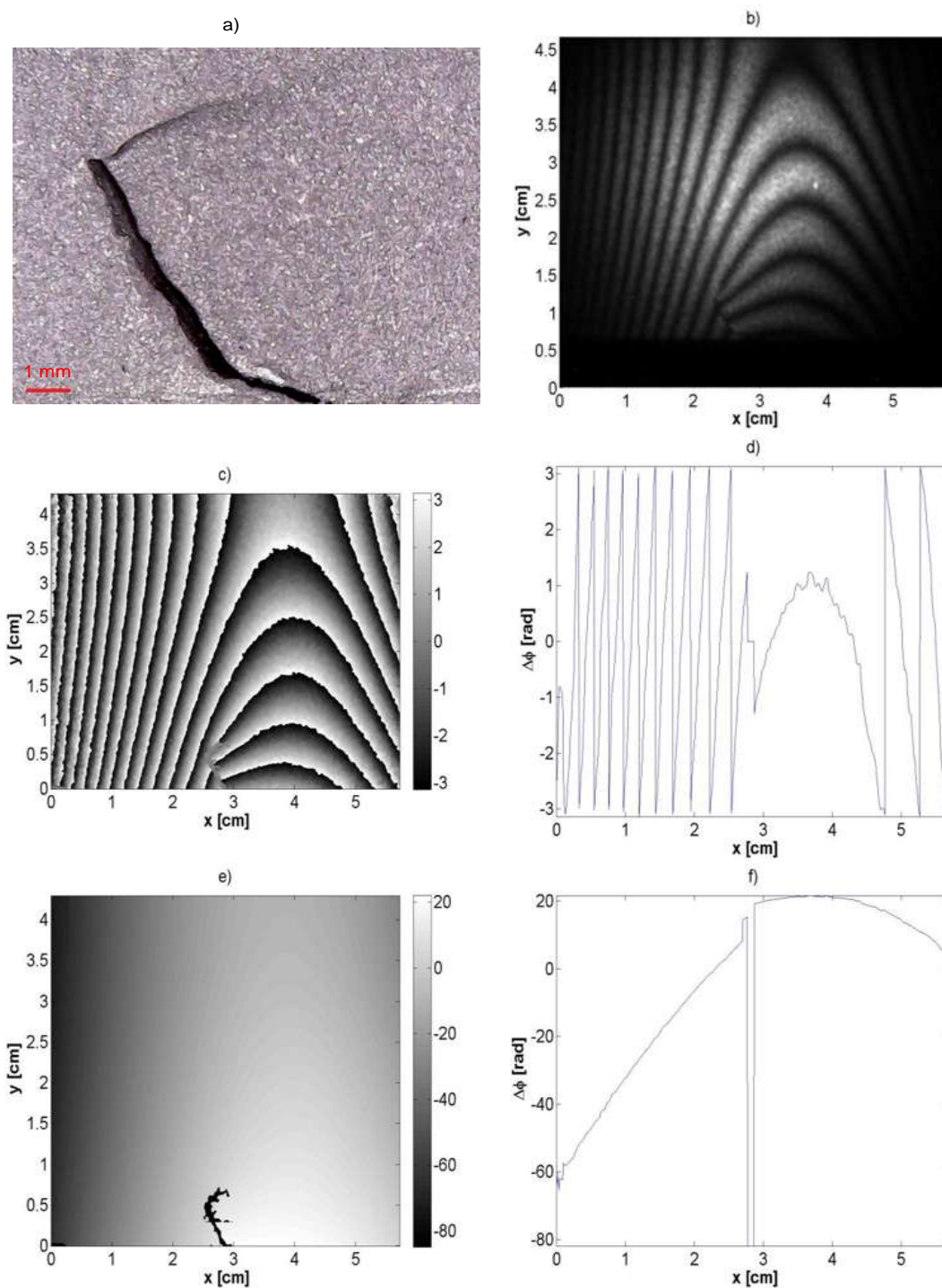


Figura 46. a) Fotografía de la fractura. b) Interferograma. c) Fase envuelta. d) Perfil de la fase envuelta en $y = 0.05$ cm. e) Fase desenvuelta y f) Perfil de la fase desenvuelta en $y = 0.05$ cm.

Ahora que se ha corregido el problema con la fase desenvuelta podemos calcular nuevamente el campo de desplazamiento, como se observa en la Fig. 47.

