



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO



**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN ÓPTICA, A.C.**

**SISTEMAS HETERODINOS DE
MEDICIÓN DE RUGOSIDAD Y FASE**

TESIS QUE COMO REQUISITO PARA OBTENER EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ÓPTICA) PRESENTA

ING. MARÍA DEL ROSARIO BALTAZAR FLORES

ASESOR: DRA. CRISTINA ELIZABETH SOLANO SOSA

LEÓN, GTO.

ENERO 2003

DEDICADA

A MI ESPOSO E HIJOS

A MI PAPÁ ROBERTO Y A MI ABUELITA

A MIS HERMANOS Y A TODA MI FAMILIA

AGRADECIMIENTOS

Agradezco ante todo a mi asesora la Dra. Cristina Solano, por su dirección y sabios consejos para llegar a cabo todo el trabajo de investigación, además de los comentarios que me hicieron los miembros del Comité Doctoral, Dr. Daniel Malacara Hernández, Dr. Daniel Malacara Doblado, Dr. Rafael Espinosa y Dr. Gerardo Miramontes. El apoyo brindado por el Dr. Orestes Stavroudis ha sido invaluable. Gracias también al CONACYT, al CONCYTEG y al CIO por el apoyo brindado para el desarrollo de este trabajo.

RESUMEN

En este trabajo de tesis se reportan los resultados del trabajo de investigación realizado en el Centro de Investigaciones en Óptica, A. C. El primer objetivo que se planteó fue la medición de rugosidad en objetos reflectores en el orden de nanómetros. Para esto se analizó un sistema interferométrico en el que se introdujo una señal moduladora temporal por medio de la vibración de una rejilla, para este sistema se realizó el análisis matemático y la implementación del sistema en el laboratorio que es muy compleja al tener múltiples componentes, por estas razones se decidió optimizar el sistema. De esta manera se obtuvo un sistema compacto el cual elimina varias componentes ópticas dando como consecuencia la reducción de los cálculos matemáticos, así como su implementación en el laboratorio del sistema de medición.

El principio básico de este sistema es la Heterodinización óptica, donde se introduce una modulación temporal de un haz de luz (haz objeto) que proviene de un láser, el cual se hace interferir en un fotodetector con un segundo haz que será el haz de referencia. Para introducir la modulación temporal se hace uso de una rejilla senoidal, la cual oscila transversalmente al eje óptico. Al iluminar el haz láser a la rejilla se producen tres órdenes difractados, pero para realizar la medición solamente es necesario hacer interferir el orden +1 con el haz de referencia.

En este caso el láser incide sobre los distintos puntos de la superficie obteniéndose el perfil de la superficie a partir de la diferencia de fase entre los puntos rastreados. En el fotodetector se obtiene la potencia a partir de la integral de la intensidad. La intensidad a su

vez esta dada por la interferencia del haz objeto con el haz de referencia, donde el haz objeto esta modulado temporalmente, por lo tanto, lleva las diferencias de fase (irregularidades de la superficie) a manera de envolvente, montadas sobre una señal cosenoidal, esta señal se filtra y amplifica mediante un filtro de bajo ruido (Lock-in amplifier). La señal que se obtiene del lock-in se introduce a la computadora a través de una tarjeta DAC donde se gráfica el resultado, de esta manera se obtiene el perfil de rugosidad en tiempo real.

Se realizó además, una modificación de este sistema para realizar la medición de pequeñas variaciones de fase como es el caso de rejillas holográficas. El sistema es capaz de rastrear una rejilla de muy alta densidad de líneas y obtener su perfil de fase debido que el láser esta concentrado sobre un área de rastreo muy pequeña. El láser se usa como el tip de prueba de los microscopios de fuerza atómica para rastrear la superficie a medir.

Para la medición de objetos de fase el procedimiento es muy similar, el arreglo óptico se modifica de tal manera que el haz láser atraviese el objeto en lugar de ser reflejado. Así la variación de fase que introduce el objeto será proporcional a la variación de grosor o de índice de refracción del objeto.

PRODUCCIÓN CIENTÍFICA

- **MANUSCRITOS ACEPTADOS EN REVISTAS CIENTÍFICAS CON ARBITRAJE RESULTADO DE LA INVESTIGACIÓN DOCTORAL**

1. **Rosario Baltazar**, Cristina Solano, G. Martínez-Ponce, Alma A. Camacho, "*Optical Heterodyne Profilometer to Scan Irregularities In Reflective Objects*", Opt. Comm. Número: 1-6, Volumen: 204, Páginas: 33-43, Abril 2002
2. **Rosario Baltazar**, Cristina Solano, G. Martínez-Ponce, Alma A. Camacho, "*Optical Heterodyne Method to Measure Phase Objects*", Opt. Comm., Aceptado 2003
3. **Rosario Baltazar**, Cristina Solano, "*Aplicaciones de los Láseres en Medicina*", Ciencia y Desarrollo, **25**, 16-25, (1999)

- **ARTÍCULOS IN-EXTENSO RESULTADO DE LA INVESTIGACIÓN DOCTORAL**

1. **Rosario Baltazar**, Cristina Solano, Alma A. Camacho P., "*Sistema de medición de irregularidades superficiales incorporando una señal temporal*", Memorias del Sexto Simposio Estatal de Investigación y Desarrollo Tecnológico, pp. 21, Ags., Ags. (1999)
2. **Rosario Baltazar**, Cristina Solano, Miguel A. Casillas A., Alma A. Camacho P., "*Automatización del sistema de medición de irregularidades superficiales incorporando una señal temporal*", Memorias del Séptimo Simposio Estatal de Investigación y Desarrollo Tecnológico, pp. 5, Aguascalientes, Ags. (2000)
3. **Rosario Baltazar**, C. Solano, G. Martínez-Ponce, Alma A. Camacho P., "*Sistema Óptico Heterodino para la Medición de Pequeñas Rugosidades de Objetos Reflectores*

y para la Medición de Objetos de Fase", Memorias del Simposio Nacional de Metrología CENAM, pp. 110-114, Queretaro, Qro. (2002)

4. **Rosario Baltazar**, David S. Remba, C. Solano, Alma A. Camacho P., "*Cancelación de ruido en el sistema heterodino de medición de irregularidades*", Memorias de la Jornada Internacional de Aplicaciones Industriales de los Láseres, Querétaro, Qro.; (2002)

- **OTROS MANUSCRITOS ACEPTADOS EN REVISTAS CIENTÍFICAS CON ARBITRAJE**

1. Alma A. Camacho P., Cristina Solano, Moisés Cywiak, G. Martínez-Ponce, **Rosario Baltazar**, "*Method for the Determination of Focal Distance of a Microlens*", Opt. Eng. **39**, 2149-2152 (2000)
2. Cristina Solano, Moisés Cywiak, **Rosario Baltazar**, Alma A. Camacho P., G. Martínez-Ponce, "*Análisis y Medición de Objetos Especulares por Métodos Heterodinicos*", Computación y Sistemas, Aceptado
3. Alma A. Camacho P., Cristina Solano, Moisés Cywiak, G. Martínez-Ponce, **Rosario Baltazar**, "*Simple method to measure the focal length of lenses*", Opt. Eng.

- **OTROS ARTÍCULOS IN-EXTENSO**

1. Alma A. Camacho P. Cristina Solano, Moises Cywiak, Geminiano Martínez P., **Rosario Baltazar**, "*Medición de la distancia focal en microlentes cilíndricas con perfil hiperbólico*", Memorias del Sexto Simposio Estatal De Investigación y Desarrollo Tecnológico, pp.19, Aguascalientes, Ags. (1999)

2. Alma A. Camacho P., C. Solano, G. Martínez-Ponce, **Rosario Baltazar**, “Criterio de Evaluación de Medición de la Distancia Focal en Microlentes”, Memorias del Séptimo Simposio Estatal de Investigación y Desarrollo Tecnológico, pp.6, Aguascalientes, Ags. (2000)
3. Alma A. Camacho P., C. Solano, G. Martínez-Ponce, **Rosario Baltazar**, “Método simple para la Medición de distancias focales en microlentes”, Memorias del SIMPOSIO NACIONAL DE METROLOGIA CENAM, pp.121-125, Querétaro, Qro. (2002)

- **PATENTES**

1. Diseño y construcción de un switch de presencia inductivo-capacitivo
Rosario Baltazar, Miguel A. Casillas Araiza (Patente en tramite)
2. Diseño y construcción de un instrumento para la medición de irregularidades en superficies reflectoras y para la medición de objetos de fase, **Rosario Baltazar**, C. Solano, G. Martínez-Ponce, Alma A. Camacho P., Patente Presentada ante la Secretaría de Economía Sept. 2002, Registro 120/11/A.1.1/10.4/02/03058 Junio 11 (2002)
3. Método simple para medir la distancia focal de lentes, Alma A. Camacho P., C. Solano, G. Martínez-Ponce, **Rosario Baltazar**, Presentada ante la Secretaría de Economía Sept. 2002.

- **CONGRESOS**

- **Congresos internacionales**

1. **Rosario Baltazar**, David S. Remba, C. Solano, Alma A. Camacho P., “Cancelación de ruido en el sistema heterodino de medición de irregularidades”, Jornada Internacional de Aplicaciones Industriales de los Láseres, Querétaro, Qro.; Octubre, 2002
2. Segunda Reunión Iberoamericana de Óptica, Guanajuato, Gto. (1995)
Asistente
3. Segundo Congreso Nacional y Primero Internacional de Telecomunicaciones e Informática, Guadalajara, Jal. (2002)
Asistente

- **Congresos nacionales**

1. **Rosario Baltazar**, Cristina Solano, Moises Cywiak, Alma A. Camacho P., “Incorporación de una señal temporal por medio de una rejilla de difracción en un sistema de medición”, XLI Congreso Nacional de Física, San Luis Potosí; Oct. 1998
2. Alma A. Camacho P., Cristina Solano, Moises Cywiak, **Rosario Baltazar**, “Medición de la Distancia Focal en Microlentes Cilíndricas con Perfil Hiperbólico”
XLI Congreso Nacional de Física, San Luis Potosí; Oct. 1998
3. **Rosario Baltazar**, Cristina Solano, Alma A. Camacho P., “Sistema de medición de irregularidades superficiales incorporando una señal temporal”, Sexto Simposio Estatal de Investigación y Desarrollo Tecnológico, Aguascalientes, Ags.; Sept. 1999
4. Alma A. Camacho P. Cristina Solano, Moises Cywiak, Geminiano Martínez P., **Rosario Baltazar**, “Medición de la distancia focal en microlentes cilíndricas con perfil

- hiperbólico”, Sexto Simposio Estatal de Investigación y Desarrollo Tecnológico, Aguascalientes, Ags.; Sept. 1999
5. **Rosario Baltazar**, C. Solano, G. Martínez-Ponce Alma A. Camacho P., “Estudio y análisis de diferentes métodos interferométricos heterodinos con aplicación en mediciones con técnicas ópticas”, XLII Congreso Nacional de Física, Villahermosa, Tab.; Nov. 1999
 6. Alma A. Camacho P., Cristina Solano, Moises Cywiak, Geminiano Martínez, **Rosario Baltazar**, “Criterio de evaluación de la medición de la distancia focal efectiva en microlentes”, XLII Congreso Nacional de Física, Villahermosa, Tab.; Nov. 1999
 7. **Rosario Baltazar**, Cristina Solano, “Sistema de medición heterodino automatizado de irregularidades superficiales”, Simposio del XX Aniversario del Centro de Investigaciones en Óptica, León, Gto.; Junio 2000
 8. Cristina Solano, Moisés Cywiak, **Rosario Baltazar**, Alma A. Camacho P., Geminiano Martínez P., “Análisis y Medición de Objetos Especulares por Métodos Heterodinos”, Primer Congreso de Responsables de Proyectos de Investigación en Ingeniería Eléctrica, Ciencias de la Computación y Matemáticas Aplicadas a la Ingeniería, Oaxaca, Oaxaca; Junio 2000
 9. **Rosario Baltazar**, Cristina Solano, Miguel A. Casillas A., Alma A. Camacho P., “Automatización del sistema de medición de irregularidades superficiales incorporando una señal temporal”, Séptimo Simposio Estatal de Investigación y Desarrollo Tecnológico, Aguascalientes, Ags.; Sept. 2000

10. Alma A. Camacho P., C. Solano, G. Martínez-Ponce, **Rosario Baltazar**, “Criterio de Evaluación de Medición de la Distancia Focal en Microlentes”, Séptimo Simposio Estatal de Investigación y Desarrollo Tecnológico, Aguascalientes, Ags.; Sept. 2000.
11. **Rosario Baltazar**, C. Solano, Miguel A. Casillas A., A. Camacho P., “Estudio y análisis de diferentes interferómetros”, XLIII Congreso Nacional de Física, Puebla, Pue.; Oct. 2000
12. Alma A. Camacho P., C. Solano, G. Martínez-Ponce, **Rosario Baltazar**, “Análisis de la contribución de los factores de traslación y rotación en la medición de la distancia focal de microlentes”, XLIII Congreso Nacional de Física, Puebla, Pue.; Oct. 2000
13. **Rosario Baltazar**, C. Solano, G. Martínez-Ponce, Alma A. Camacho P., “Perfilómetro heterodino para superficies reflectoras”, XLIV Congreso Nacional de Física, Morelia, Mich.; Oct. 15-19, 2001
14. Alma A. Camacho P., C. Solano, G. Martínez-Ponce, **Rosario Baltazar**, “Resultados de tolerancias y sensibilidad en la medición de la distancia focal de microlentes”, XLIV Congreso Nacional de Física, Morelia, Mich.; Oct. 15-19, 2001
15. **Rosario Baltazar**, C. Solano, G. Martínez-Ponce, Alma A. Camacho P., “Sistema Óptico Heterodino para la Medición de Pequeñas Rugosidades de Objetos Reflectores y para la Medición de Objetos de Fase”, Simposio Nacional de Metrología, CENAM, Querétaro, Qro.; Mayo, 2002
16. Alma A. Camacho P., C. Solano, G. Martínez-Ponce, **Rosario Baltazar**, “Método simple para la Medición de distancias focales en microlentes”, Simposio Nacional de Metrología, CENAM, Querétaro, Qro.; Mayo, 2002

Lista de Figuras

Capítulo I

- Fig. 1.1. Medición de irradiancia vs Diferencia de camino óptico
- Fig. 1.2. Fundamentos de la interferometría como método de medición de fase
- Fig. 1.3. Modulación de fase mediante el movimiento de un espejo
- Fig. 1.4. Representación esquemática de una superficie rugosa. En este caso la rugosidad es de 4.7 \AA rms
- Fig. 1.5. Ilustración del perfil de superficie promedio. La rugosidad original es de 4.7 \AA rms y cambio a 3.2 \AA rms cuando se promedio en segmentos de 2.5 \mu m .

Capítulo II

- Fig. 2.1. Arreglo óptico de un sistema de medición de irregularidades superficiales
- Fig. 2.2. Modelo ideal para la medición de rugosidad
- Fig. 2.3. Arreglo experimental del sistema óptico heterodino para la medición de irregularidades superficiales
- Fig. 2.4. Cambio de fase introducido por las diferentes alturas en la topografía de la superficie bajo prueba
- Fig. 2.5. Efecto de la reducción del haz láser incorporando una máscara en el detector

Capítulo III

Fig. 3.1. Arreglo óptico del sistema de medición de objetos de fase

Capítulo IV

Fig. 4.1. Arreglo óptico del sistema de medición rugosidad incorporando una modulación temporal debido a la oscilación de la rejilla

Fig. 4.2. Perfil de intensidad gaussiano del láser utilizado en el experimento

Fig. 4.3. Introducción de una apertura al frente del detector para reducir el área de rastreo y de esta manera aumentar la sensibilidad del sistema

Fig. 4.4. Gráfica de la función que controla el PZT programada en Lab View

Fig. 4.5. Señal modulada en tiempo cuando el láser se encuentra fijo en un punto.

Fig. 4.6. Comparación entre distintas señales moduladas correspondientes a diferentes puntos medidos, donde x_0 , x_1 y x_2 representan las alturas de la superficie.

Fig. 4.7. Gráfica del perfil de rugosidad simulado y de la potencia.

Fig. 4.8. Medición realizada sobre una longitud de rastreo correspondiente a $17\ \mu\text{m}$ y repetida varias veces.

Fig. 4.9. Mediciones realizadas con el perfilometro Dek Tak en distintos escalones del objeto bajo prueba.

Fig. 4.10. Perfil de rugosidad medido con nuestro instrumento en una longitud de rastreo de $17\ \mu\text{m}$.

Fig. 4.10. Perfil de rugosidad medido con el instrumento comercial en una longitud de rastreo de $17\mu\text{m}$.

Capítulo V

Fig. 5.1. Sistema óptico para la medición de objetos de fase

Fig.5.2. Simulación del perfil de la rejilla sinusoidal y el cálculo de la potencia

Fig. 5.3 Medición de la rejilla de fase usando el sistema óptico heterodino para la medición de objetos de fase.

Fig. 5.4. Medición de la cuña de $30'$ en una distancia de rastreo de $17\mu\text{m}$

Fig. 5.5. Medición de la cuña de $30'$ en una distancia de rastreo de ida y vuelta de 10mm

Fig. 5.6. Medición de la cuña de $12'$ en una distancia de rastreo de ida y vuelta de 10mm

Fig. 5.7. Diagrama para calcular el incremento de fase introducido por una cuña

Fig. 5.8. Medición de la placa plano-paralela en una distancia de rastreo de 5mm .

Fig. 5.9 Simulación del perfil de la gelatina

Fig. 5.10 Medición del perfil de la gelatina obtenido con el sistema de medición de fase

CONTENIDO

Agradecimientos	iii
Resumen	iv
Producción Científica.....	vi
Lista de figuras.....	xii
Contenido	xv
Capítulo 1 : Interferometría como método de medición	
1.1 Introducción	1
1.2 Interferometría	2
1.2.1 Expresión matemática de una onda	3
1.2.2 Interferencia de dos haces.....	3
1.2.3 Modulación de fase.....	5
1.3 Interferometría heterodina	9
1.3.1 Implementación de técnicas para la medición de fase	10
1.4 Medición de rugosidad.....	14
1.5 Medición de objetos de fase	20
Capítulo 2: Métodos heterodinios para la medición de rugosidad	
2.1 Introducción	23
2.2 Sistema complejo para la medición de irregularidades en objetos reflectores.....	24
2.3 Descripción heurística del sistema óptimo para la medición de irregularidades.....	30

2.4 Modelo matemático para la medición de rugosidad en objetos reflectores.....	37
Capítulo 3: Métodos heterodinos para la medición de fase	
3.1 Introducción	44
3.2 Modelo matemático para la medición de objetos de fase.....	45
3.3 Modelo matemático para la medición de objetos de fase con incrementos mayores	49
Capítulo 4: Implementación del instrumento para la medición de rugosidad	
4.1 Introducción	51
4.2 Instrumento para la medición de rugosidad en objetos reflectores	52
4.2.1 Automatización de la medición.....	56
4.2.2 Simulación.....	58
4.3 Resultados de la medición de rugosidad	61
Capítulo 5: Implementación del instrumento para la medición de fase	
5.1 Introducción	71
5.2 Instrumento para la medición de objetos de fase	72
5.2.1 Medición de una rejilla holográfica.....	73
5.2.2 Medición de cuñas.....	77
5.3 Demostración de la dependencia del incremento de fase con la frecuencia de la señal medida	80
5.4 Medición de un objeto con fase aleatoria.....	83
Capítulo 6: Conclusiones	
Conclusiones y trabajo a futuro	88
Referencias	90

CAPÍTULO 1.

Interferometría como método de medición

1. 1 Introducción

En el presente capítulo se hace una breve recopilación de los conceptos más importantes utilizados para el desarrollo de este trabajo, comenzando con una introducción a la interferometría óptica, donde se hace énfasis en las ventajas que presenta como técnica de medición. Posteriormente se analizan las bases teóricas del fenómeno de interferencia, desde el análisis de una onda hasta el proceso de interferencia consecuencia de la superposición coherente de dos ondas. Enseguida y dado que este trabajo tiene como fundamento la interferometría heterodina presentamos sus principales características y las ventajas que se obtienen al aplicar esta técnica en la medición de rugosidad y de objetos de fase. Después se explican los principios de la medición de rugosidad y finalmente algunos métodos que han sido empleados a través de los años para medir objetos de fase.

1. 2 Interferometría

Cuando se superponen dos o más haces de luz, no siempre es posible describir de manera simple la distribución de intensidad resultante. Si un haz de luz proviene de una fuente y en el camino se divide con un elemento óptico adecuado y finalmente se superponen los dos haces, la intensidad en la región de superposición varía de un punto a otro entre máximos que exceden la suma de las intensidades de los haces y mínimos que pueden ser cero. A este fenómeno se le conoce como interferencia [Born & Wolf 1975]. Si los dos haces se generan en la misma fuente, las fluctuaciones de estos están correlacionadas, por lo tanto, los haces son coherentes parcial o totalmente dependiendo del grado de correlación que existe entre ellos. Existen dos métodos generales para obtener haces de una fuente de luz por división de frente de onda y por división de amplitud [Hecht 1996], estos métodos dan las bases para la clasificación de los arreglos usados para producir interferencia.

Para la medición de variables físicas por métodos interferométricos, el principal parámetro de medición es la diferencia de fase entre dos frentes de onda. La fase es uno de los parámetros presentes en la ecuación que define una onda armónica. La medición de fase se aplica principalmente en la medición de parámetros físicos como el desplazamiento y la forma de las superficies.

Hasta la fecha se pueden identificar cuatro etapas en la historia de la medición de fase por interferometría: origen, desarrollo, refinamiento y comercialización [Stahl 1990]. Se originó en los 60's por Carre [1966], Crane [1969] y Stevenson [1970]. El desarrollo inicial ocurrió a principios de los 70's con el trabajo de Bruning [1974], Sommargren [1975] y Wyant [1975]. El proceso de refinamiento se dio a finales de los 70's por Massie [1980] y

Koliopoulos [1981]. Los 80's se convirtieron en la era del continuo refinamiento y comercialización. Y en los 90's toma ventaja de varios avances tecnológicos para concretarse como una técnica de medición lo suficientemente robusta para usarse en líneas de manufactura. Al incrementarse la velocidad de las computadoras personales el tiempo de procesamiento se reduce considerablemente y al incrementarse la resolución de las cámaras con las que se registran los interferogramas medidos, se logró una mayor resolución en la medición.