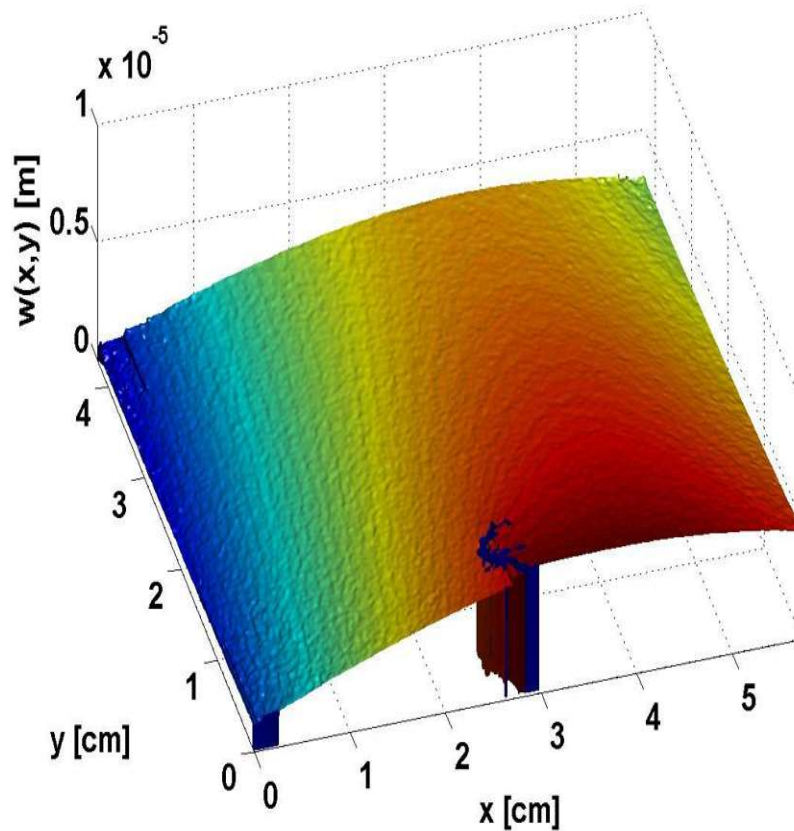


Figura 47. Desplazamiento en la probeta mostrada en la Fig. 44a) que se puede comparar con la fotografía de la fractura mostrada en la Fig. 46a).

Podemos notar sobre la superficie la fractura y su tamaño aproximado, la parte de seleccionar la discontinuidad en las franjas para generar la máscara se hace de manera manual. Si comparamos con la Fig. 45 notamos que si no enmascaramos no podemos notar la forma de la fractura. Los desplazamientos que se obtienen en la Fig. 47 son los mismos que para la Fig. 45. De aquí la importancia de la correcta interpretación del patrón de franjas.

Capítulo VI

CONCLUSIONES GENERALES

En esta tesis se implementó un arreglo óptico basado en la técnica de interferometría electrónica de moteado (ESPI por sus siglas en inglés: Electronic Speckle Pattern Interferometry) con sensibilidad fuera de plano con la finalidad de evaluar el campo de desplazamiento fuera de plano de muestras de aluminio. Una de las muestras presenta una micro-fractura donde una parte de ésta no es visualizada a simple vista y que gracias a la resolución de la técnica es posible su detección y medición. Las muestras fueron sujetas a carga mecánica axial.

Los resultados preliminares obtenidos para una muestra con fractura mecánica no mostraron la presencia de una fractura de la cual se tenía conocimiento a priori. Analizando de manera detallada el patrón de franjas, se observó que en la parte correspondiente a la fractura, el algoritmo de desenvolvimiento de fase no hace de manera correcta el seguimiento de las franjas en esa sección. Se hace la corrección correspondiente en el algoritmo evitando la evaluación incorrecta mediante una máscara en los datos correspondientes. De aquí se concluye la importancia del análisis entre lo que se obtiene y lo que se espera de acuerdo al análisis del patrón de franjas.

Es una práctica común el uso de iluminación colimada en los sistemas ópticos; sin

embargo, ésta es una restricción en la obtención de información de objetos de grandes dimensiones por lo que es necesario el uso de iluminación divergente. En este caso, el vector de sensibilidad presenta una variación local. Siendo éste, un factor importante en la evaluación de las componentes del campo de desplazamiento, se ha evaluado las componentes del vector de sensibilidad considerando el uso de iluminación divergente obteniendo su dependencia en función de la topografía del objeto (forma plana, convexa y cóncava), ángulo de incidencia en la iluminación y distancia entre fuente de iluminación y objeto analizado.

Para tener una visualización de la importancia de considerar la variación espacial del vector de sensibilidad, se ha evaluado el error que se tendría en la obtención del campo de desplazamiento fuera de plano usando la suposición de iluminación colimada en sistemas ópticos donde se tiene iluminación divergente. En algunos casos esta suposición puede ser válida evitando el cálculo, a veces engorroso, de la variación del vector de sensibilidad al considerarlo constante. Algunas conclusiones generales al respecto son:

i) El error se incrementa cuando el ángulo de iluminación aumenta. Se observa que el error es mayor en los puntos más alejados de la muestra con respecto de la fuente de iluminación dado que el ángulo es mayor.

ii) El error disminuye cuando la fuente de iluminación es alejada del objeto; es decir, la luz tiende a ser colimada.

iii) El error se incrementa cuando se tienen objetos de grandes dimensiones.