1.2.1. Expresión matemática de una onda

Una onda electromagnética se expresa matemáticamente como:

$$\Psi(z,t) = a(z)\exp[-i(kz - \omega t + \phi)] \quad (1.1)$$

donde: $a(z)$ es la amplitud, ϕ la fase inicial, k el número de onda que se escribe como $k = 2\pi / \lambda$, λ la longitud de onda, $\omega = 2\pi\nu$ la frecuencia angular, ν la frecuencia, z la dirección de propagación y t el tiempo [Stahl 1990].

1.2.2 Interferencia de dos haces

El principio fundamental detrás de la interferometría es la superposición de los frentes de onda que provienen de la misma fuente. En general, uno de ellos es el haz de prueba y el otro es el haz de referencia. Cuando dos ondas electromagnéticas coherentes entre sí se

superponen en un mismo punto en el espacio, pueden interferir constructiva o destructivamente de acuerdo con sus relaciones de fase.

La suma de la amplitud de dos ondas puede escribirse como

$$\Psi_R = \Psi_1 + \Psi_2 \quad (1.2)$$

debido a que la frecuencia de la luz es demasiado grande para observarse en un detector ($\nu \cong 6 \times 10^{14} \text{ Hz}$ para $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$), lo que medimos generalmente es el patrón de irradiancia resultante de esta superposición, expresado por el promedio temporal de la función de amplitud

$$I(z) = |\Psi_R|^2 = (\Psi_1 + \Psi_2)(\Psi_1 + \Psi_2)^* \quad (1.3)$$

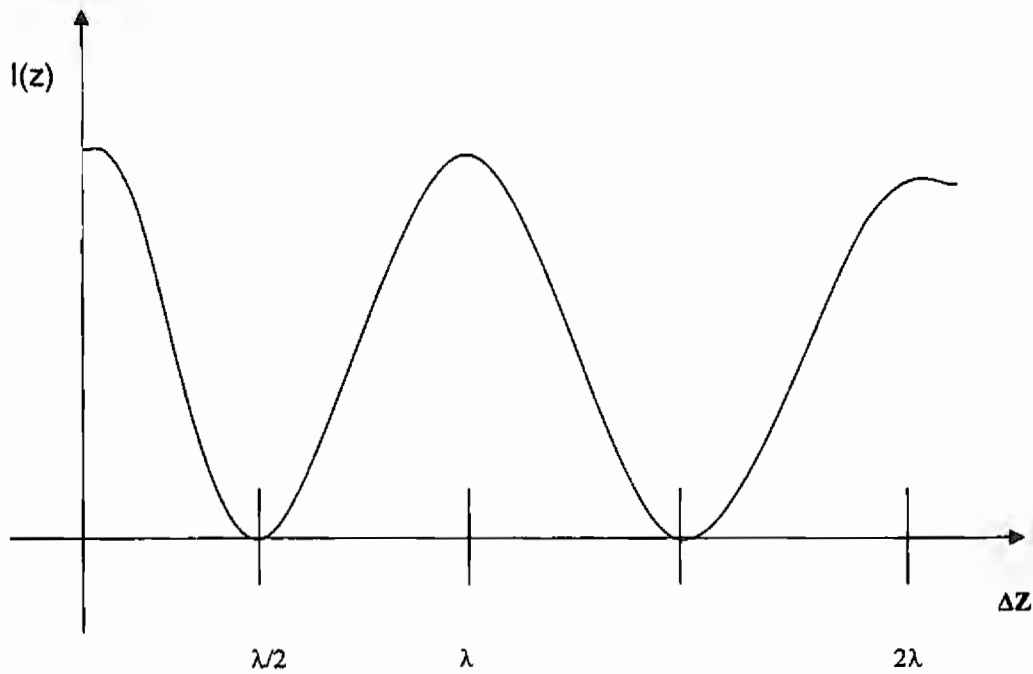
por lo tanto

$$I(z) = I_0(z) [1 + V \cos(2\pi\Delta z / \lambda + \Delta\omega t + \Delta\phi)] \quad (1.4)$$

Donde $I_0(z)$ es la amplitud de irradiancia, V la visibilidad, Δz la diferencia de camino óptico entre las dos ondas, $\Delta\omega$ la diferencia de frecuencia óptica entre las dos ondas y $\Delta\phi$ la diferencia de fase entre las dos ondas. El segundo término en la Ec. 1.4 corresponde a la interferencia entre las dos ondas.

Si se coloca un detector en el punto $z = 0$, donde $\Delta\phi = 0$, $\Delta\omega = 0$ y suponiendo $V = 1$, la irradiancia será $2I_0$. Entonces, si Δz o $\Delta\omega$ o $\Delta\phi$ varían, la medición de irradiancia oscilará sinusoidalmente (Fig.1.1), desde $2I_0$ para interferencia constructiva ($\Delta z = m\lambda, \Delta\omega = T/4, \text{ o } \Delta\phi = m2\pi$) hasta 0 para interferencia destructiva. Con esta sencilla

relación tenemos la llave para la medición de fase (Fig. 1.2). Si controlamos algunas de las variables Δz , $\Delta\omega$ o $\Delta\phi$, es posible determinar las otras por medio de cuatro mediciones de irradiancia y usando un sencillo algoritmo trigonométrico.



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

Las franjas brillantes se encuentran cuando $\Delta z = m\lambda$

y las franjas oscuras cuando $\Delta z = (m + \frac{1}{2})\lambda$

donde $m = 0, 1, 2, \dots$

Fig. 1.1 Medición de irradiancia vs. Diferencia de camino óptico.

1.2.3 Modulación de fase

Existen dos técnicas básicas para introducir una modulación de fase relativa entre el haz de prueba y el haz de referencia. Podemos variar la diferencia de camino óptico (OPD) entre ambos o bien cambiar la frecuencia óptica. Ambas técnicas tienen el mismo efecto, debido a que varían la irradiancia del frente de onda (Fig. 1.1).

Técnicas de diferencia de camino óptico

Cuando dos ondas de la misma frecuencia $\Delta\omega = 0$ interfieren, pero viajan por diferentes trayectorias, Δz , la expresión para la irradiancia en el punto de interferencia está dada por:

$$I = I_0 [1 + V \cos(k\Delta z)] \quad (1.5)$$

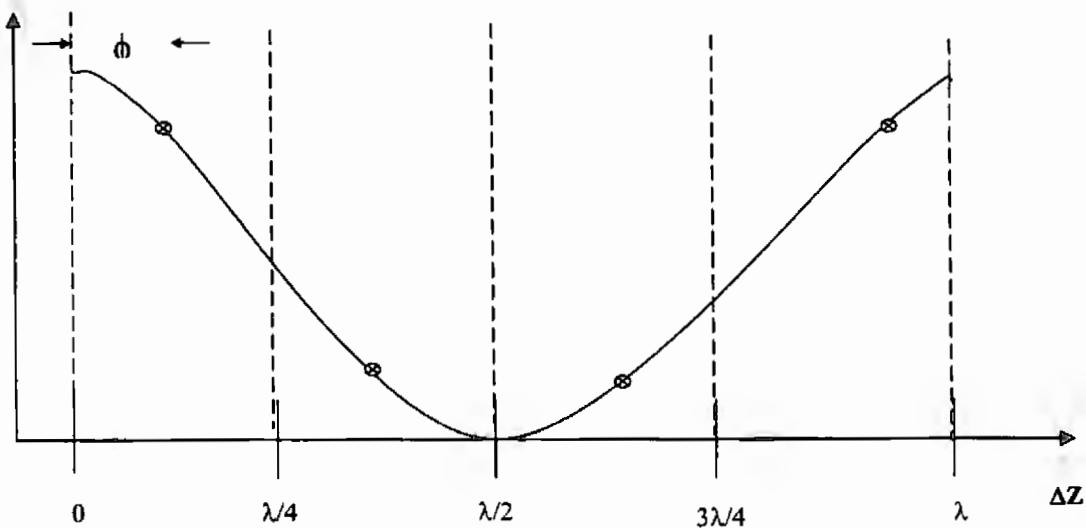
la interferencia constructiva ocurre cuando $\Delta z = m\lambda$ donde $m=1,2,\dots$

La amplitud de la irradiancia depende de la diferencia de camino óptico (OPD).

Cuando el valor de la OPD está entre $-\lambda/4$ y $\lambda/4$, se tiene interferencia constructiva y se observa una franja brillante. Pero cuando la OPD está entre $\lambda/4$ y $3\lambda/4$, tenemos interferencia destructiva y se observa una franja oscura.

El proceso para determinar la fase del frente de onda desconocido en un punto mediante la medición de los cambios de irradiancia como función de incrementos discretos de camino óptico, como se muestra en la Fig. 1.2, se conoce como Interferometría de Corrimiento de Fase (*Phase Stepping Interferometry*) *PSI*. La técnica de corrimiento de

fase se utilizó inicialmente como una técnica de modulación de fase debido a que es fácil de entender y de controlar. Actualmente se considera demasiado lenta.



$$I = I_0 [1 + \cos(\phi + k\Delta z)]$$

donde ϕ es variable desconocida y Δz es diferencia de camino óptico

$$\phi = \text{tg}^{-1} \left[\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right]$$

donde I_1, I_2, I_3, I_4 corresponden a los interferogramas tomados para calcular la fase mediante PSI.

Fig. 1.2 Fundamentos de la Interferometría como método de medición de fase

Técnicas de desplazamiento de fase

La Interferometría de Desplazamiento de Fase “*Phase Shifting Interferometry PSI*”, consiste en introducir una variación de fase al incrementar o decrecer la trayectoria recorrida por el haz de referencia [Hernández 2000]. La intensidad del patrón de interferencia se describe por la Ec.

$$I(z) = I_0(z)[1 + V \cos(2\pi ft + \phi(x, y))] \quad (1.6)$$

donde t puede representarse también por valores discretos t_k , de ahí que la técnica se conoce como interferometría de desplazamiento de fase temporal. Para determinar la fase relativa ϕ , se mide la intensidad del patrón de interferencia por medio de un arreglo de detectores ópticos. De esta manera el interferograma queda discretizado, teniendo disponible en la posición de cada pixel muestras de irradiancia.

1.3 Interferometría Heterodina

El principio de la interferometría heterodina es muy simple. Se introduce una diferencia de frecuencia entre los haces que se toman para lograr la interferencia [Hariharan 1987]. Con lo cual se obtiene, que la irradiancia en cualquier punto del patrón de franjas varía sinusoidalmente con respecto a la diferencia de frecuencia. Las franjas de interferencia se detectan mediante un fotodetector y de ahí la señal se recupera con un proceso electrónico. Cuando dos frentes de onda interfieren y tienen diferentes frecuencias, la irradiancia está dada por:

$$I = I_0 [1 + V \cos(\Delta k z + \Delta \omega t)] \quad (1.7)$$

donde $\Delta k = (k_2 - k_1)$ y $\Delta \omega = (\omega_2 - \omega_1)$

Esta irradiancia puede considerarse debida a una onda con una longitud de onda efectiva de $\lambda_m = 2\pi / \Delta k$, o como una oscilación armónica en un punto específico, $z=0$, de frecuencia $\Delta \omega$. Si un detector se coloca en ese punto, entonces la medición de irradiancia variará de manera continua con la frecuencia de modulación.

La medición de fase heterodina se logra generalmente utilizando *dos estados de polarización ortogonales* uno para el cambio de frecuencia superior y otro para el cambio de frecuencia inferior. Estos dos estados se dividen en el haz de prueba y de referencia, se propagan cierta distancia y luego se recombinan. En el proceso de recombinación los estados de polarización se modifican nuevamente de tal manera que los dos haces

interfieren. Mediante el monitoreo de la diferencia de frecuencia entre los dos haces es posible determinar cualquier cambio en la longitud del camino que recorre un haz con respecto al otro.

Una de las aplicaciones de las técnicas heterodinas consiste en interferómetros que miden distancias. La distancia se mide monitoreando la frecuencia de modulación en un detector de referencia relativo con respecto a la misma frecuencia pero medida en un detector de la señal. El movimiento lineal del espejo medido provoca un efecto doppler en el cambio de frecuencia y un cambio en la frecuencia de modulación de la señal la medición. El signo y la duración del cambio de la frecuencia de modulación indican la dirección y la distancia del movimiento. Por ejemplo si el espejo se mueve hacia atrás, entonces la frecuencia de modulación de la señal llega a ser menor que la frecuencia de la referencia.

En este trabajo de tesis la heterodinización de la señal se obtuvo mediante la oscilación de una rejilla senoidal, así las irregularidades contenidas en el haz láser que son moduladas por el factor de la velocidad de desplazamiento de la rejilla.

1.3.1 Implementación de técnicas para la medición de fase

Las técnicas de medición de fase pueden implementarse en cualquier tipo de interferómetro acoplado con un detector de intensidad, una cámara de video o CCD. La única modificación que se requiere es la de agregar un mecanismo para introducir la modulación de fase entre el frente de onda de prueba y el de referencia. Esto se obtiene típicamente modulando el haz de referencia; sin embargo, en este trabajo se modulo el haz objeto.

Modulación de fase

Existen muchos métodos para introducir la modulación de fase por ejemplo: Movimiento de un espejo, Traslación o rotación de rejillas [Susuky et al 1967] y [Stevenson 1970], con una Placa de vidrio rotatoria [Crane 1969] y [Sommargreen 1975], con varias placas rotatorias [Shagam y Wyant 1978], con Moduladores acusto-ópticos [Massie 1979], mediante la modulación de la frecuencia del láser, efecto Zeeman [Sommargren 1981], con rejillas múltiples. A continuación se analizarán algunos de los métodos mencionados.

Movimiento de un espejo. La idea básica consiste en colocar el espejo en un piezo-eléctrico (piezoelectric trasducer) PZT, de tal manera que se pueda desplazar a lo largo del eje óptico, durante el proceso se introduce un cambio de fase uniforme debido al haz de referencia. La ventaja de este método es que se puede utilizar para las técnicas de corrimiento de fase (*phase-shifting* y *phase-stepping*) Fig. 1.4. Para *phase-stepping*, el movimiento del espejo cambia la longitud de camino óptico entre los haces de prueba y de referencia:

$$\text{phase-stepping:} \quad \text{OPD} = 2d$$

donde d = desplazamiento del espejo

$$\text{o para phase-shifting} \quad \Delta \nu = 2V / \lambda = 2d / \lambda t$$

donde t = periodo de medición

En ambos casos el factor de 2 se debe a que el haz de referencia se desplaza dos veces.

El método del movimiento de un espejo se puede aplicar en cualquier configuración de interferómetro de dos haces.

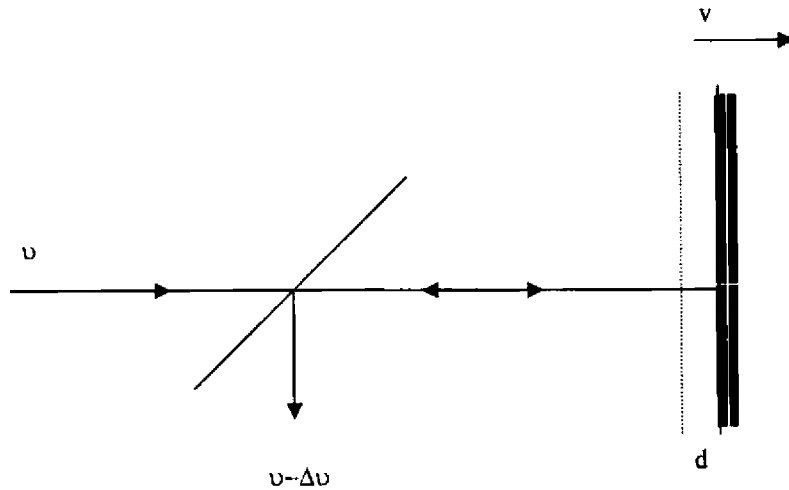


Fig. 1.4. Modulación de fase mediante el movimiento de un espejo

Rotación de placas de onda rotatorias. En 1969 Crane usó una placa $\lambda/2$ rotatoria para usarse en técnicas de medición heterodinas para interferometría de medición de fase. Si pasa un haz con polarización circular se propaga a través de una placa $\lambda/2$ que gira a una frecuencia f , este adquiere un cambio de frecuencia $\Delta\nu = 2f$. En una configuración Twyman-Green esto se implementa colocando en el haz de referencia una placa $\lambda/4$ fija en serie con una placa $\lambda/4$ rotando. En una configuración Mach-Zehnder el cambio se introduce colocando una placa $\lambda/2$ en el haz de referencia. Aunque resulta difícil es posible colocar una placa $\lambda/4$ en serie entre las dos superficies de un interferómetro tipo Fizeau.

Rejillas en movimiento. Otras formas de introducir el cambio de frecuencia incluyen las rejillas lineales en movimiento, rejillas radiales rotatorias, los moduladores electro-ópticos y los acusto-ópticos. En cada caso el haz se difracta por una rejilla en movimiento. El orden

cero se transmite sin cambio, mientras que los ordenes +1 y -1 tendrán un cambio de frecuencia positivo y negativo igual pero en sentido opuesto.

$$\Delta\nu = V / d \quad (1.8)$$

donde V = velocidad de la rejilla y d = espaciamento de la rejilla

Los moduladores electro-ópticos y acusto-ópticos tienen desventajas con respecto a las rejillas. Tienen un rango de frecuencia limitado, la alineación es muy sensible y los elementos son caros. La rejilla radial rotatoria tiene mayor ventaja debido a que no requiere una longitud infinita y debido a que la velocidad y el espaciamento radial dependen de las posiciones radiales, entonces el cambio de frecuencia es independiente de la posición radial:

$$\Delta\nu = V / d = r\omega / rk = \omega / k = \nu / \lambda . \quad (1.9)$$

1.4 Medición de Rugosidad

Aunque durante mucho tiempo la medición de la rugosidad no fue considerada como una rama de la metrología, en la actualidad es un requisito primordial debido al incremento creciente de la importancia y de la necesidad de este tipo de mediciones.

La calidad de los componentes ópticos y microelectrónicas se está incrementando continuamente. Por ejemplo, la rugosidad de un plato de silicio es del orden de 1 nm y la rugosidad de sustratos de espejos es menor a 0.1 nm. Otros campos interesantes donde la rugosidad es esencial es el mejoramiento en el ensamblaje de superficies con nanogeometrías [Artigas, et al 1999], el análisis de la rugosidad de la superficie de la cornea después de ser corregida mediante ablación láser [Hopp, et al 1998], entre otros.

Entre los métodos actuales usados para determinar la rugosidad de una superficie, los métodos ópticos son los más utilizados. Los más comunes son los métodos de scattering [Elson, et al 1979], reconocimiento de patrones [Wei, et al 1995], técnicas de moteado [Persson 1993] y [Stansberg 1979], perfilómetros interferométricos [Caber 1993] y finalmente los métodos heterodinos. Actualmente existen diferentes instrumentos para medir la rugosidad, el microscopio de contraste de interferencia diferencial (DIC) o Nomarski [Nomarski 1955], es quizá el instrumento más útil para observar la rugosidad superficial y otros defectos de las superficies. Aunque los microscopios Nomarski de Zeiss [Zeiss], Olympus [Olimpus] y Nikon [Nikon] están equipados para determinar la rugosidad de superficies por debajo de los ángstrom, existe otra alternativa para la medición de rugosidad y esta la constituyen los microscopios electrónicos. Existen varios tipos de microscopios que utilizan electrones en lugar de ondas de luz para la formación de

imágenes. Por ejemplo, el microscopio de transmisión electrónica TEM [Reimer 1988] y [Bussek, et al 1988], el microscopio de rastreo electrónico SEM [Reimer 1985] y [Goldstein 1981], el microscopio electrónico de rastreo por transmisión STEM, están disponibles en el mercado. Finalmente el microscopio de rastreo por tonelaje STM [Binning y Rohrer 1982] y [Binning, et al 1982] y el microscopio de fuerza atómica AFM [Binning et al 1986] y [Rugar y Hansma 1990] representan una buena alternativa para determinar las propiedades de una superficie.

Una superficie perfectamente plana es una abstracción matemática ya que cualquier superficie real por perfecta que parezca presentará irregularidades que se originan durante el proceso de fabricación.

Las irregularidades mayores (macrogeométricas) son errores de forma asociados con la variación en tamaño de una pieza, paralelismo entre las superficies y planicidad de una superficie o conicidad, de su forma redonda o cilíndrica, y que pueden medirse con instrumentos convencionales.

Las irregularidades menores (microgeométricas) son la ondulación y rugosidad. La primera se puede generar de la flexión de la pieza durante el maquinado, falta de homogeneidad del material, liberación de esfuerzos residuales, deformaciones por tratamiento térmico, vibraciones, etcétera; la rugosidad la provoca el elemento utilizado para hacer el maquinado.

La rugosidad es una medida del relieve topográfico de una superficie [Bennet 1999]. Por ejemplo marcas de pulido en superficies ópticas, marcas de maquinado en superficies, granos de material magnético en memorias o discos duros, ondulaciones en los platos de silicio dan como resultado variaciones en el relieve. La figura 1.5 muestra una

representación esquemática de una superficie rugosa y algunos de los parámetros utilizados para describirla.