Adicionalmente, para llevar a cabo la parte experimental:

i) Se realizó la caracterización del piezoeléctrico para llevar a cabo la técnica de desplazamiento de fase.

ii) Se implementó el software para el control de la cámara CCD y el piezoeléctrico en la captura de imágenes.

iii) Se implementaron los algoritmos para la obtención de fase envuelta y desenvuelta.

Los resultados experimentales corresponden a muestras cuya topografía es plana y donde se obtiene un error máximo en la medición del campo de desplazamiento fuera de plano correspondiente al 5% en una zona iluminada cuyas dimensiones son 4.3 cm \times 5.8 cm. Este error se refiere a cuando se hace el supuesto de iluminación colimada y en el experimento se tiene iluminación divergente.

La contribución de este trabajo está en el análisis exhaustivo del vector de sensibilidad para sistemas ópticos con sensibilidad fuera de plano que puede orientar al lector en la propuesta de una geometría del arreglo óptico de acuerdo a sus necesidades de evaluación del campo de desplazamiento.

Como trabajo a futuro, queda el análisis de la variación de las componentes del vector de sensibilidad aún para luz colimada en sistemas con sensibilidad fuera de plano.

Apéndice A

PROGRAMAS PARA OBTENCIÓN DE IMÁGENES

A continuación se muestra la interfaz diseñada utilizando LaBIEW. También se muestra la programación realizada.

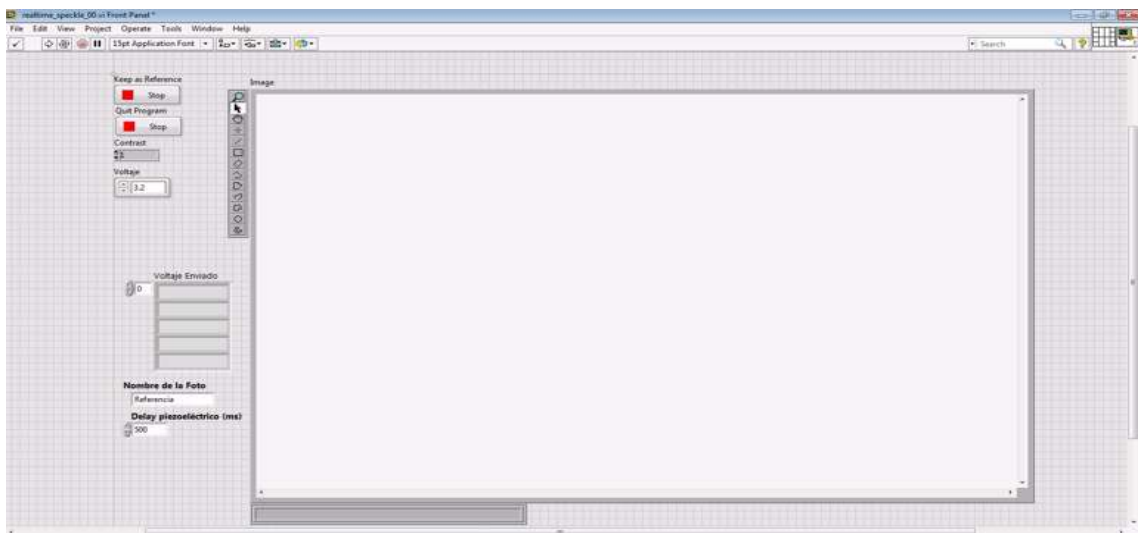


Figura 48. Interfaz gráfica para obtener los patrones de Speckle.

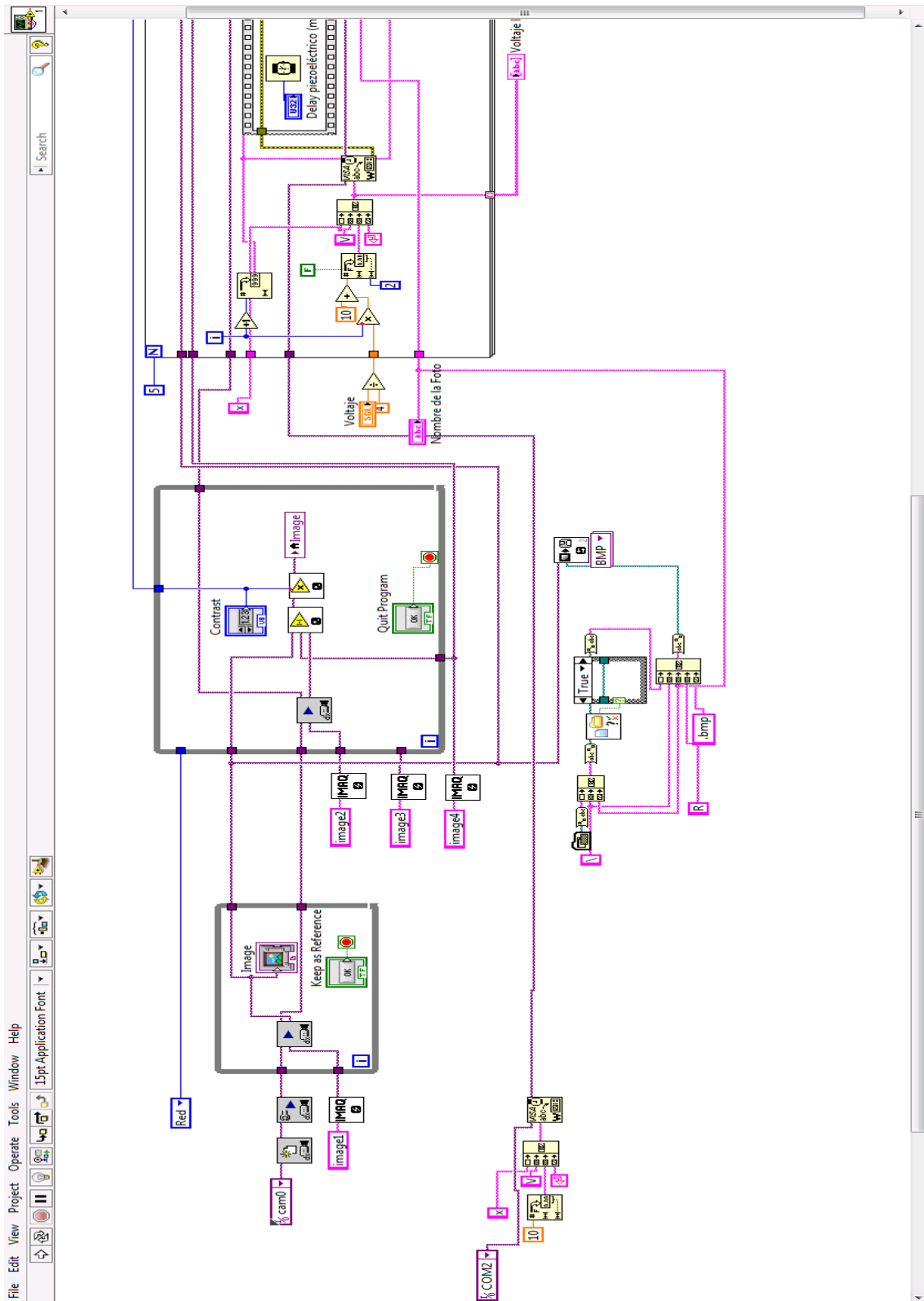


Figura 49. Parte 1 de la programación en LabView.