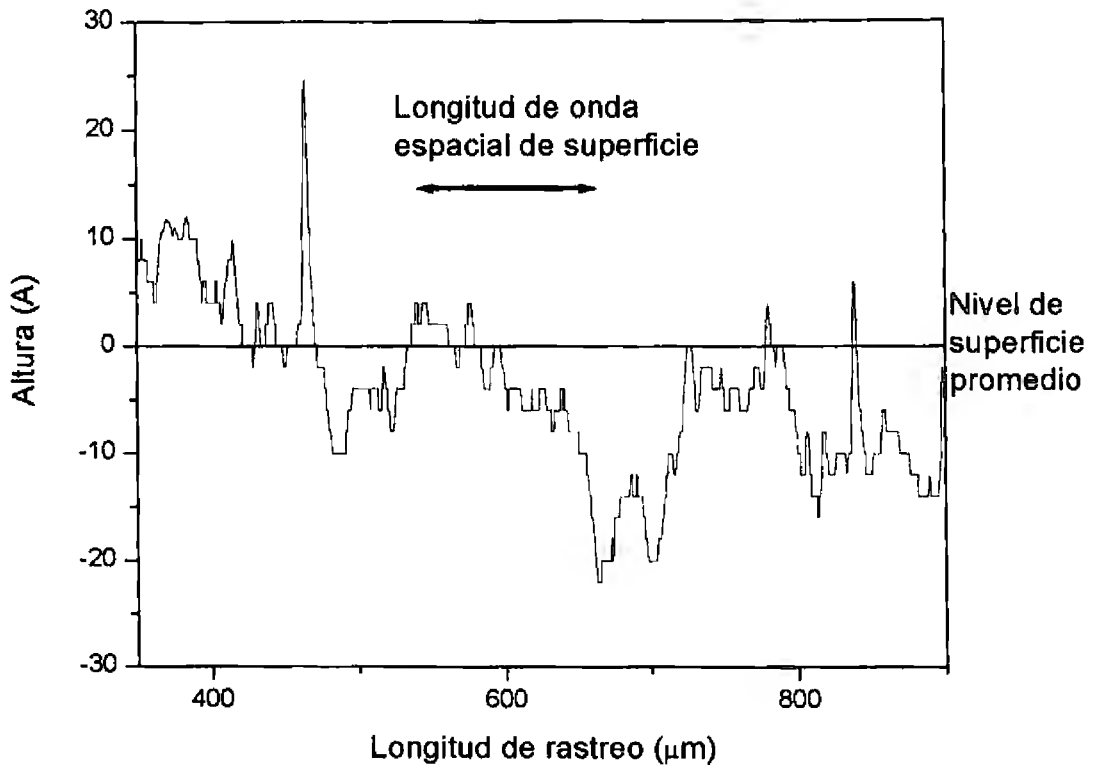


Fig. 1.5. Representación esquemática de una superficie rugosa. La rugosidad es de 4.7 Å rms.

Se puede observar que las variaciones de altura en la superficie se miden desde un nivel conocido como nivel de superficie y se expresan como la rugosidad promedio (rms). Este parámetro es uno de los más comunes y se determina de la forma siguiente:

$$Ra = \frac{1}{lm} \int_0^{lm} f(x) dx \approx \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f(x_i) \tag{1.10}$$

donde lm es la longitud de evaluación.

La definición de Ra equivale en términos prácticos, a la altura de un rectángulo de longitud l_m cuya área es igual dentro de la longitud de evaluación a la suma de las áreas delimitadas por el perfil de rugosidad y la línea central.

Las separaciones entre características de la superficie similares a lo largo de la superficie (lateralmente) se conocen generalmente como longitudes de onda espaciales de la superficie; la longitud de correlación es el promedio estadístico de la longitud de onda espacial de la superficie y se definirá más adelante. Generalmente, un perfil de una superficie se representa gráficamente con cierta exageración vertical, debido a que si ambas escalas, la horizontal y la vertical fueran iguales, entonces el perfil de rugosidad aparecería como una línea recta y no se apreciaría en detalle la altura. La rugosidad típica de superficies que regularmente se estudian está en el orden de $\approx 1\mu m = 1000 \overset{\circ}{A} \approx 4\mu in$, esto para superficies maquinadas y medios de almacenamiento magnéticos y es aún más pequeña si consideramos superficies ópticas.

La medición de la rugosidad tiene una fuerte dependencia de las longitudes de onda espaciales de la superficie, que dependen a su vez de la sensibilidad del instrumento de medición. Por ejemplo, si un instrumento se usa para medir una superficie que localmente es suave, pero que gradualmente presenta mayores irregularidades, entonces los valores de rugosidad serán mayores si se usa el mismo instrumento en todo el intervalo. Sin embargo, si la superficie se subdivide en intervalos con amplitudes de rugosidad similares la medición del valor de rugosidad rms será menor por intervalo. Por lo tanto, el instrumento dará una medición más acorde a las características de la superficie si se establece de antemano las condiciones de la medición tales como el tamaño del tip de prueba, la resolución, y la longitud de la medición aunados a los parámetros de altura, Fig. 1.6.

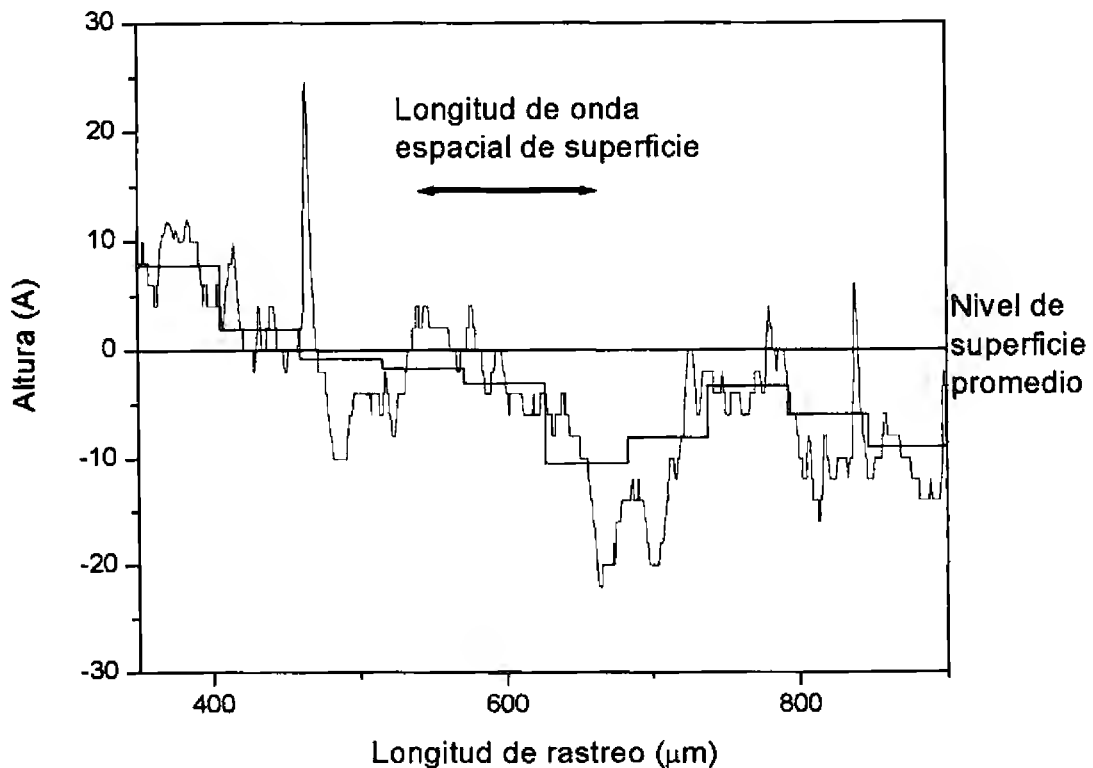


Fig. 1.6. Ilustración del perfil de superficie promedio. La rugosidad original es de 4.7 \AA rms y cambió a 3.2 \AA cuando se promedió en segmentos de $2.5 \text{ }\mu\text{m}$

Para rugosidades que están por encima de los 1000 \AA , se pueden utilizar instrumentos como perfilómetros ópticos de luz blanca, microscopios ópticos confocales, microscopios de fuerza atómica, entre otros. En cambio para rugosidades de superficies de calidad óptica con rugosidades inferiores a 1 \AA se miden con métodos interferométricos.

La rugosidad se puede determinar directamente de la medición del perfil de la superficie, o bien se puede calcular a partir de la medición del esparcimiento. Cada uno de estos métodos tiene sus ventajas y limitaciones. Las variaciones de altura de una superficie

se pueden obtener directamente de la medición de su perfil, pero se debe considerar que el instrumento esta promediando sobre pequeñas áreas de la superficie. Las mediciones basadas en esparcimiento sólo permiten obtener un promedio estadístico de la rugosidad de la superficie. Sin embargo, el número de localidades medidas en una superficie puede ser mayor usando esparcimiento y el proceso de medición se puede automatizar fácilmente. Hace algunos años la mayoría de los perfilómetros producían solo el perfil de una línea, actualmente estos instrumentos generan mapas de áreas de superficie cuadradas o rectangulares. Los perfilómetros mecánicos de contacto se usan para medir las dimensiones en los circuitos electrónicos y en las obleas de silicio pero dan una medición sólo en una línea. Los perfilómetros ópticos son instrumentos que no tienen contacto con la superficie por lo tanto, no la dañan, no requieren artefactos para calibrar la altura debido a que se obtiene en términos de la longitud de onda de la luz y si se usan objetivos con suficiente amplificación, se obtiene excelente resolución lateral. Para obtener alta resolución lateral en un área grande, se rastrean áreas pequeñas y luego se correlacionan los resultados. Alternativamente, si no se requiere gran resolución lateral se usa un objetivo de menor amplificación. La desventaja que se tiene con estos métodos es que si la diferencia de alturas entre pixeles adyacente es mayor que la longitud de onda entre dos, existe ambigüedad en la medición, además, si en la superficie existen dos materiales diferentes de tal manera que por reflexión tengan diferentes cambios de fase se obtendrá información incorrecta.

Los perfilómetros que usan puntas de prueba mecánicas de contacto con la superficie dan el resultado como la convolución del perfil verdadero de la superficie y el

radio del tip de prueba. Por esta razón, el microscopio de fuerza atómica AFM tiene un tip muy fino y estrecho del orden de 10nm.

En los sistemas de medición propuestos en este trabajo se tienen tips de prueba ópticos, los cuáles se enfocan sobre la superficie y en el plano del detector se tiene el patrón de rugosidad medido.

Otra alternativa para la medición de rugosidad la constituyen los métodos de esparcimiento como Esparcimiento Total Integrado (Total Integrated Scattering TIS) y Esparcimiento Resuelto Angularmente (Angle-Resolved Scattering ARS), dichos sistemas han sido estudiado ampliamente por Jean M. Bennet y M. Larson en su libro Surface Roughness and Scattering (1999), por lo tanto no ahondaremos más en estos métodos.

1.5 Medición de Objetos de Fase

Muchos objetos de interés en microscopía son muy transparentes, de tal manera que absorben muy poca o nada de luz (por ejemplo las bacterias). Cuando la luz pasa a través de un objeto el efecto predominante es la generación de un cambio de fase; este efecto no se puede observar directamente con un microscopio óptico y un sensor que responda a la intensidad de la luz. Por muchos años se han desarrollado un buen número de técnicas para la medición de estos objetos que incluyen a las técnicas interferométricas. Una técnica importante es el método del punto central en el cual se coloca un pequeño obstáculo en el eje óptico en el punto focal para bloquear únicamente la componente espectral de orden cero, otro es el método de Shlieren en el cual se eliminarían todas las componentes espectrales desde el orden cero hacia un lado. Todas estas técnicas tienen un defecto similar –las variaciones de intensidad observadas no están linealmente relacionadas con el cambio de fase y por lo tanto no pueden tomarse como un indicativo directo de las variaciones de grosor del objeto.

Frits Zernike desarrolló el microscopio de contraste de fase a partir del trabajo que se encontraba realizando con rejillas de difracción. Debido a que las herramientas con las que se elaboraban las rejillas eran mecánicas, las rejillas terminadas tenían inevitablemente algunas imperfecciones, estas irregularidades se manifiestan como líneas fantasmas de las líneas principales. La interferencia entre ambas producen franjas que desaparecen conforme se interceptan las líneas fantasmas. Este descubrimiento llevó a Zernike a desarrollar el microscopio de contraste de fase y de cierta manera marco el inicio de la holografía. En el

caso de las líneas fantasmas se observó que estas son diferentes a la línea principal por una variación en la fase de 90° .

Zernike reconoció la importancia de este hecho, ya que se creía que la fase no podía observarse visualmente, debido a que los detectores trabajan basados en la Ley de detección cuadrática. Zernike demostró que la fase podía hacerse visible introduciendo un fondo coherente.

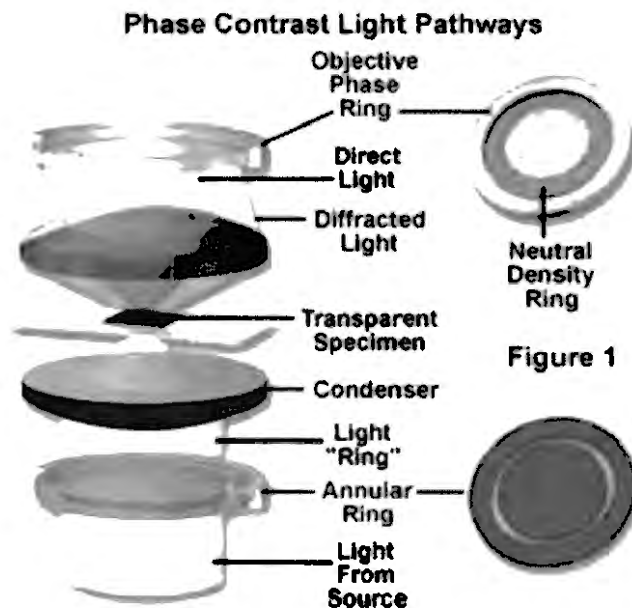


Fig. 1.7 Diagrama del microscopio de contraste de fase.

El funcionamiento del microscopio de contraste de fase es el siguiente: La luz pasa a través de la apertura del anillo (annular ring) que se encuentra colocado en el plano focal anterior del condensador, de esta manera se ilumina el espécimen; conforme el cono de luz que emana del anillo de fase atraviesa el espécimen transparente se difracta debido a las componentes subcelulares y a la membrana, o bien pasa sin desviarse. La luz que pasa a través del espécimen sin desviarse, llega al plano focal posterior del objetivo en forma de

anillo, donde la luz difractada por el espécimen se expande sobre toda la superficie en el plano focal. La luz difractada por el espécimen induce un pequeño cambio de fase que mide aproximadamente un cuarto de longitud de onda.

Las diferencias de fase de la luz directa que proviene del fondo y luz difractada por el espécimen, constituyen los dos haces que interfieren entre si en el plano imagen intermedio. Esto se logra sumando o restando un cambio con respecto a la luz directa de un cuarto de onda, por medio de una placa de fase semi-transparente estratégicamente colocada en el plano conjugado del anillo del condensador (plano focal posterior del objetivo). La luz del fondo que pasa directa se atenúa por medio de una película delgada que actúa como un filtro neutro, depositada en el anillo de fase del objetivo. En el plano imagen intermedio se produce un patrón de interferencia, donde la intensidad es proporcional a los cambios de fase introducidos por el espécimen.

Conclusiones

En el presente capítulo se hace una breve recopilación de los fundamentos de la interferometría, interferometría heterodina, medición de rugosidad y medición de objetos de fase con el fin de dar un marco teórico general al trabajo presentado en esta tesis.

CAPÍTULO 2

Métodos Heterodinos para la Medición de Rugosidad

2.1 Introducción

Presentamos dos métodos propuestos para medir la rugosidad en objetos reflectores. Los instrumentos diseñados se analizaron matemáticamente y se implementaron en el laboratorio donde se obtuvieron resultados experimentales.

El primer método surgió a partir del sistema propuesto por Cywiak y Solano [1999] para la medición de rugosidad, en este sistema se introduce la generación del cambio de frecuencia (heterodinización) mediante la vibración del objeto bajo prueba, lo cual es inconveniente debido a que para objetos grandes resulta inadecuado el hecho de moverlos.

El sistema propuesto en este trabajo fue analizado matemáticamente y se obtuvo su modelo matemático. Este sistema tiene un gran número de componentes ópticas por lo que presenta varias desventajas. Los resultados experimentales obtenidos no fueron satisfactorios por lo que se optó por perfeccionar el sistema. De esta forma se obtiene otro sistema (descrito en la sección 2.3) para la medición de rugosidad mucho más compacto y eficiente. Presentamos la descripción heurística del sistema modificado así como su análisis matemático.

2.2 Sistema complejo para la medición de irregularidades en objetos reflectores

En esta sección se analiza el primer sistema propuesto para la medición de irregularidades en objetos reflectores [Baltazar, et al. 1998]. Se presenta el desarrollo del sistema desde el punto de vista matemático y su funcionamiento en general para realizar posteriormente un análisis comparativo de los dos sistemas utilizados para obtener resultados experimentales. El arreglo óptico de este sistema se muestra en la Fig. 2.1

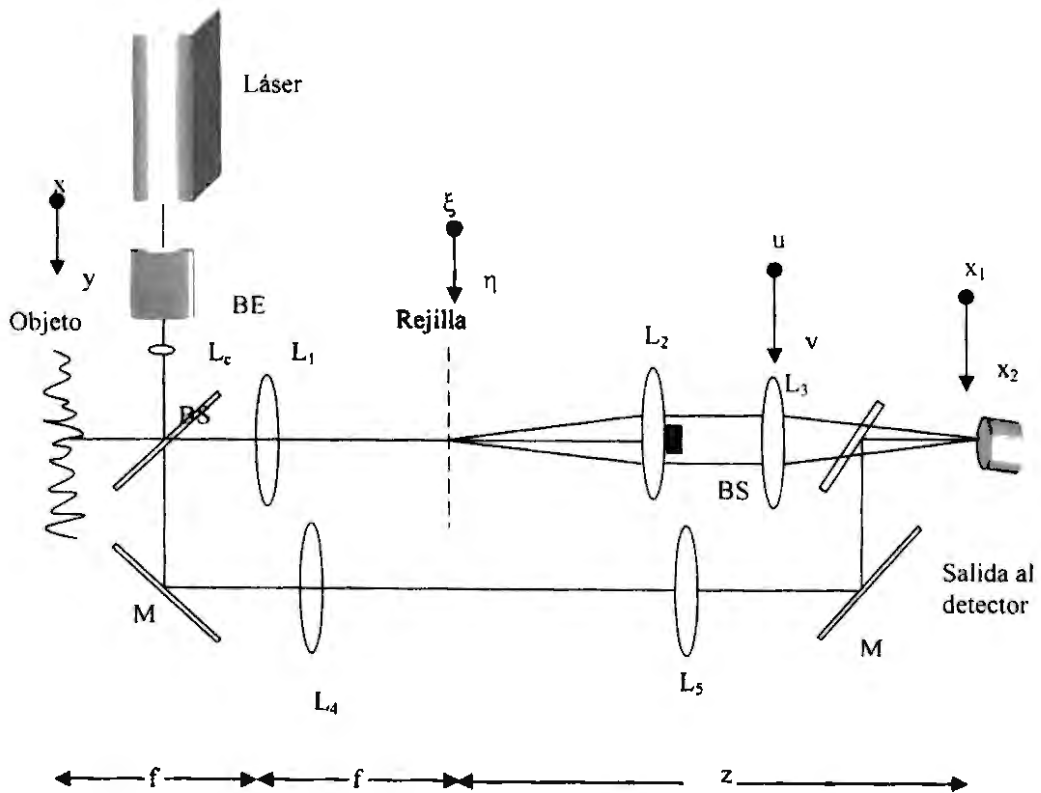


Fig. 2.1 Arreglo óptico de un sistema de medición de irregularidades superficiales

En los sistemas propuestos en este trabajo se reduce la cintura del haz láser para incrementar la resolución lateral. Esto se logra utilizando un expansor de haz y una lente concentradora. Se considera que el haz tiene una distribución gaussiana y su cintura se localiza sobre la superficie del objeto bajo prueba, al incidir sobre el objeto se modula por la diferencia de fase debido a las diferentes alturas entre los puntos muestreados sobre la superficie. La transformada de Fourier de las irregularidades del objeto se obtiene en el plano (ξ, η) utilizando una lente de distancia focal f [Goodman 1996]. En este mismo plano se coloca una rejilla senoidal a la que se le aplica un movimiento oscilatorio con el objeto de modular el haz láser a la frecuencia de oscilación [Susuki & Hioki 1967]. La lente L_2 realiza la transformada inversa de Fourier y finalmente se coloca una lente más L_3 para concentrar los haces difractados por la rejilla en el detector. Se supone por simplicidad que todas las lentes tienen la misma distancia focal.

En este sistema es necesario utilizar un haz de referencia, que se obtuvo al dividir el haz láser, este es esencial para realizar la interferencia con el haz objeto y detectar así las diferencias de fase entre el frente de onda del haz objeto que contiene las irregularidades y el haz de referencia para determinar la magnitud de las irregularidades del objeto.

Debido a que el haz láser reflejado por el objeto está modulado en tiempo por la oscilación de la rejilla, se requiere un proceso de demodulación de la señal. Este se logra al introducir la señal mediante un detector de intensidad a un amplificador lock-in sintonizado a la frecuencia de modulación. De esta forma es posible detectar solo la envolvente de la señal, debido a que el lock-in se centra y se sintoniza en la frecuencia de modulación, dejando pasar solo la señal que contiene las irregularidades y filtrando todas las señales de

ruido presentes, recuperando así las irregularidades en función del voltaje medido en el detector.

A continuación se describirá el análisis matemático realizado para el sistema de la Fig. 2.1.

El perfil de amplitud del láser es gaussiano y está dado por

$$\Psi_0(x, y; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right], \quad (2.1)$$

después de incidir sobre el objeto adquiere una modulación en fase dada por

$$\Psi_0(x, y; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right] [1 + i2kh(x, y)] \quad (2.2)$$

El término en función de $h(x, y)$ representa las irregularidades de la superficie bajo prueba, dichas irregularidades deben ser muy pequeñas, para cumplir con la aproximación del exponencial $\exp(i2kh(x, y))$. Con la lente L_1 se obtiene la transformada de Fourier de la (Ec.2.2) en el plano de la rejilla donde se multiplica por su función de transmitancia,

$$t_R(\xi; \nu) = 1 + \cos\left[\frac{2\pi}{L}(\xi - \nu)\right] = 1 + \frac{1}{2} \exp\left[i\frac{2\pi}{L}(\xi - \nu)\right] + \frac{1}{2} \exp\left[-i\frac{2\pi}{L}(\xi - \nu)\right], \quad (2.3)$$

el término ν representa la oscilación de la rejilla senoidal.