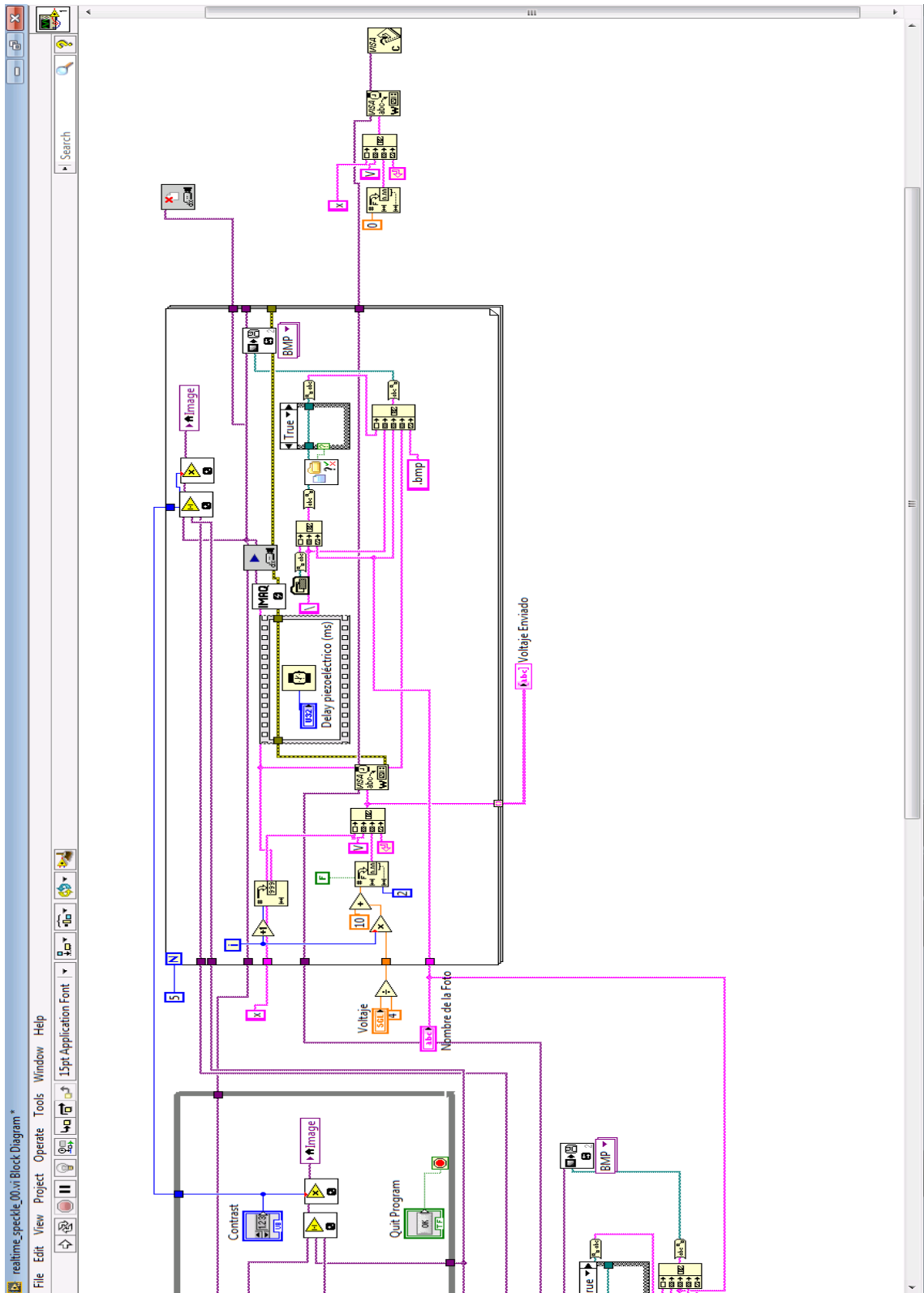


Figura 50. Parte 2 de la programación en LabView.

Apéndice B

PROGRAMAS PARA PROCESAMIENTO DE IMÁGENES

En este apartado se muestra la programación hecha en Matlab para el procesamiento digital de imágenes.

```
clc;
clear all;
close all;
n1=18;
n2=18;
NameImage='NA290917_5';
Pr=(double(imread([NameImage,'R.bmp'])));
for i=1:4
assignin('base',['P',num2str(i)],double(imread([NameImage,num2str(i),'.bmp'])));
end
a=abs(Pr-P1);
b=abs(Pr-P2);
c=abs(Pr-P3);
```

```

d=abs(Pr-P4);
I1=Funcion_FiltroAlto(a,20);
I2=Funcion_FiltroAlto(b,20);
I3=Funcion_FiltroAlto(c,20);
I4=Funcion_FiltroAlto(d,20);
[tamX,tamY]=size(I4);
x = linspace(0,5.81,tamY); %width was 0.063 m
y = linspace(0,4.654,tamX); %hight was 0.04 m
[X,Y] = meshgrid(x,y);
f1=figure;
axes1=axes('Parent',f1,'FontWeight','bold','FontSize',n2,'FontName','Arial');
mesh(X,Y,flipud(I4));axis image; colormap 'gray'; view([0 90])
title('b'),'FontSize',n2,'FontName','Arial'),
xlabel(' x [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
ylabel(' y [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
%% LeastSquare
n=4; %número de interferogramas
wo=(2*pi)/n;
Ref_LS= I1 + (I2.*(exp(1i*wo))) + (I3.*(exp(1i*2*wo))) + (I4.*(exp(1i*3*wo)));
Amplitud=abs(Ref_LS);
FaseEnvRef=angle(Ref_LS);
figure(2)
imagesc(FaseEnvRef); colormap 'gray'
figure(3)
imagesc(Amplitud); colormap 'gray'

```

```

%%
Mask=4*Amplitud>0.6;
%% PLOTTING Amplitud en escala real
% 97 pixeles:5 mm
% 1 pixel: 0.0515mm
pixel_cm=0.5/97;
[rows,cols]=size(Amplitud);
x = linspace(0,pixel_cm*cols,cols); %width
y = linspace(0,pixel_cm*rows,rows); %hight
[X,Y] = meshgrid(x,y);
%%
mask= bwareaopen(Mask,5000);% Elimina grupos de 500 pixeles
%%
SE = strel('disk', 50, 8);
mask = imclose(mask,SE);% Relleno de grupos de pixeles en nivel de gris bajo
% y que están dentro de la zona de interés.
%%
SE = strel('disk', 15, 8);
mask = imdilate(mask,SE);% Dilatación para definir el contorno de la máscara
SE = strel('disk', 40, 8);
mask = imopen(mask,SE);% Se rellenan las bahías ( o tipo diente de sierra) del
contorno
SE = strel('disk', 30, 8);
mask = imerode(mask,SE);% Erosión del contorno para retornar al tamaño real
%%