La lente L_2 realiza la transformada de Fourier de la multiplicación del haz objeto con la transmitancia de la rejilla. Por lo que en el plano (u, v) obtenemos:

$$\Psi(u, v; x_0, y_0) = \mathfrak{F}\{\mathfrak{F}\{\Psi(x, y)\}\} \otimes \mathfrak{F}\{t_R(\xi)\} = \Psi(-u, -v) \otimes \mathfrak{F}\{t_R(\xi)\} \quad (2.4)$$

por lo tanto

$$\Psi(u, v; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \left\{ \begin{aligned} & \exp \left[-\frac{(u+x_0)^2 + (v+y_0)^2}{r_0^2} \right] [1 + i2kh(x, y)] \otimes \\ & \delta(u) + \frac{1}{2} \delta \left(u - \frac{\lambda f}{L} \right) \exp \left(-i \frac{2\pi}{L} \nu t \right) + \frac{1}{2} \delta \left(u + \frac{\lambda f}{L} \right) \exp \left(i \frac{2\pi}{L} \nu t \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

donde \otimes representa la operación de convolución.

Realizando la operación de convolución tenemos el siguiente resultado

$$\Psi(u, v) = \frac{1}{i2} \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \left\{ \begin{aligned} & \exp \left(-\frac{(-u-x_0)^2 + (-v-y_0)^2}{r_0^2} \right) \left[1 + i2kh \left(-u - \frac{\lambda f}{L}, -v \right) \right] \\ & \exp \left(-\frac{\left(-u - x_0 - \frac{\lambda f}{L} \right)^2 + (-v-y_0)^2}{r_0^2} \right) \left[1 + i2kh \left(-u - \frac{\lambda f}{L}, -v \right) \right] \exp \left(-i \frac{2\pi}{L} \nu t \right) \\ & + \exp \left(-\frac{\left(-u - x_0 + \frac{\lambda f}{L} \right)^2 + (-v-y_0)^2}{r_0^2} \right) \left[1 + i2kh \left(-u + \frac{\lambda f}{L}, -v \right) \right] \exp \left(i \frac{2\pi}{L} \nu t \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

Con este resultado podríamos calcular la intensidad en el detector. Sin embargo, de acuerdo con la Fig. 2.1, podemos observar en el arreglo que los haces salen paralelos y no pueden interferir. Para soslayar este obstáculo se coloca la lente L_3 para concentrar los haces en un punto, con esta lente se realiza la transformada de Fourier de la función $\Psi(u, v)$ en el punto (x_1, x_2) . Por lo tanto, en el plano del detector se tiene la superposición coherente de los tres haces con el haz de referencia con amplitud $\Psi_R(x_2, y_2)$.

De esta forma obtenemos:

$$I = [\Psi(x_2, y_2) + \Psi_R(x_2, y_2)] \cdot [\Psi(x_2, y_2) + \Psi_R(x_2, y_2)]^* \quad (2.7)$$

Utilizando un detector que responde a la ley cuadrática, la potencia detectada estará dada por la integral de la intensidad

$$P = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} I dx_2 dy_2 \quad (2.8)$$

Realizando la operación correspondiente la ecuación de la potencia estará dada por:

$$P = cte + 4k \cos\left(\frac{2\pi}{L} vt\right) \delta(u, v) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-2 \frac{(u+x_0)^2 + (v+y_0)^2}{r_0^2}\right] h(-u, -v) dudv \quad (2.9)$$

donde

$$cte = 2\pi r_0^2 \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left(-\frac{x_2^2 + y_2^2}{R_0^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi}{L}(x_2 \lambda f - vt)\right) \\ \times \left[\pi r_0^2 \exp\left(-\frac{x_2^2 + y_2^2}{R_0^2}\right) - \text{sen}(x_2 x_0 + y_2 y_0) \exp\left(-\frac{(u+x_0)^2 + (v+y_0)^2}{r_0^2}\right) \right]$$

Esta ecuación resultante es complicada y su desventaja principal es que la modulación temporal aparece en los términos de interés y en el constante por lo que no es posible aislar la señal.

Experimentalmente se observó que este sistema presenta muchos inconvenientes y sus principales desventajas son: se tienen demasiados elementos ópticos, lo cual trae como consecuencia mayor grado de dificultad en la alineación ya que la tolerancia en la posición de cada elemento es muy pequeña. La consecuencia implícita en el mayor número de componentes es el costo. Otra desventaja de este sistema es la dificultad en la obtención y el análisis del resultado, desde el punto de vista matemático y, como se verá más adelante, el número de ecuaciones que se derivan y su manipulación hacen que el sistema no pueda llegar a ser competitivo.

2.3 Descripción Heurística del sistema óptico para medición de irregularidades

El principio básico en el cual está basado el método óptico para medir relieve propuesto en este trabajo es la heterodinización óptica. Para medir el perfil de una superficie reflectora el haz de luz láser se modula en frecuencia con la información de las irregularidades de la superficie y se suma coherentemente con un haz de referencia en un detector colocado en el plano de observación del interferómetro propuesto. La Fig. 2.2 muestra el diagrama del sistema óptico

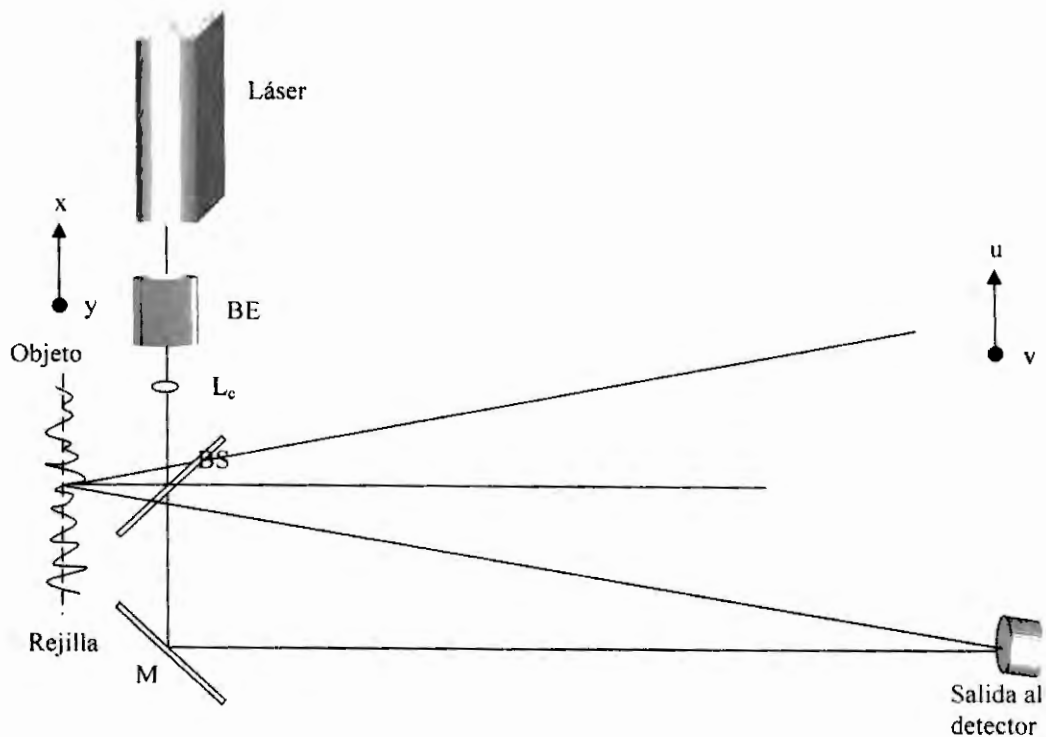


Fig. 2.2 Modelo ideal para la medición de rugosidad.

En este diagrama se puede observar que el objeto está en contacto directo con una rejilla oscilatoria, con lo cual se simula el movimiento del objeto. Esta rejilla se hace oscilar en dirección transversal al eje óptico. En la práctica es imposible montar este arreglo en el laboratorio, por lo tanto se introduce una lente para formar la imagen del objeto en el plano de la rejilla como se muestra en la Fig. 2.3.

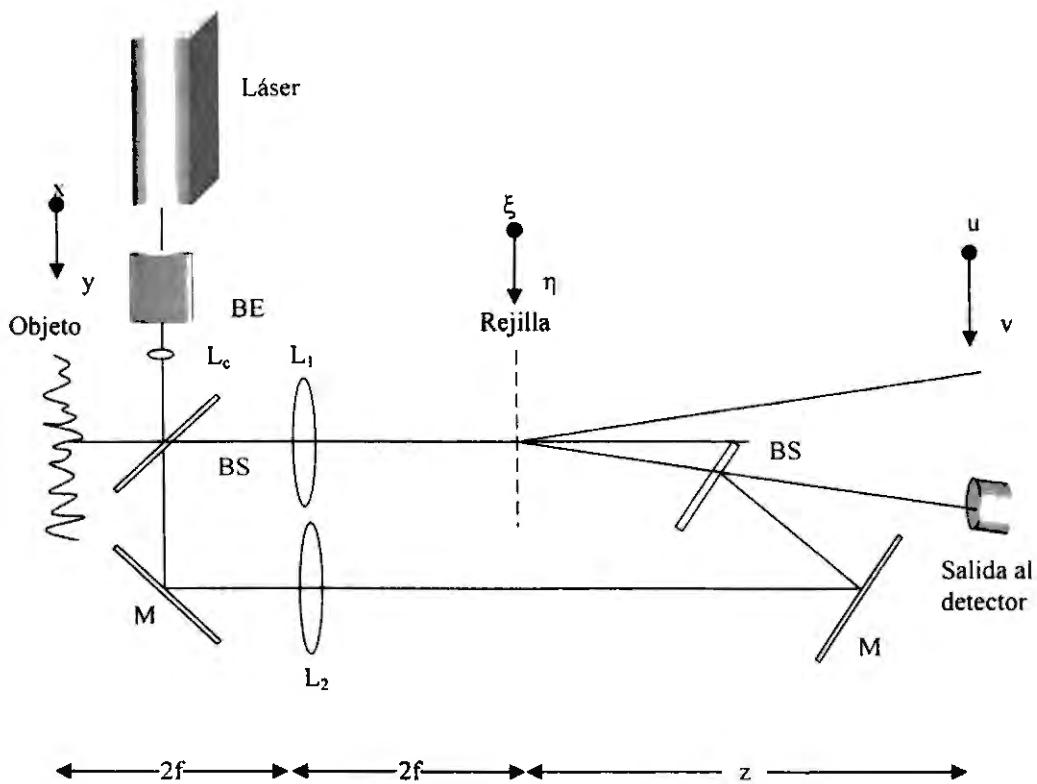


Fig. 2.3 Arreglo experimental del sistema óptico heterodino para la medición de irregularidades superficiales.

Suponiendo que el láser utilizado tiene un perfil de amplitud dado por $\Psi(x, y, x_0, y_0)$ donde (x_0, y_0) son las coordenadas del punto de rastreo sobre la superficie bajo prueba, esta superficie se encuentra en el plano $(x, y, z = 0)$. El haz láser actúa como un tipo de prueba. Para separar el haz de prueba del haz de referencia usamos un divisor de haz, del cual uno de los haces se divide y se refleja por el objeto y el otro se divide y se refleja en un espejo hacia el detector. Cuando el haz de prueba se refleja en el objeto, adquiere una modulación en fase que está dada por $\exp(i2kh(x, y))$, donde $h(x, y)$ representa las irregularidades de la superficie, k es el número de onda y el factor 2 nos indica que el láser fue reflejado haciendo un viaje de ida y vuelta en la superficie del objeto.

Fig. 2.4. La lente L_1 se usa para hacer la imagen del objeto en el plano de la rejilla senoidal, este plano se encuentra en el plano $(\xi, \eta, z = 4f)$. Cabe mencionar que es necesario que la lente L_1 sea de buena calidad y esté libre de aberraciones y que su diámetro sea suficientemente grande, de tal manera que sea capaz de tomar todas las frecuencias necesarias para formar una imagen adecuada del punto que se está analizando en el objeto.

La rejilla oscila de tal manera que el cambio de frecuencia doppler que se presenta en los órdenes de difracción debido a este movimiento, modula ópticamente el haz objeto.

El haz objeto se transforma y convolucionan con la rejilla por el efecto de propagación del haz luminoso.

La lente L_2 forma la imagen del punto en el espejo sobre el cual incide el haz de referencia, luego se propaga hasta alcanzar el detector. Se usa un filtro neutro para atenuar el haz obteniendo de esta manera un mayor contraste en el patrón de interferencia.

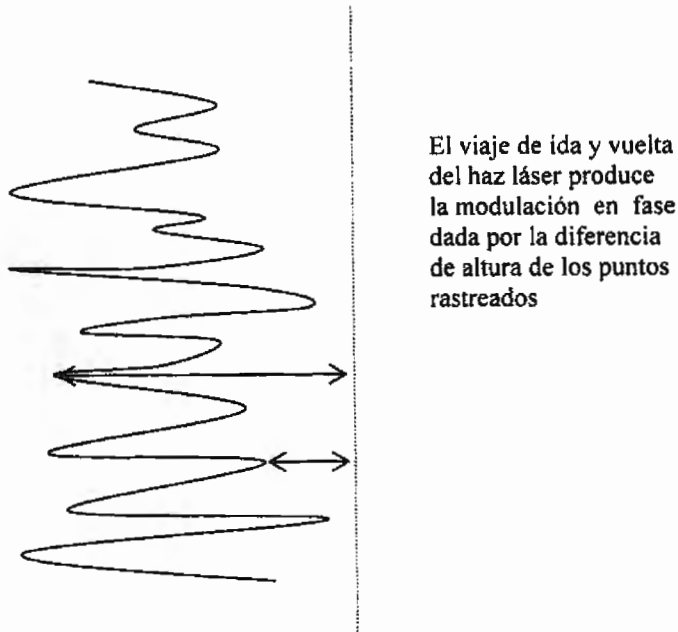


Fig. 2.4 Cambio de fase introducido por las diferentes alturas en la topografía de la superficie bajo prueba.

El patrón de interferencia resulta de la superposición de los dos frentes de onda esféricos, el frente de onda objeto que contiene las irregularidades del punto rastreado en el plano objeto con el frente de onda de referencia. Para asegurarnos que los dos frentes de onda se propagan en una dirección paralela y que ambos tienen la misma amplitud, el patrón de franjas resultante deberá ser circular y bien contrastado. Esto es importante, debido a que la magnitud de las irregularidades del objeto está directamente relacionada con la diferencia de fase entre el haz objeto y el haz de referencia como se muestra en la Fig. 2.5. El perfil de la superficie del objeto se obtiene graficando la diferencia de fase de cada punto medido que está dado como una diferencia de potencia que incide sobre el fotodetector.

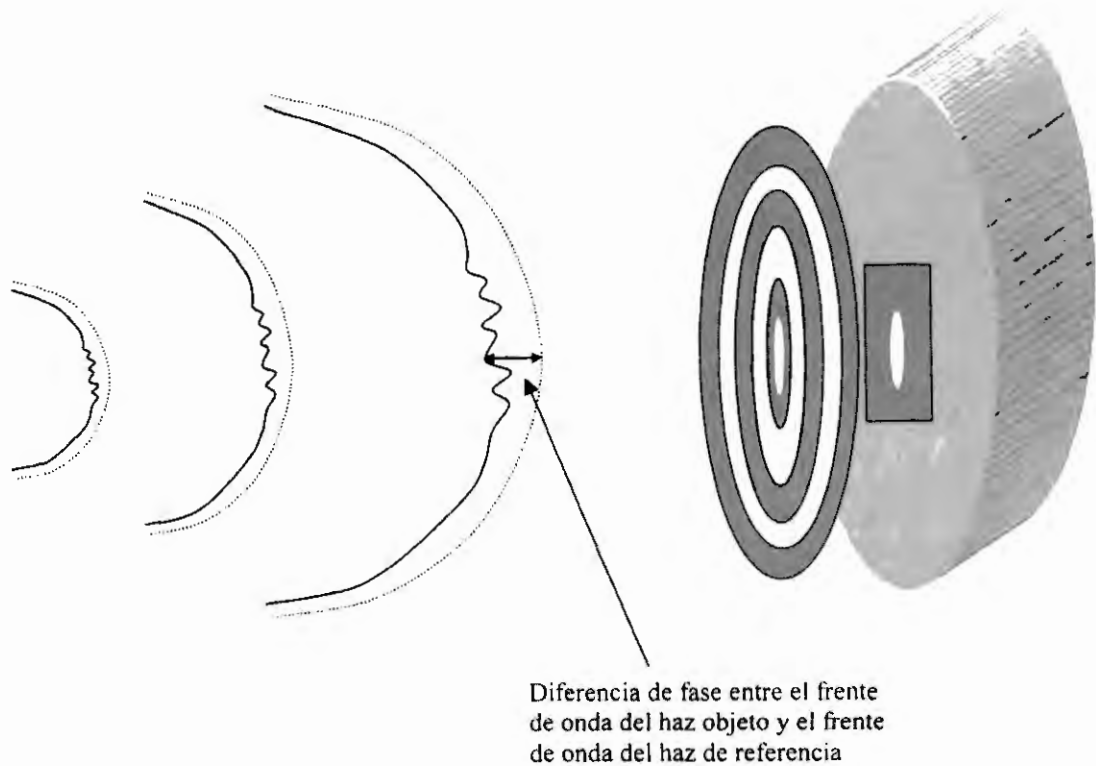


Fig. 2.5 Frentes de onda del haz objeto y del haz de referencia justo antes de llegar al detector.

La potencia de la señal se obtiene de la interferencia del haz objeto con el haz de referencia. Ambas señales se integran debido a la acción del fotodetector, que funciona como un detector de ley cuadrática.

El proceso de detección completo se representa por una función de punto extendido que representa el perfil y la magnitud del haz de prueba.

Se debe hacer notar que el área del patrón de interferencia es mucho mayor que el área del detector y debido a que este patrón corresponde a la señal que contiene las irregularidades de un punto de rastreo del objeto que corresponde a la dimensión del tipo de prueba láser (diámetro del haz láser en el punto de rastreo sobre el objeto). Podemos

colocar un filtro (máscara) en el detector. Este filtro se hace coincidir el centro de la máscara con la parte central del patrón de interferencia de tal manera que solo esta parte es la que se integra en el detector Fig. 2.6. Con esta reducción del área detectada se obtienen dos ventajas importantes, primera el radio del haz del láser se ve reducido incrementando por lo tanto, la resolución lateral y la segunda ventaja consiste en que llegue al detector una señal que en área sea menor que el área del detector.

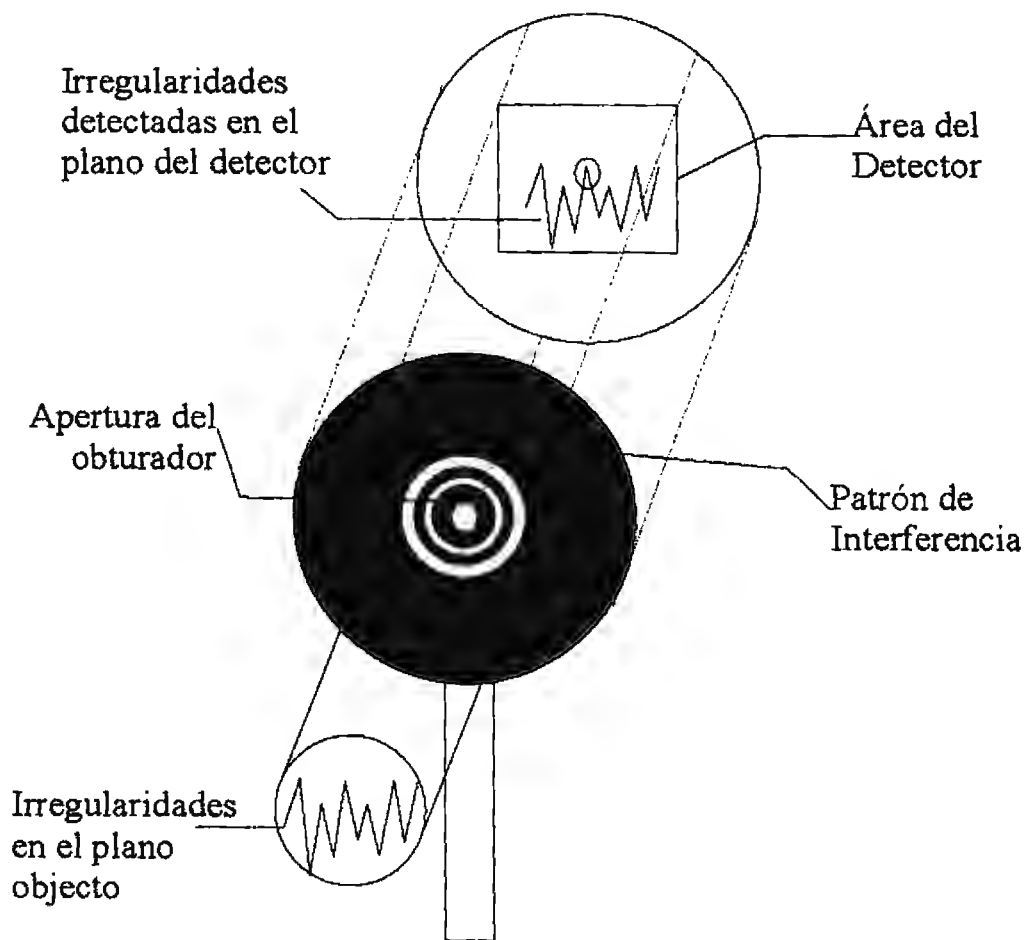


Fig. 2.6 Apertura introducida en el plano del detector para reducir el área de rastreo del perfilómetro.

El hecho de reducir el radio del haz láser trae como consecuencia que el área rastreada en el plano objeto se reduzca de manera considerable (Fig. 2.7), de esta forma se obtiene una precisión superior en nuestro instrumento por lo tanto se pueden detectar irregularidades en el orden de nanómetros. Este hecho también nos lleva a poder medir longitudes de onda espaciales de superficie muy pequeñas.

La segunda ventaja que se obtiene con la reducción del haz es útil desde el punto de vista matemático, ya que de esta forma es posible calcular la integral de potencia en los límites adecuados que van de menos infinito a más infinito.