```

```

MaskFractura=1-(Amplitud.*double(mask)>2.0);
maskFractura=1- bwareaopen(MaskFractura,500);% Elimina grupos de 500 pixeles
%% Se genera y se visualiza el rectangulo delimitador del área de interés (ROI)
f=figure(13);
imagesc(maskFractura); colormap 'gray'
Seccion= imrect();
coordenadas=getPosition(Seccion);
coordenadas=uint16(coordenadas);% [xmin ymin width height].
xmin=coordenadas(1);
ymin=coordenadas(2);
width=coordenadas(3);
height=coordenadas(4);
%%
mask(ymin:ymin+height,xmin:xmin+width)=maskFractura(ymin:ymin+height,xmin:xmin+width);
%%
MaskFractura=1-(Amplitud.*double(mask)>3.3);
maskFractura=1- bwareaopen(MaskFractura,100);% Elimina grupos de 500 pixeles
%% Se genera y se visualiza el rectangulo delimitador del área de interés (ROI)
f=figure(13);
imagesc(maskFractura); colormap 'gray'
Seccion= imrect();
coordenadas=getPosition(Seccion);
coordenadas=uint16(coordenadas);% [xmin ymin width height].
xmin=coordenadas(1);
ymin=coordenadas(2);

```

```

width=coordenadas(3);
height=coordenadas(4);
%%
mask(ymin:ymin+height,xmin:xmin+width)=maskFractura(ymin:ymin+height,xmin:xmin+width);
f14=figure(14);
axes1 = axes('Parent',f14,'YDir','reverse','LineWidth',2,'Layer','top',...
'FontSize',12,'FontName','Arial');
imagesc(mask,'Parent',axes1); colormap 'gray'
%%
F_ENV_MASK=FaseEnvRef.*double(mask);
F_ENV_MASK=F_ENV_MASK(1:833,1:1110);
[rows,cols]=size(F_ENV_MASK);
x = linspace(0,pixel_cm*cols,cols); %width
y = linspace(0,pixel_cm*rows,rows); %height
axis xy
f2=figure;
axes1=axes('Parent',f2,'FontWeight','bold','FontSize',n2,'FontName','Arial');
imagesc(x,y,flipud(F_ENV_MASK));axis image; colormap 'gray'; view([0 90]); col-
orbar('peer',axes1,'FontSize',18);
title('c'),'FontSize',n2,'FontName','Arial'),
xlabel(' x [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
ylabel(' y [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
axis xy
f8=figure;
axes1=axes('Parent',f8,'FontWeight','bold','FontSize',n2,'FontName','Arial');

```

```

plot(x,F_ENV_MASK(uint16(826),:),'Parent',axes1); colormap 'gray'

axis tight

title('d'),'FontSize',n2,'FontName','Arial'),

xlabel(' x [cm]'),'FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),

ylabel(' \Delta\phi [rad]'),'FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),

%% Perfil Envuelta

f3=figure;

axes1=axes('Parent',f3,'FontWeight','bold','FontSize',n2,'FontName','Arial');

plot(x,F_ENV_MASK(uint16(rows/2),:),'Parent',axes1); colormap 'gray'

axis tight

xlabel(' x [cm]'),'FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),

ylabel(' \Delta\phi [rad]'),'FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),

%% Unwrapping

[tamX,tamY]=size(FaseEnvRef);

FaseDesenv=(Funcion_PhaseUnwrapping(FaseEnvRef,1));

% % save FaseDesenv.mat

% figure(15);

% imagesc(FaseDesenv); colormap 'gray'

% save FaseDesenv.mat

%% Introduciendo el valor del nivel de plano a grupos de pixeles vecinos

% de la zona de interés teniendo en cuenta la máscara

nivel=min(min(FaseDesenv));

for i=1:tamX

for j=1:tamY

if(mask(i,j)==0)

```

```

FaseDesenv(i,j)= nivel; % minimo
end
end
end
%% Mejora de Fisura
for i=1:10
for j=1:61
FaseDesenv(783+j,514+i)=FaseDesenv(783+j,514+i)-3;
end
end
%% Buscando la zona vecina a la fractura, para eliminar el escalón en el for abajo
ROIs=FaseDesenv>9;
NoROI=bwareaopen(ROIs,8000);
figure(25),imagesc(NoROI), colormap gray
ROI=ROIs-NoROI;
% figure(26),imagesc(ROI), colormap gray
%% Toma zona vecina a la fractura, para nivelar la zona-escalón
for i=1:tamX
for j=1:tamY
if(ROI(i,j)==1)
FaseDesenv(i,j)= FaseDesenv(i,j)-6; % minimo
end
end
end
%%