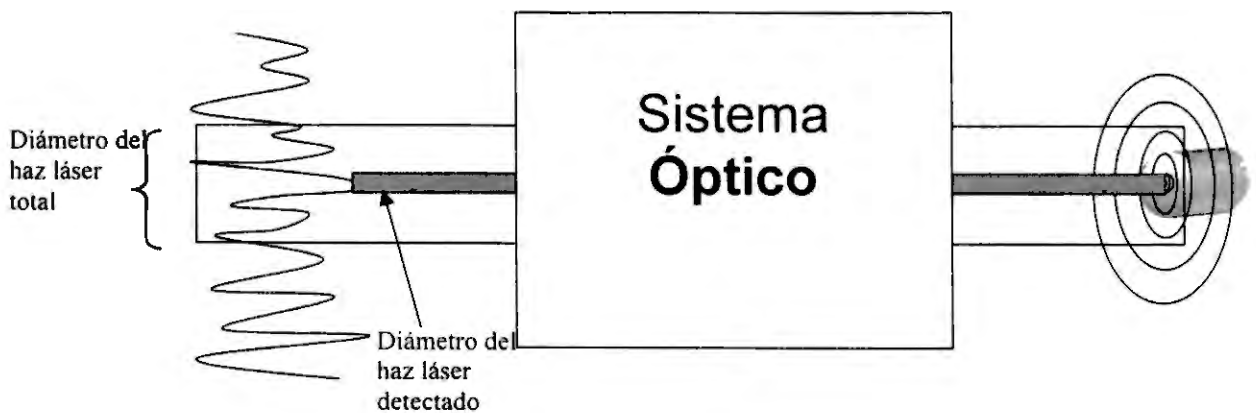


Fig. 2.7 Efecto de la reducción de haz láser incorporando una máscara en el detector.

2.4 Modelo Matemático para la medición de rugosidad en objetos reflectores

El haz gaussiano es equivalente a la punta de contacto de un perfilómetro para la medición de rugosidad, Fig. 2.2. El diámetro de haz en el plano objeto ($x, y, z = 0$) se redujo en tamaño mediante el uso de un expansor de haz y una lente concentradora. Matemáticamente el perfil de amplitud del haz láser está dado por una expresión gaussiana de la forma.

$$\Psi_0(x, y; x_0, y_0) = \frac{P}{\pi r_0^2} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right], \quad (2.10)$$

donde P es la potencia del láser y r_0 es el ancho medio del haz Gaussiano.

Cuando el haz incide sobre el objeto este se modula en fase al doble de las irregularidades. Dicha modulación está dada por $\exp(i2kh(x, y))$, por lo que la amplitud luminosa en el plano objeto es

$$\Psi(x, y; x_0, y_0) = \Psi_0(x, y; x_0, y_0) [1 + i2kh(x, y)], \quad (2.11)$$

donde la función $h(x, y)$ representa las irregularidades de la superficie a ser medida. En este caso el término en corchetes de la ecuación (2.11) corresponde a los primeros dos términos de la expansión en serie de Taylor de la exponencial, para lograr hacer esta aproximación debemos considerar que las irregularidades de $h(x, y)$ son muy pequeñas, es decir, que tienen una amplitud de aproximadamente una centésima parte de la longitud de

onda de la luz que se esta usando para medir $h(x, y) \approx \frac{\lambda}{100}$, donde λ es la longitud de onda

del láser He-Ne que se usó en el experimento.

Por medio de la lente L_1 se obtiene la imagen del objeto en el plano $(\xi, \eta, z = 4f)$

donde se encuentra la rejilla, por lo tanto

$$\Psi(\xi, \eta; x_0, y_0) = \frac{P}{\pi r_0^2} \exp\left(-\frac{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2}{r_0^2}\right) [1 + i2kh(\xi, \eta)], \quad (2.12)$$

este resultado se multiplica por la transmitancia de amplitud de la rejilla senoidal, la cual está dada por

$$t_R(\xi; t) = 1 + \cos\left[\frac{2\pi}{L}(\xi - \mathcal{U}t)\right] = 1 + \frac{1}{2} \exp\left[i\frac{2\pi}{L}(\xi - \mathcal{U}t)\right] + \frac{1}{2} \exp\left[-i\frac{2\pi}{L}(\xi - \mathcal{U}t)\right], \quad (2.13)$$

donde \mathcal{U} es la velocidad a la cual se desplaza la rejilla y está directamente relacionada con la frecuencia del generador de frecuencias que se aplica al sistema electrónico encargado de controlar el PZT que a su vez controla el desplazamiento de la rejilla.

La ecuación (2.13) muestra la modulación producida por la oscilación de la rejilla, donde los ordenes de difracción dados por los términos exponenciales contienen el cambio de frecuencia doppler introducido por la modulación. La distribución de amplitud en el plano $(\xi, \eta, z = 4f)$, donde f es la distancia focal de las lentes involucradas en la obtención de la imagen del objeto, está dada por la multiplicación de la imagen del objeto por la rejilla en movimiento $\Psi(\xi, \eta) \cdot t_R(\xi)$. Este resultado es equivalente a la superposición del objeto

con la rejilla. La amplitud resultante es por lo tanto, la convolución de la transformada de Fourier de ambos términos

$$\Psi(u, v; x_0, y_0) = \mathfrak{F}\{\Psi(\xi, \eta)\} \otimes \mathfrak{F}\{t_R(\xi)\} \quad (2.14)$$

donde \mathfrak{F} representa la transformada de Fourier y realizando el desarrollo matemático tenemos

$$\mathfrak{F}\{\Psi(\xi, \eta)\} = \sqrt{\frac{P}{\pi_0^2}} \left[\frac{\pi_0^2}{i\lambda z} \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{R_0^2}\right) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda z} (ux_0 + vy_0)\right) + \frac{2k}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2}{r_0^2}\right) h(\xi, \eta) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda z} (u\xi + v\eta)\right) d\xi d\eta \right] \quad (2.15)$$

y la transformada de Fourier de la rejilla está dada por

$$\mathfrak{F}\{t_R(\xi)\} = \frac{1}{2i} \delta(u) + \frac{m}{4i} \exp\left[-i \frac{2\pi}{L} (vt)\right] \delta\left[u - \frac{\lambda f}{L}\right] + \frac{m}{2} \exp\left[-i \frac{2\pi}{L} (vt)\right] \delta\left[u + \frac{\lambda f}{L}\right] \quad (2.16)$$

al hacer la convolución resulta

$$\Psi(u, v, x_0, y_0) = \left\{ \sqrt{\frac{P}{\pi_0^2}} \left[\frac{\pi_0^2}{i\lambda z} \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{R_0^2}\right) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda z} (ux_0 + vy_0)\right) + \frac{2k}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2}{r_0^2}\right) h(\xi, \eta) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda z} (u\xi + v\eta)\right) d\xi d\eta \right] \otimes \delta(u) + \frac{1}{2} \delta\left(u - \frac{\lambda f}{L}\right) \exp\left(-i \frac{2\pi}{L} \alpha\right) + \frac{1}{2} \delta\left(u + \frac{\lambda f}{L}\right) \exp\left(i \frac{2\pi}{L} \alpha\right) \right\} \quad (2.17)$$

El detector se coloca en la posición $\left(u = 0, v = \frac{\lambda z}{L}\right)$ sobre el plano de detección

$(z = 4f + z_0)$ como se muestra en la Fig. 2.3, por lo tanto, la amplitud resultante es

$$\Psi_p(u, v, x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left[-i \frac{2\pi}{L} u x\right] \left\{ \begin{aligned} & i \lambda z \exp\left[-\frac{u^2 + v^2}{R_0^2}\right] \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda z} (u x_0, v y_0)\right] \\ & + \frac{2k}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2}{r_0^2}\right] h(\xi, \eta) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda z} (u \xi, v \eta)\right] d\xi d\eta \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

donde $R_0 = \frac{\lambda f}{\pi r_0}$.

Las irregularidades del objeto pueden obtenerse tomando solamente el orden de difracción -1 y sumando este coherentemente con el haz de referencia $\Psi_R(u, v)$ en el plano del detector. Con esto se puede obtener la interferencia entre el haz objeto y el haz de referencia sin una lente extra. Es importante que las franjas del patrón de interferencia sean circulares y con alto contraste en el plano del detector para obtener una medición con menor ruido y mayor sensibilidad.

La irradiancia resultante en el plano del detector esta dada por

$$I = [\Psi_p(u, v) + \Psi_R(u, v)] [\Psi_p(u, v) + \Psi_R(u, v)]^* \quad (2.19)$$

donde

$$\Psi_R(u, v) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{R_0^2}\right) \quad (2.20)$$

No se toman en cuenta los términos cuadráticos en $h(x, y)$ debido a que las irregularidades son muy pequeñas y elevando su valor al cuadrado se vuelven aún más pequeñas. Con el uso del amplificador lock-in es posible filtrar automáticamente los

términos no modulados y los términos con el doble de la frecuencia de referencia dado que este instrumento está diseñado especialmente para medir una señal con una frecuencia de modulación específica inmersa en ruido. Por lo tanto, se utiliza la misma frecuencia con la que se modula la señal de las irregularidades mediante la oscilación de la rejilla como señal de referencia a la cual se amarra el lock in.

Considerando la ley de detección cuadrática dada por el funcionamiento del fotodetector; la densidad de potencia de la señal en el plano $(u, v, z = 4f + z_0)$ está dada por la integral de la irradiancia en un área determinada, es decir,

$$P_T(x_0, y_0, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I d\xi d\eta \quad (2.21)$$

Los límites de integración van desde $-\infty$ a ∞ debido a que el haz en el plano del detector es pequeño en comparación con las dimensiones del detector como se hizo hincapié al comienzo de este capítulo. Por lo tanto,

$$P_T(x_0, y_0, t) = 2 \frac{P_z}{\pi r_0^2} \left\{ \lambda \cos\left(\frac{2\pi}{L} \mathcal{U}\right) + \frac{8}{r_0^2} \sin\left(\frac{2\pi}{L} \mathcal{U}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-2 \frac{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2}{r_0^2}\right] h(\xi, \eta) d\xi d\eta \right\}. \quad (2.22)$$

Podemos observar en la ecuación (2.22) que es posible obtener las irregularidades en función de la potencia. Es importante enfatizar que el segundo término de la ecuación está compuesto por la multiplicación de un término constante un término de modulación y una integral en la que aparece un término que contiene las irregularidades del objeto. Esta

integral representa el proceso óptico completo (desde la formación de la imagen con la primera lente, la superposición, la detección y la integración de la potencia) con la respuesta al impulso del sistema que puede escribirse como:

$$\mathfrak{R}(\xi, \eta) = \frac{8}{r_0^2} \exp\left(-2 \frac{\xi^2 + \eta^2}{r_0^2}\right) \quad (2.23)$$

De tal manera que se obtiene

$$P_r(x_0, y_0, t) = 2 \frac{P_z}{\pi r_0^2} \left\{ \lambda \cos\left(\frac{2\pi}{L} \omega t\right) + \sin\left(\frac{2\pi}{L} \omega t\right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathfrak{R}(\xi - x_0, \eta - y_0) h(\xi, \eta) d\xi d\eta \right\}, \quad (2.24)$$

donde las irregularidades $h(\xi, \eta)$ están moduladas por una función senoidal. Por lo tanto, es posible recuperar estas irregularidades introduciendo la señal del detector de intensidad a un amplificador lock-in. El amplificador opera sobre la envolvente de la señal modulada a una frecuencia fija obtenida del argumento de la función seno y da los valores medidos como señal de voltaje. El término de la función coseno es muy pequeño y además es ortogonal a la función seno, de tal manera que al ser máxima una de estas funciones la otra presentará un mínimo y por lo tanto no afecta el resultado de la ecuación.

Conclusiones

En este Capítulo se fundamentó matemáticamente el sistema de medición de rugosidad, se mostró un sistema complejo del cual se partió para crear el sistema más sencillo. La descripción heurística del sistema de medición es válida tanto para la medición de rugosidad como para la medición de objetos de fase, debido a que ambos sistemas trabajan bajo el mismo fundamento. Todo el sistema trabaja basándose en la propiedad de modulación de la luz láser, que en ambos casos se realizó mediante la oscilación de una rejilla sinusoidal y su detección se realizó mediante un amplificador lock-in.

CAPÍTULO 3

Método Heterodino para la Medición de Fase

3.1 Introducción

En este Capítulo se presenta un método para la medición de objetos de fase basado en la heterodinización óptica. Este sistema es muy similar al presentado en el Capítulo 2, ya que tiene el mismo fundamento matemático. Sin embargo su aplicación es muy distinta ya que a diferencia del sistema anterior los objetos que se desean medir son objetos transparentes con variaciones de fase. Estos objetos presentan cambios de fase que van desde unas cuantas micras en grosor hasta grosores más pronunciados.

La fase depende tanto del índice de refracción como del grosor del objeto bajo prueba por lo tanto, si uno de estos parámetros es constante se puede determinar la magnitud de la variación del otro y viceversa. En otras palabras en estos casos podemos medir tanto índice de refracción como grosor en objetos transparentes.

Se describe el modelo matemático del sistema y las modificaciones requeridas para la medición de incrementos de fase del orden de $\lambda/100$.

3.2 Modelo Matemático para la medición de objetos de fase

Para realizar la medición de objetos de fase proponemos una modificación al sistema heterodino analizado en el Capítulo anterior; de tal manera que se puedan medir objetos que tengan variación en fase, el arreglo óptico se muestra en la Fig. 3.1.

En este arreglo se utiliza el láser para detectar los cambios de fase del objeto bajo prueba. Como en el sistema anterior, el diametro del haz se enfoca en un punto pequeño en el plano donde se localiza el objeto ($x, y, z = 0$). El perfil de amplitud del haz gaussiano está dado por

$$\Psi_0(x, y; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right], \quad (3.1)$$

donde P representa la potencia del láser y r_0 representa la cintura del haz gaussiano.

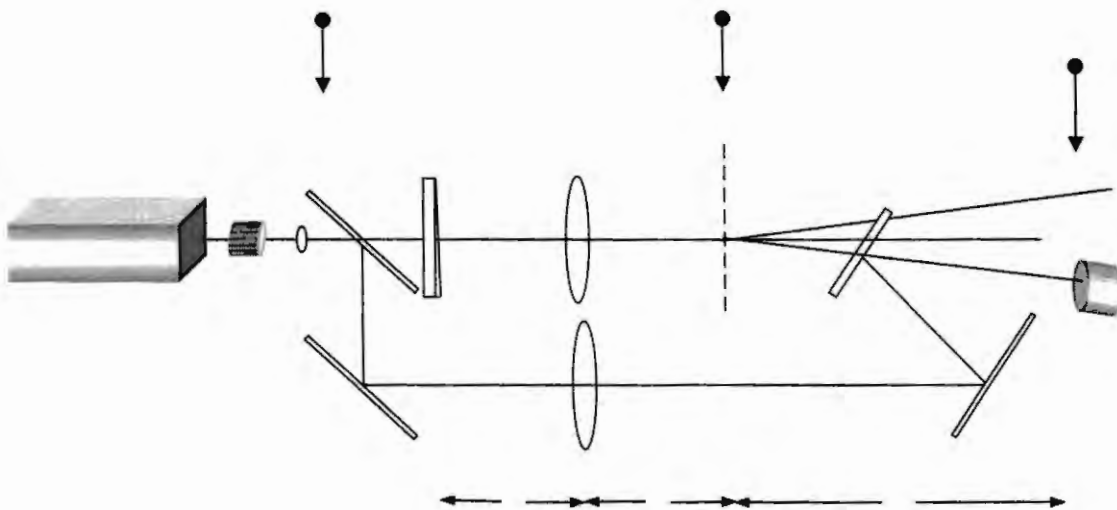


Fig. 3.1 Arreglo óptico del sistema de medición de objetos de fase.

Cuando el haz láser atraviesa el objeto entonces adquiere una modulación en fase dada por la multiplicación del factor $\exp[i\phi(x, y)]$, por lo tanto, el perfil de amplitud está dado por

$$\Psi_0(x, y; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right] [1 + i\phi(x, y)],$$

(3.2)

donde $\phi(x, y)$ representa la fase del objeto en el punto analizado y está dada en términos del índice de refracción $\phi(x, y) = kn(x, k)h_0$ o del grosor del objeto bajo prueba $\phi(x, y) = kn_0h(x, k)$, considerando constante el otro parámetro.

En la Eq. (3.1) se ha considerado que $\phi(x, y) \approx \frac{\lambda}{100}$, por lo tanto $\exp[i\phi(x, y)] \approx 1 + i\phi(x, y)$. Cuando $\phi(x, y)$ es mayor que esta aproximación, entonces la fase aparece envuelta y es necesario usar un algoritmo de desenvolvimiento [Malacara 2000].

Al igual que en el método de medición de irregularidades, la lente L_1 actúa como sistema formador de imágenes para hacer la imagen del objeto en el plano de la rejilla, donde debido a la oscilación de la rejilla el haz adquiere una modulación temporal. El haz se propaga al plano del detector, de esta manera se obtiene la convolución de la rejilla con el haz objeto.

El detector se coloca en $\left(u = 0, v = \frac{\lambda z}{L}\right)$ en el plano del detector ($z = 4f + z_0$) como se muestra en la Fig. 3.1 así la amplitud resultante está dada por:

$$\Psi_P(u, v; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left[-i \frac{2\pi}{L} \nu t\right] \left\{ \begin{aligned} & \frac{\pi r_0^2}{i \lambda z} \exp\left[-\frac{u^2 + v^2}{R_0^2}\right] \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda z} (u x_0, v y_0)\right] \\ & + \frac{1}{\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2}{r_0^2}\right] \phi(\xi, \eta) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda z} (u \xi, v \eta)\right] d\xi d\eta \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

donde $R_0 = \frac{\lambda f}{\pi r_0}$.

En este sistema los ordenes difractados son los portadores de la fase del objeto. Así la información de la fase puede obtenerse con la superposición coherente del orden difractado -1 con el haz de referencia $\Psi_R(u, v)$ en el plano del detector. El haz de referencia sufre las mismas transformaciones que el haz objeto excepto la modulación adquirida al pasar a través del objeto de fase. La superposición coherente del haz objeto y del haz de referencia producen interferencia, por lo tanto es necesario tener un buen contraste en las franjas de interferencia para de esta manera incrementar la sensibilidad de la medición.

Considerando que el detector es de ley cuadrática, la densidad de potencia de la señal en el plano $(u, v, z = 4f + z_0)$ está dada por

$$P_T(x_0, y_0, t) = 2 \frac{Pz}{\pi r_0^2} \left\{ \lambda \cos\left(\frac{2\pi}{L} \nu t\right) + \frac{4}{r_0^2} \sin\left(\frac{2\pi}{L} \nu t\right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-2 \frac{(\xi - x_0)^2 + (\eta - y_0)^2}{r_0^2}\right] \phi(\xi, \eta) d\xi d\eta \right\}. \quad (3.4)$$

La ecuación (3.4) nos da la medición de la fase como función de la potencia y representa todo el proceso óptico (formación de la imagen, interferencia de haces, detección cuadrática y recolección de la potencia) en convolución con la función de respuesta al impulso:

$$\Re(\xi, \eta) = \frac{4}{r_0^2} \exp\left(-2 \frac{\xi^2 + \eta^2}{r_0^2}\right) \quad (3.5)$$

La Ec. (3.4) puede escribirse como:

$$P_T(x_0, y_0, t) = 2 \frac{Pz}{\pi n_0^2} \left\{ \lambda \cos\left(\frac{2\pi}{L} \nu t\right) + \sin\left(\frac{2\pi}{L} \nu t\right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Re(\xi - x_0, \eta - y_0) n_0 h(\xi, \eta) d\xi d\eta \right\}, \quad (3.6)$$

para el caso en el que varía en grosor del objeto considerando n_0 constante y

$$P_T(x_0, y_0, t) = 2 \frac{Pz}{\pi n_0^2} \left\{ \lambda \cos\left(\frac{2\pi}{L} \nu t\right) + \sin\left(\frac{2\pi}{L} \nu t\right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Re(\xi - x_0, \eta - y_0) n(\xi, \eta) h_0 d\xi d\eta \right\} \quad (3.7)$$

para el caso en el que varía en índice de refracción considerando h_0 constante.

Donde $h(\xi, \eta)$ en el caso de variaciones en el grosor y $n(\xi, \eta)$ en el caso de variaciones en el índice de refracción está modulada por una función senoidal. Por lo tanto, las irregularidades se pueden recuperar introduciendo esta señal en un amplificador lock-in a través de un detector de intensidad.

3.3 Modelo Matemático para la medición de objetos de fase con incrementos mayores

En la medición de objetos que presentan incrementos de fase muy grandes por ejemplo pendientes muy pronunciadas, no puede aplicarse directamente la aproximación de la exponencial del término $[1 + i\phi(x, y)]$. Sin embargo, es posible estudiar el efecto de la siguiente forma.

Consideremos el caso particular de una cuña y deseamos encontrar el ángulo entre sus caras a partir de la frecuencia del perfil de fase envuelta. En los casos que se mencionaron anteriormente donde el incremento de la fase es muy pequeño se aplica la Ec. (3.2). Pero cuando la fase es mayor se requiere redefinir la ecuación que involucra el incremento, ya que en estos casos el cambio de fase total está dado por

$$\exp[i\phi(x, y) + i\phi_0(x, y)] = \exp[i\phi_0(x, y)] [1 + i\phi(x, y)], \quad (3.8)$$

donde $\exp[i\phi_0(x, y)]$ representa los incrementos de fase, la cantidad de vidrio que atraviesa el haz luminoso estará en función del ángulo de la cuña y están dados por $h_0(x, y) = mx$, donde m es la pendiente del ángulo. El término $1 + i\phi(x, y)$ representa las irregularidades de la superficie de la cuña donde es posible aplicar la aproximación $h(x, y) \approx \frac{\lambda}{100}$, así la Ec. (3.2) se modifica de la siguiente forma

$$\Psi_0(x, y; x_0, y_0) = \sqrt{\frac{P}{\pi r_0^2}} \exp\left[-\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{r_0^2}\right] [1 + i\phi(x, y)] \exp[i\phi_0(x, y)]. \quad (3.9)$$

Siguiendo el mismo procedimiento del Capítulo anterior obtenemos las irregularidades de la superficie pero ahora sobrepuestas en una señal senoidal, dada por el envolvimiento de la fase.

De estos desarrollos matemáticos podemos concluir que la modulación temporal que se adquiere al hacer oscilar la rejilla nos proporciona grandes ventajas en el momento de recuperar la señal que lleva la fase de las irregularidades medidas para el caso de rugosidad y de la fase del objeto en el otro caso.

Conclusiones

En este Capítulo se hizo el análisis matemático para la medición de objetos de fase y se demostró que el sistema es válido aún para incrementos de fase mayores que los planteados con las ecuaciones originales, sin embargo, el resultado de la medición tiene la desventaja de dar la fase envuelta para incrementos de fase mayores a la aproximación por lo que se requiere de un algoritmo de desenvolvimiento.

CAPÍTULO 4

Implementación del instrumento para la medición de rugosidad

4.1 Introducción

En este Capítulo se hace referencia a los instrumentos de medición propuestos y su implementación en el laboratorio. Se realiza una breve explicación de los elementos ópticos y su funcionamiento en el sistema, así como de los instrumentos que intervinieron en la medición tanto de rugosidad como de objetos de fase.

Cabe señalar que el sistema complejo de medición de rugosidad mostrado en la Fig. 2.1, se implementó en el laboratorio y se hicieron algunas mediciones; de hecho, a partir de su implementación fue cuando se tomó la decisión de buscar alternativas para hacerlo más eficiente y esto dio como resultado un sistema mucho más compacto en diseño y asequible en análisis. Por lo tanto, en este capítulo se hace referencia a los resultados experimentales obtenidos del sistema optimizado para medir rugosidad, además se presentan las mediciones realizadas sobre la misma muestra con un microscopio electrónico.

4.2 Instrumento para la medición de rugosidad en objetos reflectores

El diseño del instrumento propuesto en esta tesis para la medición de rugosidad en objetos reflectores se muestra en la Fig. 4.1. El sistema ha sido reportado en la revista *Optics Communications* [Baltazar, et al 2002]. Este instrumento se implementó en el laboratorio utilizando un láser He-Ne ($\lambda=632.8$ nm) con 3mW de potencia, linealmente polarizado y con un perfil de amplitud gaussiano.

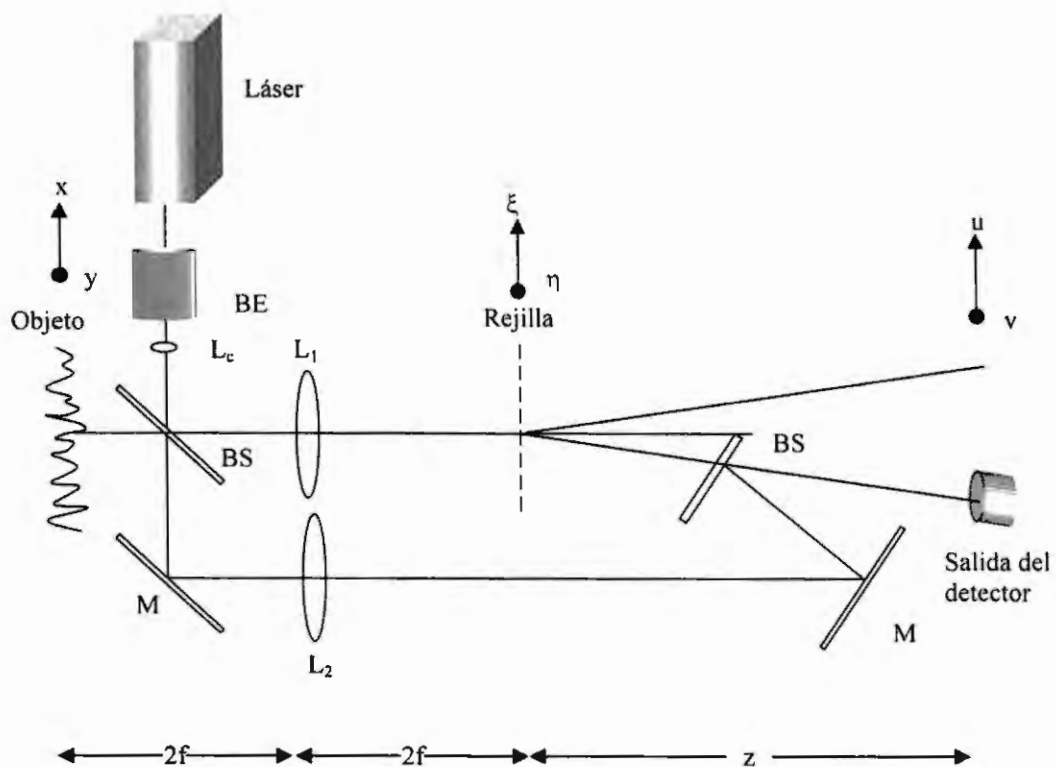


Fig. 4.1 Arreglo óptico del sistema de medición de rugosidad, incorporando una modulación temporal debido a la oscilación de la rejilla.

Para comprobar la forma de emisión del láser se analizó su perfil mediante una cámara especial provista de un sistema para detectar los modos de emisión del láser. El perfil de intensidad que emite el láser utilizado se muestra en la Fig. 4.2, se comprobó que el haz emitido tiene efectivamente un perfil gaussiano. Este parámetro es muy importante debido a que todo el análisis matemático se realizó tomando como base el hecho de que el perfil de intensidad del láser era gaussiano.

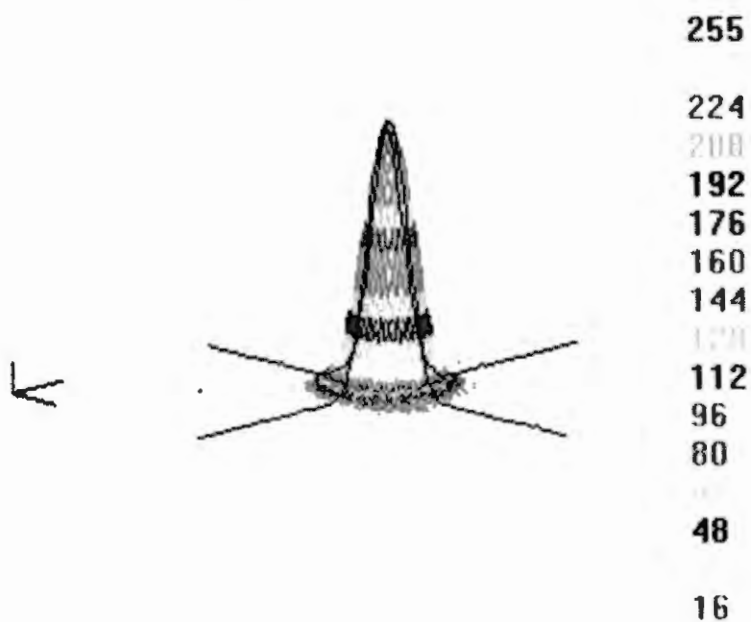


Fig. 4.2 Perfil de intensidad gaussiano del láser utilizado en el experimento.

Para realizar el arreglo óptico se expandió el haz con un sistema óptico comercial Melles Griot 10X para luego enfocarlo con una lente concentradora cuya distancia focal es de $f = 10 \pm 0.05$ cm con este par de componentes ópticas logramos obtener un radio de haz en el punto focal de $r_0 = 5 \pm 1 \mu m$. Para obtener este resultado se midieron distintas lentes hasta encontrar aquella que enfocase en el punto más pequeño. Esta reducción en el haz nos

permite a su vez reducir el área de rastreo en el objeto y consecuentemente aumentar la resolución del instrumento debido a que al rastrear el objeto en un punto aún más pequeño se tiene la información de las irregularidades correspondientes a ese punto.

Otra consecuencia inherente que resulta de agregar este par de dispositivos es la amplificación de la imagen en el patrón de interferencia que llega al detector. El aumento en la resolución se obtiene cuando tomamos solamente una pequeña fracción de la imagen de las irregularidades. Para llegar a este resultado se introduce un diafragma que actúa como filtro que solo permite el paso de la parte central del patrón de interferencia, Fig. 4.3. De esta manera calculando la razón entre el haz que contiene las irregularidades en el plano del detector y el haz que esta sensando el objeto, se determinó que el perfilómetro tiene un tamaño equivalente de punta de prueba de $r_0 = 1 \pm 0.1 \mu m$.

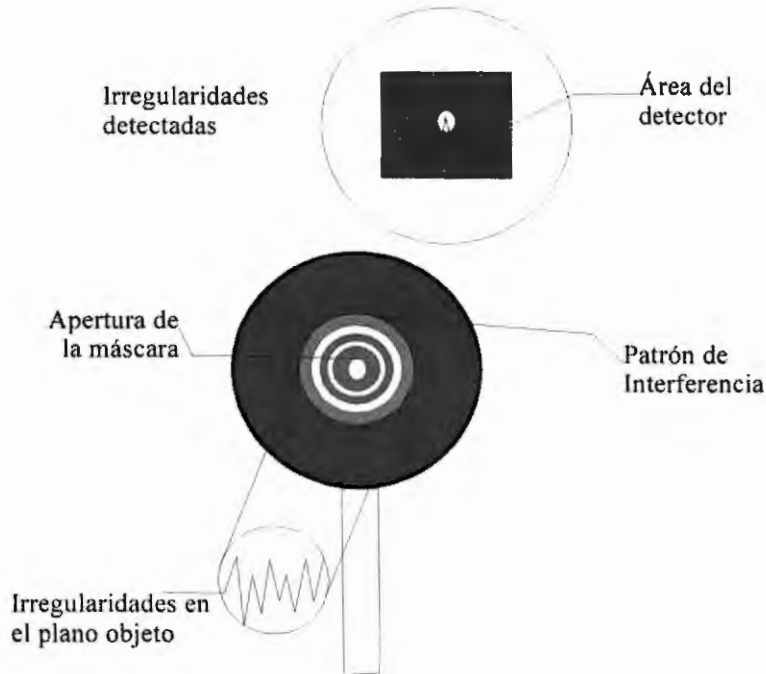


Fig. 4.3 Introducción de una apertura al frente del detector para reducir el área de rastreo y de esta manera aumentar la sensibilidad del sistema.

De acuerdo con el arreglo de la Fig. 4.1 es necesario colocar un divisor de haz para que una parte del láser sensará el objeto y luego se modulara en tiempo y la otra sirviera como referencia para obtener interferencia entre los dos haces en el plano del detector.

El divisor de haz que cumple las características necesarias para colocarse enseguida de la lente concentradora es un divisor de cubo ya que no nos presenta problemas de interferencia por reflexión en la cara posterior, este problema se presentó con un divisor de haz de cuña.

Las lentes utilizadas para hacer la imagen del objeto tienen distancias focales de 12 cm estas distancias se seleccionaron con el fin de obtener un arreglo compacto.

La rejilla utilizada tiene un periodo de $L = 9.7393 \times 10^{-6}$, fabricada holográficamente [Martínez 1998]. Esta rejilla se colocó en el plano donde se forma la imagen de las irregularidades del objeto y se desplazó con un PZT al cual se le aplicó una frecuencia de 1500 Hz, mediante un generador de frecuencias. Esta referencia alimento al amplificador lock-in como frecuencia de referencia para lograr el amarre de fase, con esto se logra filtrar una gran cantidad de ruido, debido a que el amplificador se encarga de amplificar solo la señal que se encuentra en un ancho de banda muy pequeño alrededor de esta frecuencia. Tomando como datos el tiempo y el desplazamiento del PZT, se calculó la velocidad para un desplazamiento de la rejilla y corresponde a 12 mm/s.

Otro parámetro que se midió en el objeto antes de probarse con nuestro instrumento fue la calidad de pulido. Se comprobó haciendo uso del interferómetro WYCO y se obtuvo una calidad de $\lambda/20$ sobre toda la superficie, con este dato podemos deducir que la rugosidad en un área muy pequeña cumple con el requisito matemático de $\lambda/100$.

Con el método de modulación de la señal que contiene las irregularidades, presentado en este trabajo se obtiene una gran ventaja que consiste en la eliminación de señales de ruido no deseadas, es decir los posibles errores en el sistema producidos por las irregularidades de las lentes, divisores de haz y espejos no afectan el resultado debido a que la señal que nos interesa esta modulada, eliminando las irregularidades de los otros elementos.

4.2.1 Automatización de la medición

Para hacer la medición de manera automática se creo un programa en Lab View para controlar el desplazamiento del objeto de tal manera que se tuviera un movimiento oscilatorio. El programa de LabView controla una tarjeta de adquisición de datos DAQ y se programó para generar una función triangular, que se encarga de enviar un voltaje de rampa a través de la DAQ hacia el controlador del piezoeléctrico PZT, de tal manera que aplicando un voltaje ascendente y luego descendente de 0 a 150 V y de 150 a 0 V, el PZT realiza un desplazamiento de 0 a 17 μ m y de 17 a 0 μ m, Fig. 4.4. Este desplazamiento se hace por pasos y se puede controlar mediante el programa, utilizando el número de pasos o bien los incrementos de voltaje que genera la DAQ para realizar el movimiento, para este experimento se tomó que para un viaje completo se dieron 125 incrementos de voltaje o pasos, en un tiempo de 10 segundos.

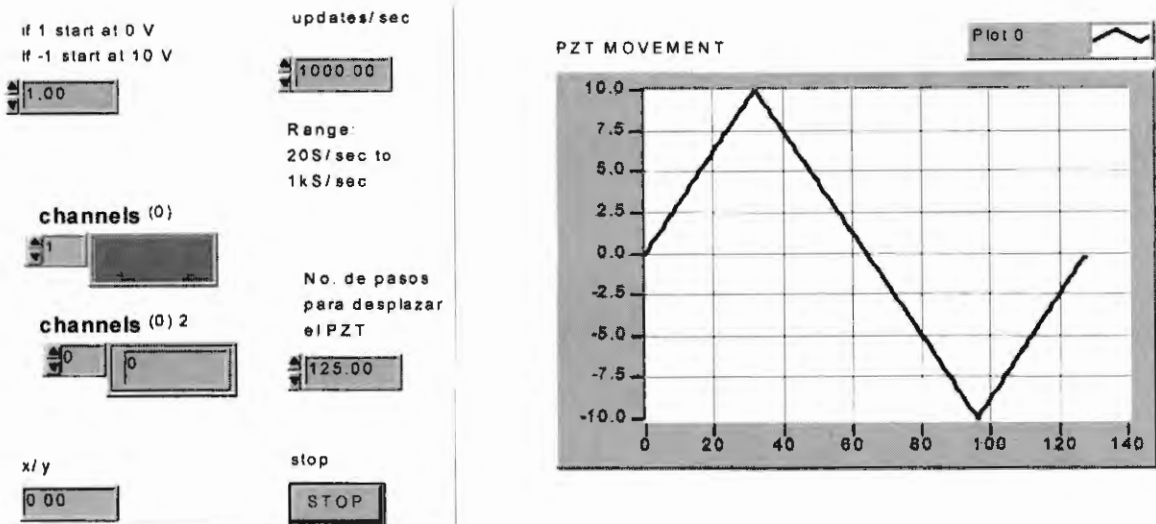


Fig. 4.4 Gráfica de la función que controla el PZT programada en Lab View

Los datos se tomaron mediante el amplificador lock-in y se graficaron en tiempo real con una frecuencia de muestreo de 20 Hz (este parámetro se tomó con la tasa de muestreo más alta que presentó el lock-in). Es decir, el objeto se muestreó 1.6 veces durante cada paso, es decir, se tomó al menos una medición por cada incremento de voltaje. Con estos parámetros se obtuvo una resolución lateral de $0.25 \mu\text{m}$ en el sistema de rastreo. Esta resolución se puede incrementar aumentando el número de pasos con los que se desplaza el objeto, por supuesto sin exceder la frecuencia de muestreo del lock-in.

4.2.2 Simulación

En esta sección se evalúa numéricamente la ecuación de potencia obtenida del análisis del sistema de medición propuesto para determinar la rugosidad de superficies reflectoras, representada por la Ec. 2.22. La frecuencia de la oscilación se determinó para producir la máxima excursión de amplitud de la medición en el lock-in.

La Ec. 2.22 muestra las irregularidades en función de la potencia por lo que nosotros medimos los valores involucrados en esta ecuación para introducirlos en la simulación y graficar de esta manera el comportamiento de la potencia en función de las variaciones de la superficie bajo prueba. Los valores utilizados son: $P = 344 \times 10^{-6} W$, $r_0 = 5 \times 10^{-6} m$, $\lambda = 632.8 \times 10^{-9} m$, $L = 9 \times 10^{-6} m$, $f = 10 \times 10^{-2} m$, $F = 1.5 \times 10^3 Hz$, $v = 12 \times 10^{-3} m/s$, $z_0 = 40 \times 10^{-2} m$.

La simulación muestra que la potencia de la señal esta modulada senoidalmente en el tiempo, como consecuencia del movimiento de la rejilla Fig. 4.5. La frecuencia de la señal modulada corresponde a la oscilación de la rejilla y la amplitud de la onda corresponde a la profundidad de la irregularidad en ese punto. Esto se debe a que la fase de los puntos depende de sus alturas, por lo las diferentes intensidades varían cuando se superpone con el haz de referencia. En otras palabras la variación de potencia es proporcional a la función que representa las irregularidades como se observa en la Fig. 4.6 Para diferentes valores de la función $h(x,y)$ se tienen ondas senoidales con diferentes amplitudes y cada una de las amplitudes corresponde a un punto de la superficie medida.

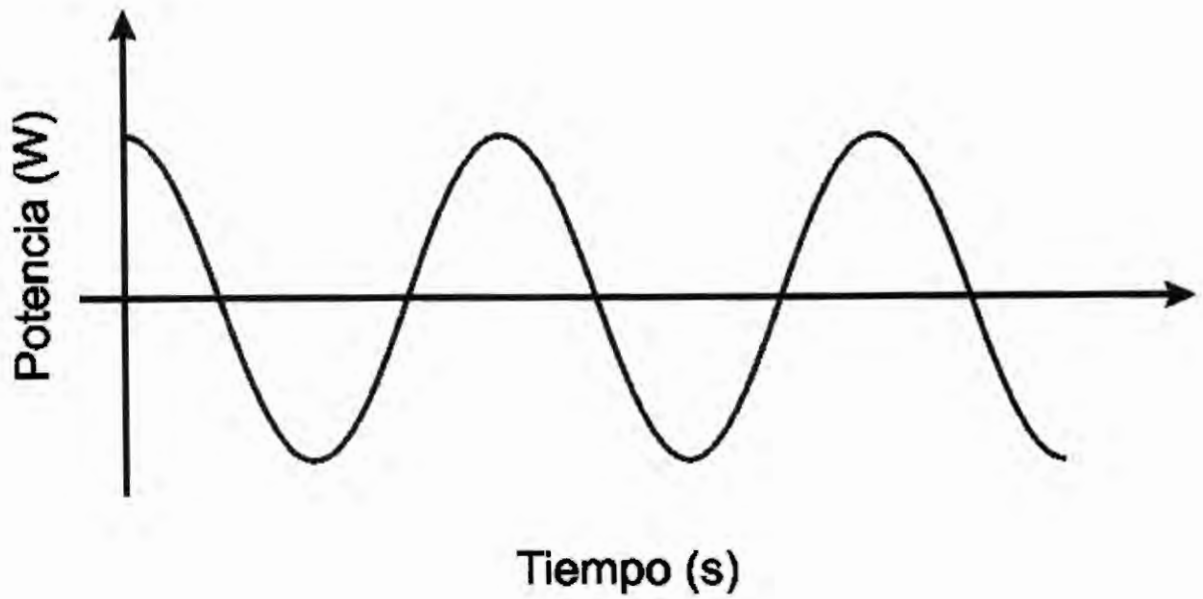


Fig. 4.5 Señal modulada en tiempo cuando el láser se encuentra fijo en un punto.

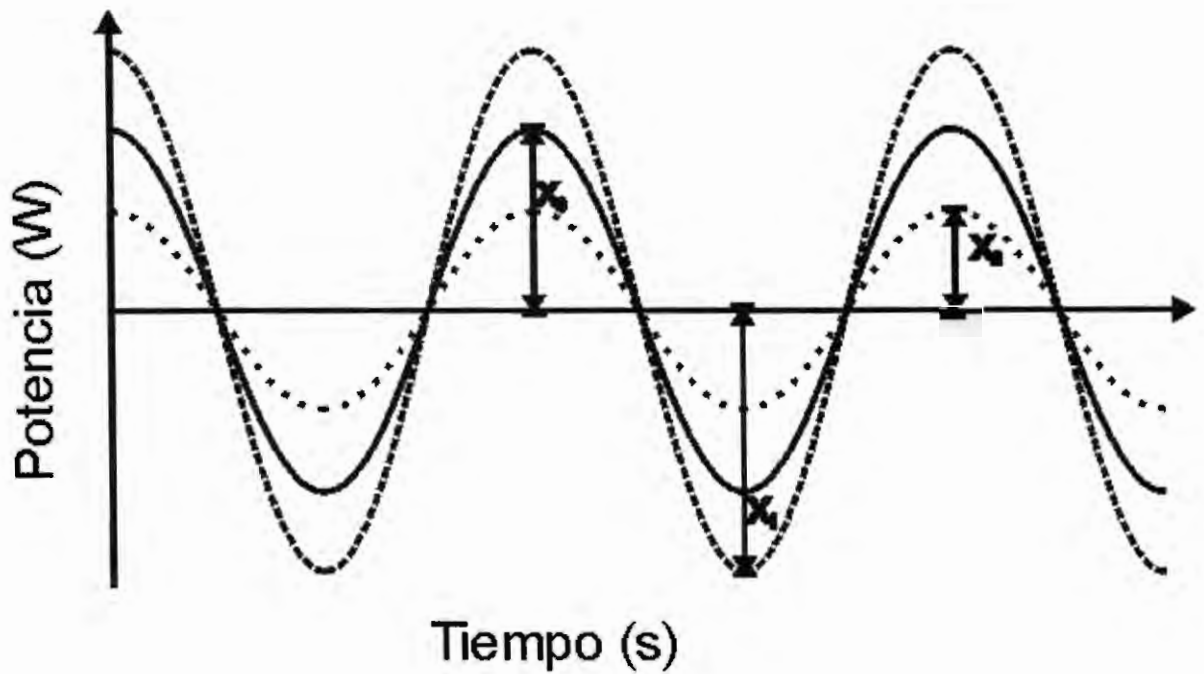


Fig. 4. 6 Comparación entre distintas señales moduladas correspondientes a diferentes puntos medidos.