```

```

FaseDesenvA=FaseDesenv(1:833,1:1110);% Cortada
f4=figure;
axes1=axes('Parent',f4,'FontWeight','bold','FontSize',n2,'FontName','Arial');
imagesc(x,y,flipud(FaseDesenvA),'Parent',axes1); colormap 'gray'; colorbar('peer',axes1,'FontSize',
title('e'),'FontSize',n2,'FontName','Arial'),
xlabel(' x [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
ylabel(' y [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
axis xy
%% Perfil Desenvuelta
f5=figure;
axes1=axes('Parent',f5,'FontWeight','bold','FontSize',n2,'FontName','Arial');
plot(x,FaseDesenvA(uint16(rows/2),:),'Parent',axes1); colormap 'gray'
axis tight
xlabel(' x [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
ylabel(' \Delta\phi [rad]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
%%
f7=figure;
axes1=axes('Parent',f7,'FontWeight','bold','FontSize',n2,'FontName','Arial');
plot(x,FaseDesenvA(uint16(826),:),'Parent',axes1); colormap 'gray'
axis tight
title('f'),'FontSize',n2,'FontName','Arial'),
xlabel(' x [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
ylabel(' \Delta\phi [rad]','FontWeight','bold','FontSize',n1,'FontName','Arial'),
%% PLOTTING
% 97 pixeles:5 mm

```

```

% 1 pixel: 0.0515mm
FaseDesenv=FaseDesenv(1:833,1:1110);% cortando
pixel_cm=0.5/97;
[rows,cols]=size(FaseDesenv);
x = linspace(0,pixel_cm*cols,cols); %width
y = linspace(0,pixel_cm*rows,rows); %hight
[X,Y] = meshgrid(x,y);
%% Calcular el vector de sensibilidad con el tamaño necesario obtenido de la
%Fase desenvuelta
lambda = 633E-9;
r=0.2836;
theta=(19.14*2*pi)/360;
x_source = r*sin(theta);
y_source = 0;
z_source = r*cos(theta);
x_observer = 0;
y_observer = 0;
z_observer =0.45;
longitud_X=max(X(1,:))/100;% X (o Y) fue la malla creada para escalar el mapa
en medidas reales
longitud_Y=max(Y(:,1))/100;% y es la que se utilizará para definir el objeto a usar
en el calculo del e.z. Lo
x_objectpoint = linspace(-longitud_X/2,longitud_X/2,cols);
y_objectpoint = linspace(-longitud_Y/2,longitud_Y/2,rows);
z_objectpoint = 0;

```

```

[xxx_object,yyy_object,zzz_object] = meshgrid(x_objectpoint,y_objectpoint, z_objectpoint);
bx = (sqrt((x_observer-xxx_object).^2+(y_observer-yyy_object).^2+(z_observer-zzz_object).^2)).^-
1.*(x_observer-xxx_object);
by = (sqrt((x_observer-xxx_object).^2+(y_observer-yyy_object).^2+(z_observer-zzz_object).^2)).^-
1.*(y_observer-yyy_object);
bz = (sqrt((x_observer-xxx_object).^2+(y_observer-yyy_object).^2+(z_observer-zzz_object).^2)).^-
1.*(z_observer-zzz_object);
sx = (sqrt((xxx_object-x_source).^2+(yyy_object-y_source).^2+(zzz_object-z_source).^2)).^-
1.*(xxx_object-x_source);
sy = (sqrt((xxx_object-x_source).^2+(yyy_object-y_source).^2+(zzz_object-z_source).^2)).^-
1.*(yyy_object-y_source);
sz = (sqrt((xxx_object-x_source).^2+(yyy_object-y_source).^2+(zzz_object-z_source).^2)).^-
1.*(zzz_object-z_source);
exd = ((2*pi)/lambda)*(bx-sx);
eyd = ((2*pi)/lambda)*(by-sy);
ezd = ((2*pi)/lambda)*(bz-sz);
%% Calculando el desplazamiento
w=FaseDesenv./ezd;
nivel2=min(min(w));
w=w-nivel2;
%%
n=18;%tamaño de la letra
n2=22;%tamaño en los ejes
% [tamX,tamY]=size(I4);
x = linspace(0,100*longitud_X,cols); %width was 0.063 m

```

```

y = linspace(0,100*longitud_Y,rows); %hight was 0.04 m
[X,Y] = meshgrid(x,y);
f6=figure;
axes1 = axes('Parent',f6,'FontWeight','bold','FontSize',n,'FontName','Arial');
view(axes1,[-37.5 30]);
grid(axes1,'on');
hold(axes1,'all');
Z=flipud(w);
mesh(X,Y,Z);
view([-16 60])
lightangle(light,0,60)
xlabel(' x [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n,'FontName','Arial'),
ylabel(' y [cm]','FontWeight','bold','FontSize',n,'FontName','Arial'),
zlabel(' w(x,y) [m]','FontWeight','bold','FontSize',n,'FontName','Arial'),%view(-10,40)
axis([min(X(1,:)) max(X(1,:)) min(Y(:,1)) max(Y(:,1)) ]);
[fil_max,pos_fil_a]=max(Z);
[valor_max,pos_col_in_fil_a]=max(fil_max);
max(max(w))
print(f1,'FPatron1','-djpeg')
print(f2,'FFE1','-djpeg')
print(f3,'FFPFE1','-djpeg')
print(f4,'FFD1','-djpeg')
print(f5,'FFPFD1','-djpeg')
print(f6,'FDesplazamiento1','-djpeg')
print(f7,'PFD1','-djpeg')

```

```
print(f8,'PEF1','-djpeg')
```

Referencias

- ASTM-International (2014). What is astm spanish. páginas 2–5.
- Butters, J. N. and Leendertz, J. A. (1971). Holographic and video techniques applied to engineering measurement. *J. Meas. Control*, **4**: 349–354.
- Goodman, J. (1984). Statistical properties of laser speckle patterns, laser speckle and related phenomena. *J.C. Dainty*, **2545**: 43–53.
- Hibbeler, R. C. (2011). *Mecánica de Materiales*. Pearson Educación, octava edición. 265-288.
- K., B. and L., E. (1975). A recording and display system for hologram interferometry with low resolution imaging devices. *J. Physics E: Scientific Instruments*, **8**: 571–576.
- Kreis, T. (1996a). *Holographic Interferometry*. Akademie Verlag Inc., primera edición. 206-211.
- Kreis, T. (1996b). *Interferometry, Principles and Methods*. Akademie Verlag Inc., primera edición. 71-74.
- Leendertz, J. A. (1970). Interferometric displacement measurement of scattering surfaces utilising speckle effect. *J. Phys.*, **E3**: 214.
- Løkberg, O. J. and Høgmoen, K. (1970). Vibration phase mapping using electronic speckle pattern interferometry. *Appl. Opt.*, **15**: 2701–2704.
- Macouski, A., Ramsey, D., and Shaefer, L. F. (1971). Time-lapse interderometry and contouring using television systems. *Appl Opt*, **10**: 2722–2727.
- Malacara, D. (2004). *Óptica básica*. Fondo de Cultura Económica, segunda edición. 206 and 214-217.
- Martínez, A. (2001). *Tesis Doctoral: Iluminación Esférica en Interferometría de Moire*. Centro de Investigaciones en Óptica. 30-40.
- Martínez, A., Rayas, J. A., Rodríguez-Vera, R., and Puga, H. J. (2004). 3d deformation measurement from the combination of in-plane and out- of- plane espi interferometers. *Applied Optics*, **43**: 4652–4658.
- Martínez, A., Rayas, J. A., and Garay, J. C. M. (Junio 2010). Medición de la evolución temporal de los campos dinámicos de desplazamiento mediante interferometría de moteado para una probeta de latón. *Revista Mexicana de Física*, **56(3)**: 262–267.

- Ángel Fernández-Doval (1996). *Tesis Doctoral: Una aproximación sistemática a la holografía-TV y desarrollo de nuevas técnicas para la cuantificación y el análisis de magnitudes dinámicas con periodicidad temporal*. Universidad Vigo, Área de Ingenieros Industriales, departamento de Física aplicada. 30-40.
- Oliver, B. (1963). Sparkling spots and random diffraction. *Proc. IEEE*, **51(1)**: 220–221.
- Olszak, A. and Pryputniewicz, R. (1995). Espi-fem hybrid system for studies of time-dependent stress characteristics in small components. *SPIE*, **2545**: 43–53.
- Ortega, L. (1994). *Tesis Licenciatura: Técnicas de análisis de franjas en interferometría*. Universidad de Guanajuato. Facultad de Ingeniería Mecánica, Eléctrica y Electrónica. (FIMME).
- Parra-Michel, J., Martínez, A., and Rayas, J. A. (Octubre 2010). Computation of crack tip elastic stress intensity factor in mode I by in-plane electronic speckle pattern interferometry. *Revista Mexicana de Física*, **56(5)**: 394–400.
- Rayas, J. A., Vera, R. R., and Martínez, A. (Diciembre 2003). Young's modulus measurement to latex by electronic speckle pattern interferometry (espi). *Revista Mexicana de Física*, **49(6)**: 555–564.
- Rigden, J. and Gordon, E. (1993). The granularity of scattered optical maser light. *Proc. Of the IRE (IEEE)*, **51(11)**: 2367–2368.
- Robinson, D. W. and Reid, G. T. (1993). *Interferogram analysis: digital fringe pattern measurement techniques*. Taylor and Francis, primera edición.
- Schwomma, O. (1972). *Austrian Patent*, **298830**.
- Sirohi, R. (1993). Speckle metrology. *Marcel Dekker*, página 106.
- Smith, F. and Thompson, J. (1979). *Óptica*. LIMUSA, primera edición. 206-211.
- Takeda, M., Ina, H., and Kobayashi, S. (1982). Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *J. Opt. Soc. Am.*, **72(1)**: 156–160.
- Toto-Arellano, N.-I. and Rodríguez-Zurita, G. (2011). *Interferometría de corrimiento de fase por Polarización Usando n-Interferogramas Capturados Simultáneamente*. académica española, primera edición. 11-13.
- Whelan, M., m.J. Connelly, Aguanno, M., and Lakestani, F. (2004). Speckle interferometry using a CMOS-DSP camera for static and dynamic deformation measurements. *ICEM12 12th International Conference on Experimental Mechanics*.