Finalmente para observar el comportamiento de la potencia de salida del sistema en función de las irregularidades del objeto. Se generó en MathCad una superficie virtual aleatoria, que representa las irregularidades del objeto. Se evaluó la integral de la potencia para diferentes puntos de la superficie (50 puntos) y posteriormente se graficó el resultado, Fig. 4.7.

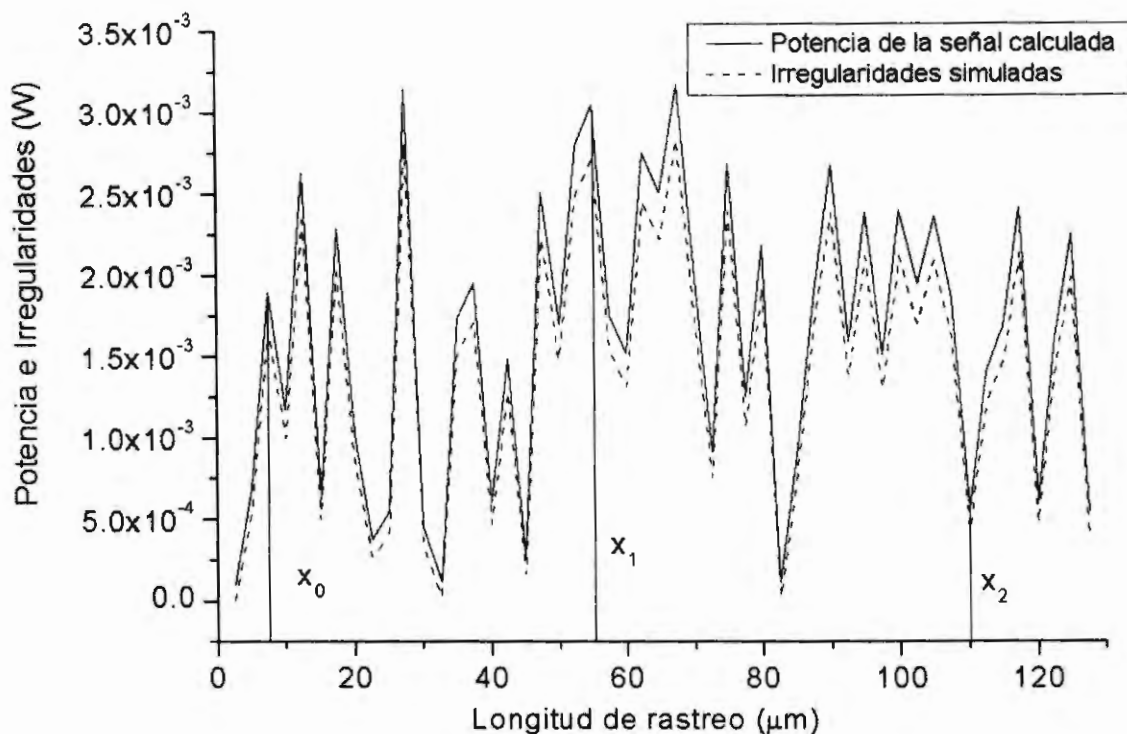


Fig. 4.7. Gráfica del perfil de rugosidad simulado y de la potencia.

En esta gráfica se observa que la potencia calculada tiene la misma forma que las irregularidades simuladas en el programa, lo que nos lleva a pensar que el sistema funciona bajo las condiciones antes previstas.

4.3 Resultados de la medición de rugosidad

Para comprobar la funcionalidad del sistema en el laboratorio, se armó el arreglo óptico de la Fig. 4.1 y luego se procedió a realizar la medición.

En primer lugar, el objeto fue rastreado sobre la misma longitud varias veces para confirmar la repetibilidad de la medición y con ello saber si los resultados que se obtuvieron en el amplificador lock-in corresponden efectivamente al perfil de la superficie, de esta medición se obtuvo la gráfica de la Fig. 4.8. En esta gráfica se observa que las irregularidades siempre presentan la misma forma.

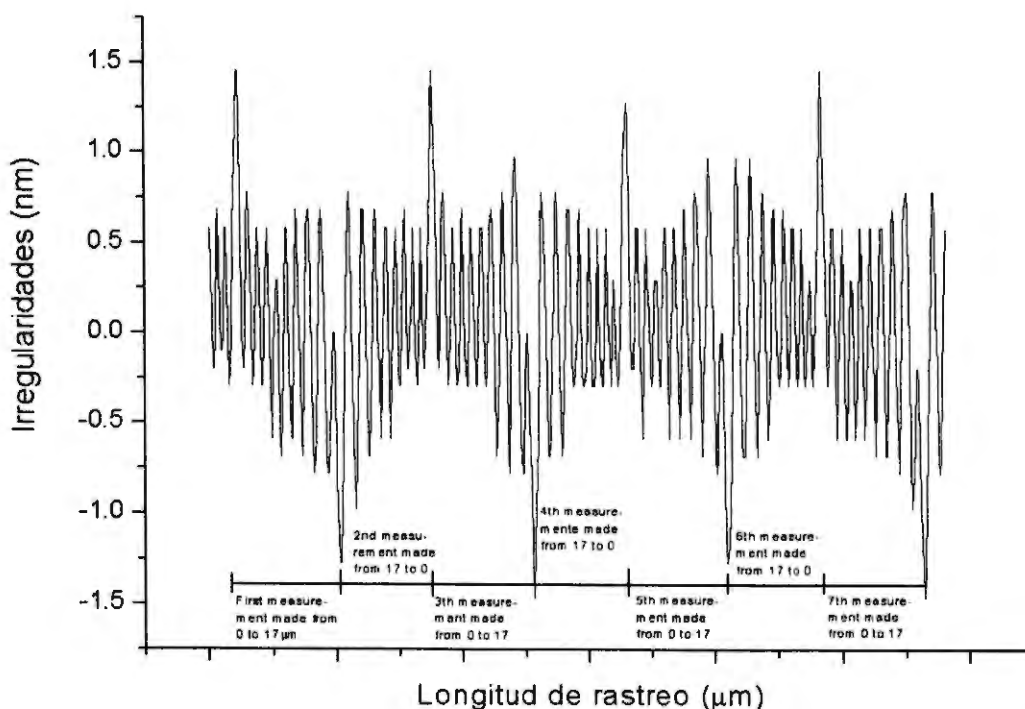


Fig. 4.8 Medición realizada sobre una longitud de rastreo correspondiente a 17 μm y repetida varias veces.

Los valores obtenidos con el amplificador lock-in corresponden a los puntos de la envolvente de la señal modulada. Por lo tanto, el voltaje pico de la señal modulada es proporcional a la altura de las irregularidades a lo largo de la distancia de rastreo sobre el objeto reflejante. La señal de voltaje se convierte a unidades de potencia y finalmente a unidades de longitud para obtener la magnitud real de las irregularidades dadas en nanómetros.

Para convertir las unidades de voltaje a unidades de potencia y estas a su vez a unidades de longitud, se realizó un procedimiento de calibración el cual se describe a continuación:

Calibración

Para obtener el cálculo de las irregularidades en función de la potencia, lo primero que se requiere es tener una relación entre las unidades de voltaje y de potencia, para ello se mide la potencia del láser que llega al detector, y su correspondiente valor de voltaje medido en el amplificador lock-in, esta relación está dada por: 1 W que corresponde a 86.5 V.

Posteriormente, para calcular la potencia en función de las irregularidades se calculan las pérdidas en el sistema.

Pérdidas en el sistema.

La potencia del láser utilizado es de 3mW. De este valor de potencia total del láser se resta la cantidad de luz que se pierde en cada uno de los componentes para obtener la potencia que llega al detector.

La transmitancia de los componentes es la siguiente:

Espansor de haz 96%

Divisor de haz	50%
Lentes	96% en cada una de las caras
Rejilla	16% dadas las características de la rejilla que introduce la modulación, la transmitancia del orden difractado que es el que se superpone con el haz de referencia es de 16%

Con estos valores se obtiene la potencia total que incide sobre el detector

$P_D = 344 \times 10^{-6} W$, este valor se introduce a la simulación y se obtiene la relación entre la potencia de la simulación y las irregularidades, esta relación está dada por:

$$\frac{\lambda}{50} \Rightarrow 1.5 \times 10^{-5} W.$$

Finalmente se hace la correspondencia entre el voltaje medido en el amplificador lock-in dado en volts y convertido a Watts y las irregularidades del objeto en términos de metros. De esta forma se obtiene la rugosidad del objeto en unidades de metros.

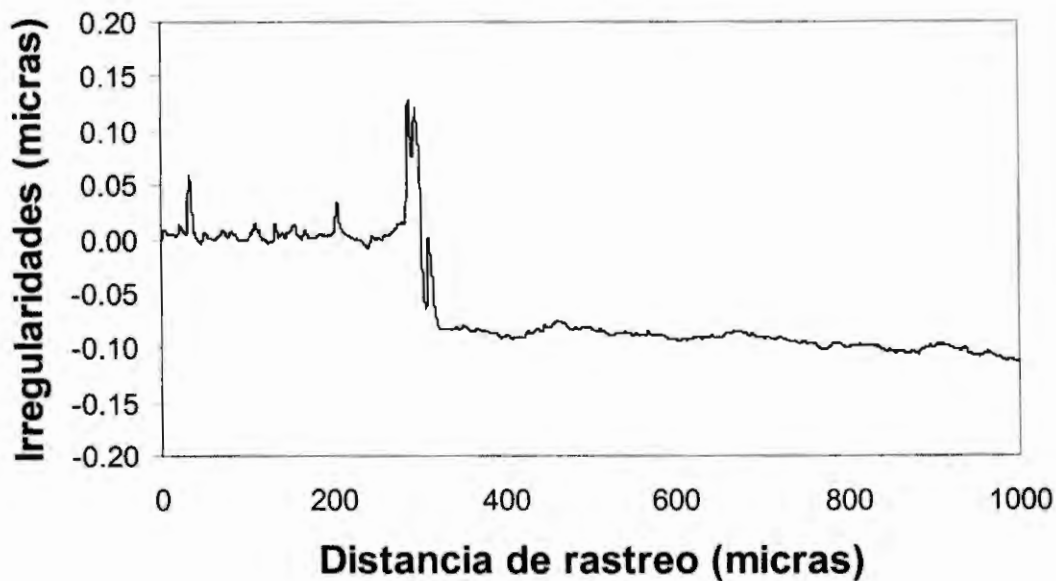
La rugosidad se calculó para una distancia de rastreo de $17 \mu m$, dado que esta es la excursión máxima del piezoeléctrico. El resultado de la rugosidad promedio medida en una distancia $17 \mu m$ fue de $R_a = 49.6 nm$. Este valor se obtuvo del promedio de diferentes puntos medidos sobre el objeto, ya que la rugosidad en estos intervalos puede variar mucho de un punto a otro.

Para comprobar los resultados obtenidos con nuestro instrumento el objeto de prueba se midió con un perfilómetro Dek Tak 3 de la compañía Veeco metrology group. Este perfilómetro está equipado con una punta de diamante (tip) cuyo radio de curvatura es de $1 \mu m$ y tiene una resolución lateral de $0.5 \mu m$ en la medición. Con este perfilómetro se

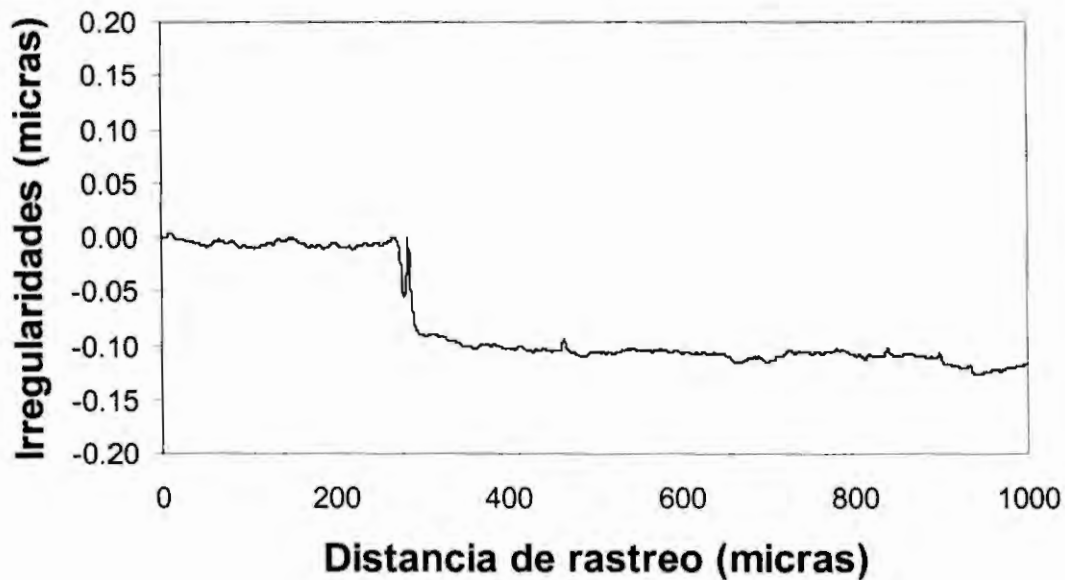
rastreó el objeto en siete puntos, los cuales correspondieron a los escalones evaporados en el objeto, las gráficas obtenidas se muestran en la Fig. 4.9.

Luego calculamos los valores de rugosidad promedio de cada uno de los puntos analizados y en longitudes de rastreo de $17\mu\text{m}$ y obtuvimos que los valores son comparables con la R_a medida con nuestro instrumento.

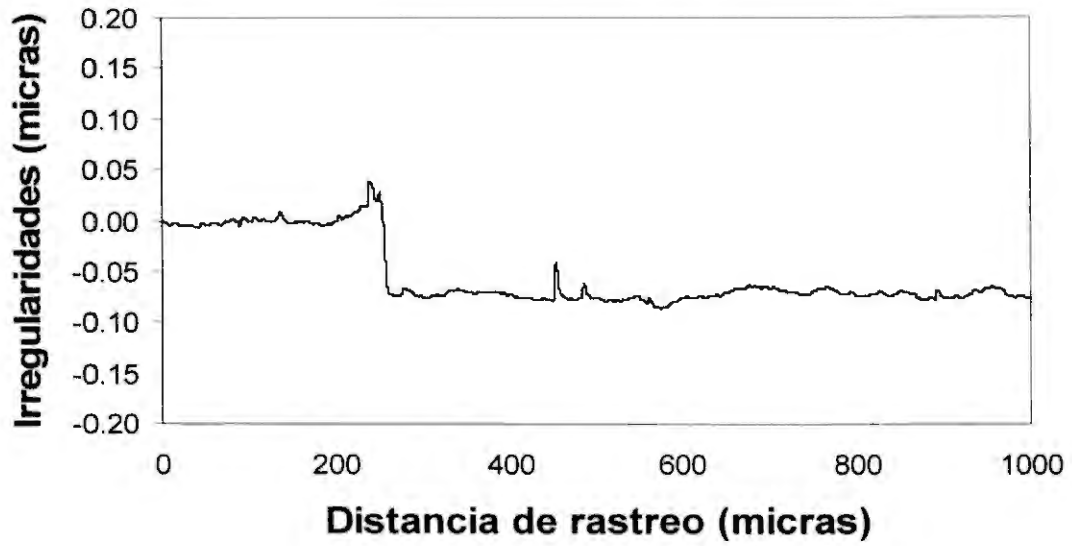
Escalón 1



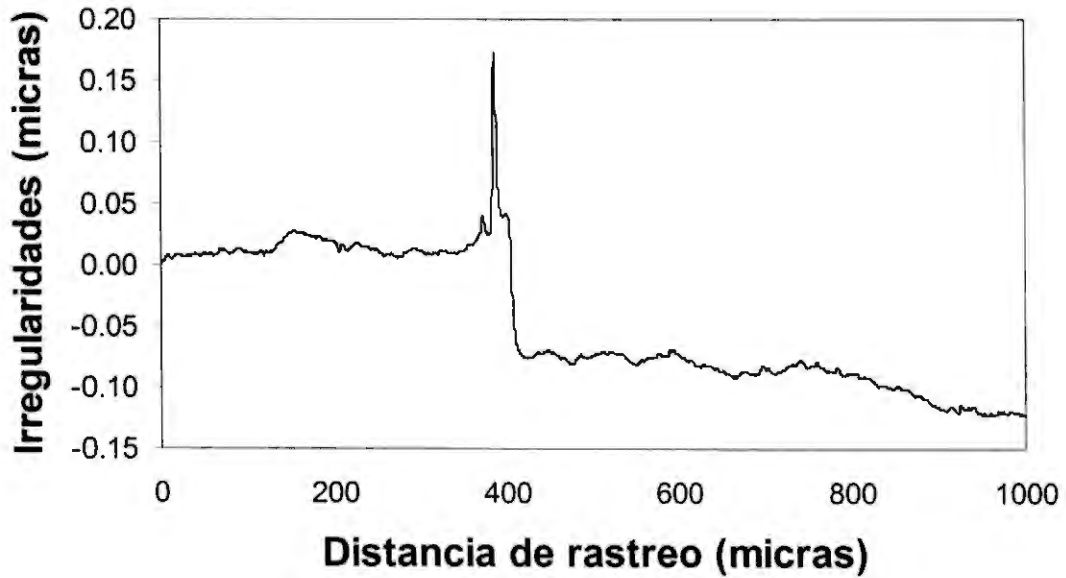
Escalón 2



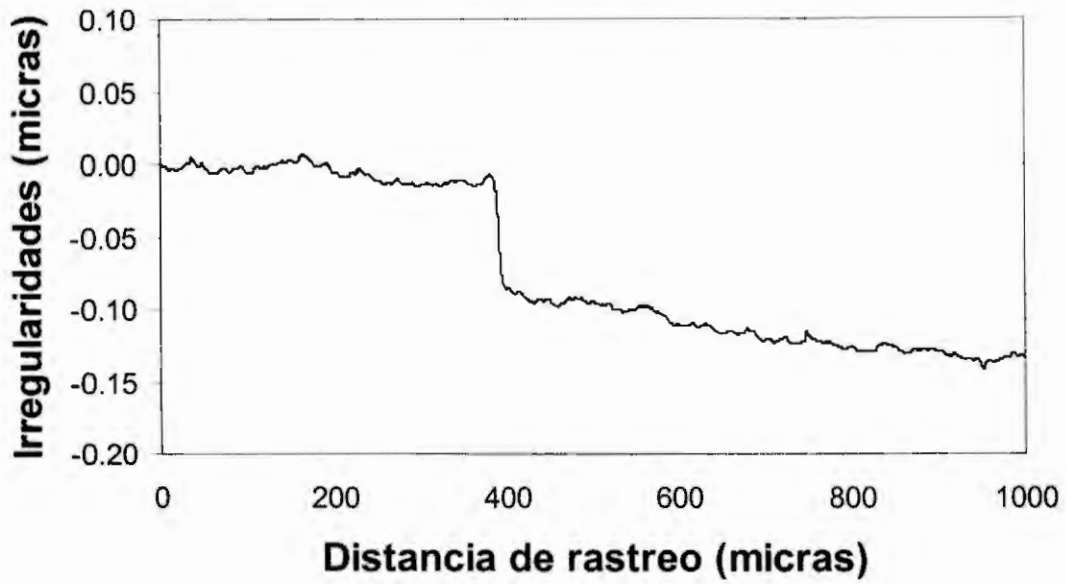
Escalón 3



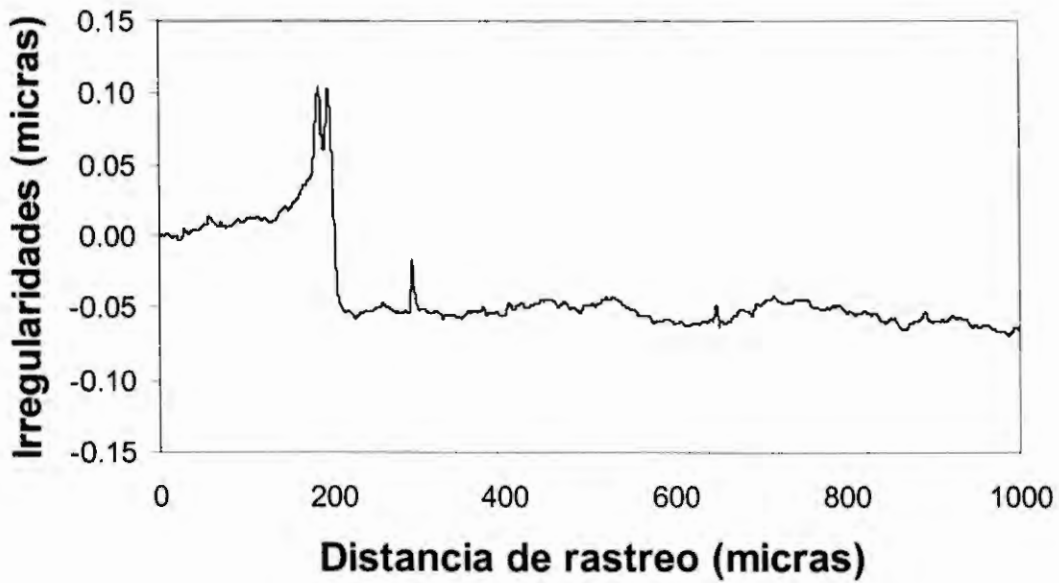
Escalón 4



Escalón 5



Escalón 6



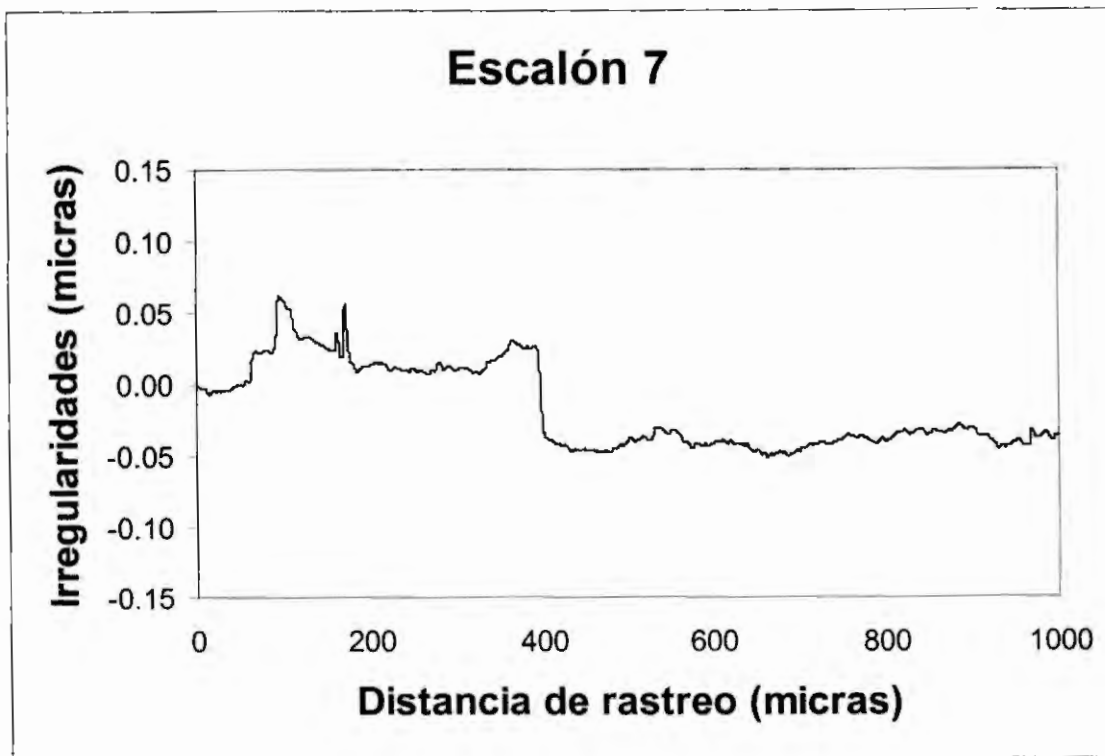


Fig. 4.9. Mediciones realizadas con el perfilómetro Dek Tak 3 en distintos escalones de objeto bajo prueba.

Se midió el objeto sobre una longitud de rastreo de $17\mu\text{m}$, con el instrumento y el resultado se muestra en la Fig. 4.10. Si comparamos la gráfica obtenida de esta medición con la gráfica de una medición realizada con el instrumento comercial Fig. 4.11, tomadas ambas en la misma distancia de rastreo podemos observar que existe una fuerte similitud en ellas. Sin embargo se observa que debido a que nuestro instrumento tiene mayor resolución lateral podemos resolver irregularidades aún más pequeñas y con mayor exactitud en la misma distancia de rastreo.

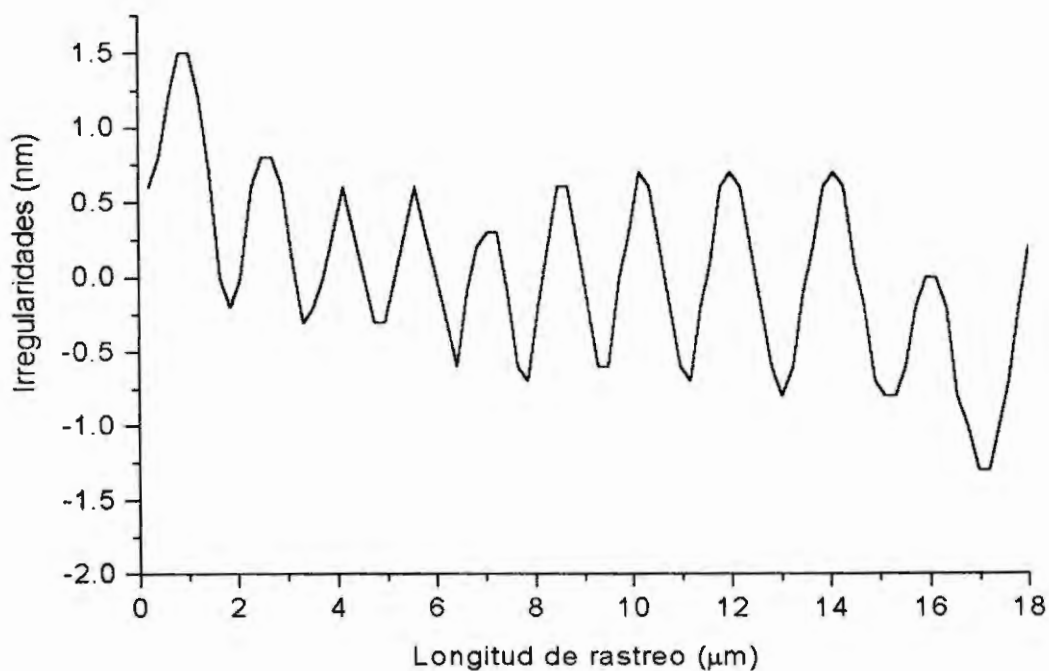


Fig. 4.10. Perfil de rugosidad medido con nuestro instrumento en una longitud de rastreo de 17 μm.

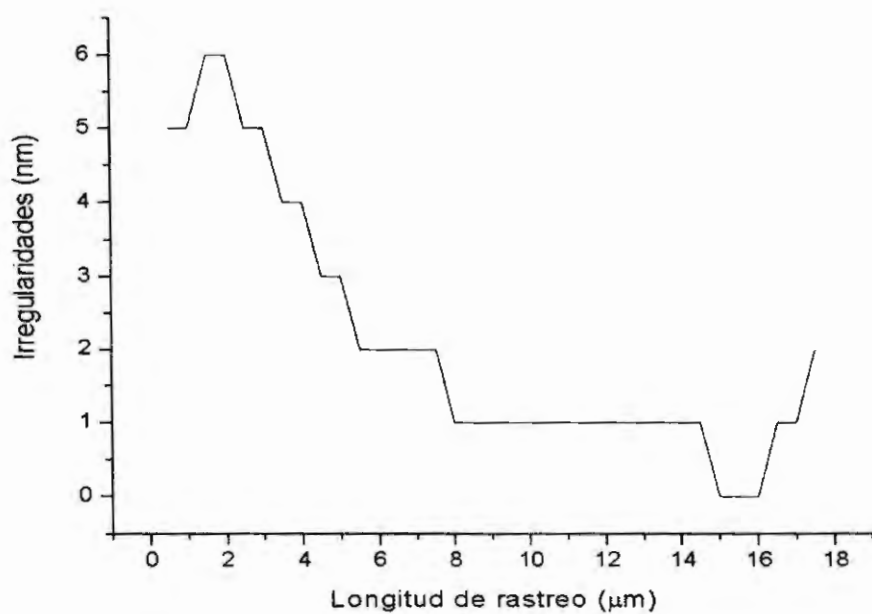


Fig. 4.11. Perfil de rugosidad medido con el instrumento comercial en una longitud de rastreo de 17 μm.

Conclusiones

En el presente Capítulo se muestra el sistema de medición y los resultados experimentales obtenidos de la medición de rugosidad. Se realizó una comparación con las mediciones realizadas sobre la misma muestra con un instrumento comercial calibrado y se observa que el resultado de ambos sistemas esta en el mismo orden, aunque se tiene la desventaja de no poder comparar punto a punto ya que la medición no se puede realizar exactamente sobre los mismo puntos en los dos sistemas dado que las longitudes de rastreo son demasiado pequeñas.

CAPÍTULO 5

Implementación del instrumento para la medición de fase

5.1 Introducción

Este Capítulo muestra los resultados obtenidos al implementar el instrumento propuesto para la medición de objetos de fase mostrado esquemáticamente en la Fig. 5.1. En este caso solo es necesario realizar un pequeño cambio en el arreglo óptico del sistema de medición de rugosidad superficial Fig. 2.3, de tal manera que el láser incida sobre el objeto. De esta manera la modulación en fase se realiza por transmitancia y no por reflectancia como en el caso anterior. Este láser se hace incidir sobre el objeto para detectar sus variaciones, al atravesar el objeto el haz láser se modula en fase en una proporción correspondiente al grosor del objeto o bien al cambio de índice de refracción. Como se comentó en los capítulos anteriores el ancho de la cintura del haz está relacionado con la resolución del sistema. En el caso de objetos de fase nos interesa medir elementos difractivos, como rejillas de alta frecuencia. Para esto se enfocó el láser para obtener la mínima cintura posible del haz.

5.2 Instrumento para la medición de objetos de fase

Se utilizó el mismo haz láser He-Ne ($\lambda=632.8$ nm) de 3mW de potencia que en el capítulo anterior, para rastrear el objeto y obtener las variaciones de fase correspondientes.

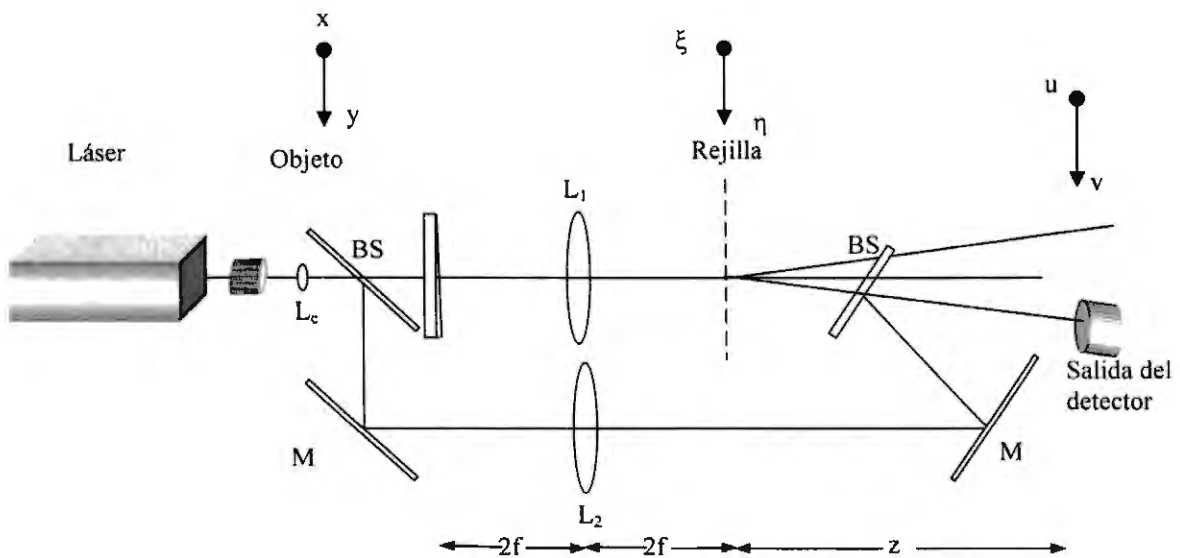


Fig. 5.1 Sistema óptico para la medición de objetos de fase

La lente L_1 es un doblete acromático con distancia focal $f = 120$ mm . La rejilla que actúa como elemento modulador es una rejilla holográfica de periodo $L = 9.7393 \times 10^{-6}$ m [Martínez 1998]. Esta se hizo oscilar por medio de un PZT para modular en frecuencia a la señal que contiene la información de fase. De manera similar a como se modula en AM o FM [Hioki 2000]. La frecuencia de modulación es de 150 Hz y se selecciono este valor debido a que la señal medida en el detector presenta amplitud máxima. Esta frecuencia es la

misma que se introdujo al amplificador lock-in para poder amarrar y recuperar la señal en esta frecuencia exacta. Con esto se obtienen dos ventajas muy importantes una de ellas es la amplificación de la señal medida que en nuestro caso es muy débil. La otra es que la señal se aísla del ruido indeseado.

Para este sistema el objeto se movió con el fin de rastrear toda su superficie con un motor de nano-desplazamientos [Melles Griot] a una velocidad $v = 5 \times 10^{-3}$ m/s, esta velocidad es la mínima permitida por el controlador del motor y se escogió de esta manera para tomar el mayor número posible de puntos, ya que para reconstruir la superficie se toman muestras y entre más cercanas estén se reproduce mejor el perfil del objeto.

Como se dijo anteriormente, la señal que contiene las irregularidades esta modulada, por lo que, se requiere un sistema demodulador que ayude a obtener la señal original. Para esto utilizamos un amplificador lock-in, este amplificador se sintoniza con la frecuencia de la oscilación de la rejilla y luego filtra la señal, obteniéndose así las variaciones de fase del objeto bajo prueba.

5.2.1 Medición de una rejilla holográfica

Para comprobar la funcionalidad del sistema propuesto se procedió a medir una rejilla holográfica en la que se tiene una modulación de su índice de refracción. Esta rejilla se grabó en el laboratorio de holografía haciendo interferir dos haces con polarizaciones ortogonales sobre una emulsión de polivinil alcohol sensibilizado con colorante azul de metileno con un grosor de aproximadamente $15 \mu\text{m}$ [Martínez-Ponce, 2002]. En el momento que interfieren los dos haces sobre la emulsión, se registra un patrón de

interferencia de franjas rectas con una variación sinusoidal en el índice de refracción. Se considera que esta modulación no excede la aproximación de la Ec. 3.2

$\exp[i\phi(x, y)] \approx 1 + i\phi(x, y)$, es decir las variaciones en fase son pequeñas. En este caso se considera que el grosor de la emulsión es constante y solo la fase varía debido a la variación del índice de refracción del alcohol polivinílico. El patrón de interferencia grabado sobre la emulsión es de aproximadamente 2mm de diámetro. El periodo de la rejilla que se grabó para este experimento es de $T = 3.974 \pm 0.002 \mu\text{m}$. Este periodo se obtuvo midiendo el ángulo entre los haces difractados e introduciendo este valor a la ecuación de la rejilla,

$$T \text{sen} \theta_m = m \lambda \quad (5.1)$$

donde T es el periodo de la rejilla, θ_m es el ángulo entre los haces difractados, m es el orden de difracción y λ es la longitud de onda del láser usado. Por lo que el periodo de la rejilla está dado por,

$$T = \text{sen}^{-1} \theta_m m \lambda \quad (5.2)$$

Para observar el comportamiento del sistema propuesto, primeramente se simuló la modulación sinusoidal del índice de refracción de la rejilla grabada utilizando Math Cad, luego se introdujo la ecuación de la potencia calculada en el Capítulo 3. Se graficaron ambos resultados en la Fig. 5.2 donde la línea punteada representa la simulación de la modulación del índice de refracción y la línea sólida representa la medición de la potencia calculada. En esta gráfica podemos observar como se esperaba que la potencia calculada corresponde a la magnitud de la modulación de fase en el punto rastreado.

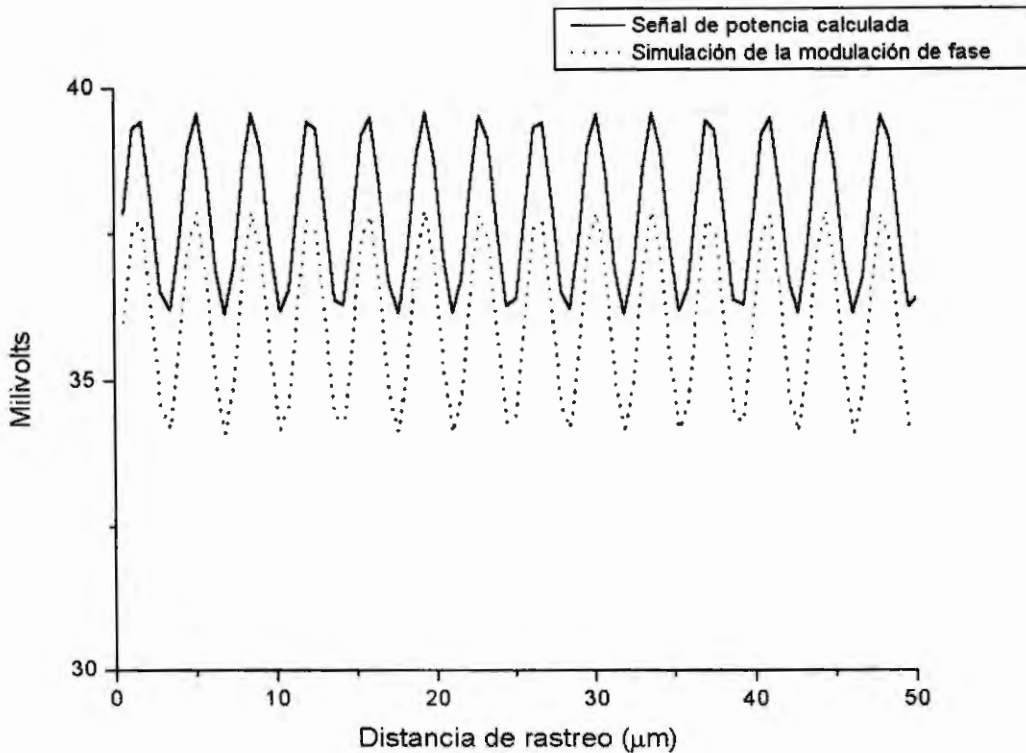


Fig. 5.2 Simulación del perfil de la rejilla sinusoidal y el cálculo de la potencia.

La rejilla de fase fue medida con el sistema mostrado en la Fig. 5.1 se rastreo transversalmente con respecto al eje de la modulación en fase, para detectar el perfil de la variación sinusoidal del índice de refracción. Los resultados experimentales se muestran en la Fig. 5.3.

El periodo de la rejilla se obtuvo experimentalmente midiendo el desplazamiento de la rejilla, luego se obtuvo el número de periodos que aparecen en la medición, con estos datos se calculó el valor del periodo de la rejilla obtenido del experimento dando como resultado el siguiente $T = 3.89 \pm 0.15 \mu m$. Este valor se comparó con el medido usando el ángulo de los ordenes difractados y ambos resultado son del mismo orden de magnitud.

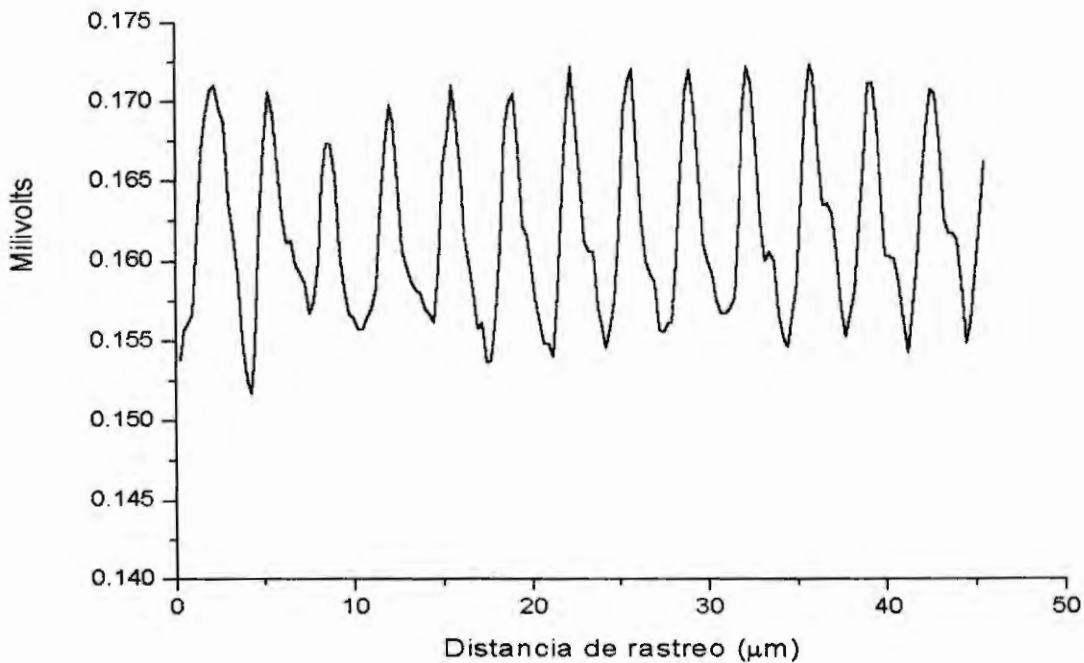


Fig. 5.3 Medición de la rejilla de fase usando el sistema óptico heterodino para la medición de objetos de fase.

Para medir rejillas de alta frecuencia se requiere una punta de prueba muy fina de tal manera que se pueda rastrear la mayor parte de la superficie de la rejilla tomando muestras a intervalos muy cercanos y de esta manera obtener su perfil. En este capítulo se propone un sistema en el que la punta de prueba la constituye un haz láser este se puede enfocar en la rejilla lo cual implica una amplificación en el plano del detector esto permite obtener mayor resolución al colocar una mascara en el plano del detector como se explicó en el capítulo 2. Al tener mayor resolución podemos discriminar mejor entre las crestas y valles del relieve en fase de la rejilla y reconstruir así el perfil basándose en las mediciones tomadas. Con nuestro instrumento es posible obtener ese incremento de resolución y así medir rejillas de alta frecuencia.

5.2.2 Medición de Cuñas

En esta sección se analizan los resultados de las mediciones hechas en objetos donde el índice de refracción es constante y solo varía el grosor, esta variación es conocida dado que se tiene una pendiente ascendente y por lo tanto el incremento en fase es constante.

Para verificar estas ideas se fabricaron en el Taller óptico dos cuñas y una placa plano paralela, los tres elementos fueron probados en el laboratorio. La primera cuña tiene un ángulo de 30 minutos y la segunda de 12 minutos de arco. Las cuñas al igual que la placa plano paralela se pulieron en el taller óptico del CIO, de tal manera que todas tienen una calidad de pulido de $\lambda/20$ sobre toda la superficie con diámetro de $2.5 \times 10^{-2} m$.

La primera medición se realizó sobre la cuña de 30', sobre una distancia de rastreo de $17\mu m$. Los resultados se muestran en la Fig. 5.4. En esta gráfica se muestran las variaciones de fase locales en la superficie o en el índice de refracción de la cuña. Debido a que la distancia de rastreo es muy pequeña no hubo un incremento de fase significativo y por lo tanto no hubo envolvimiento de fase. Solamente se obtuvieron las irregularidades de la superficie montadas sobre una envolvente de muy baja frecuencia.

Los resultados obtenidos con esta misma cuña incrementando la distancia de rastreo a 5mm en dos direcciones (de ida y vuelta) se muestran en la Fig. 5.5. En esta figura se pueden observar dos series de 29 ciclos aproximadamente. Estos se presentan debido a que el incremento de fase para una distancia de rastreo de 5mm es muy grande y esto provoca un envolvimiento de fase. El incremento de fase de la placa corresponde al número de ciclos presente en la gráfica, así que para un incremento de fase mayor, se presenta un mayor número de ciclos.

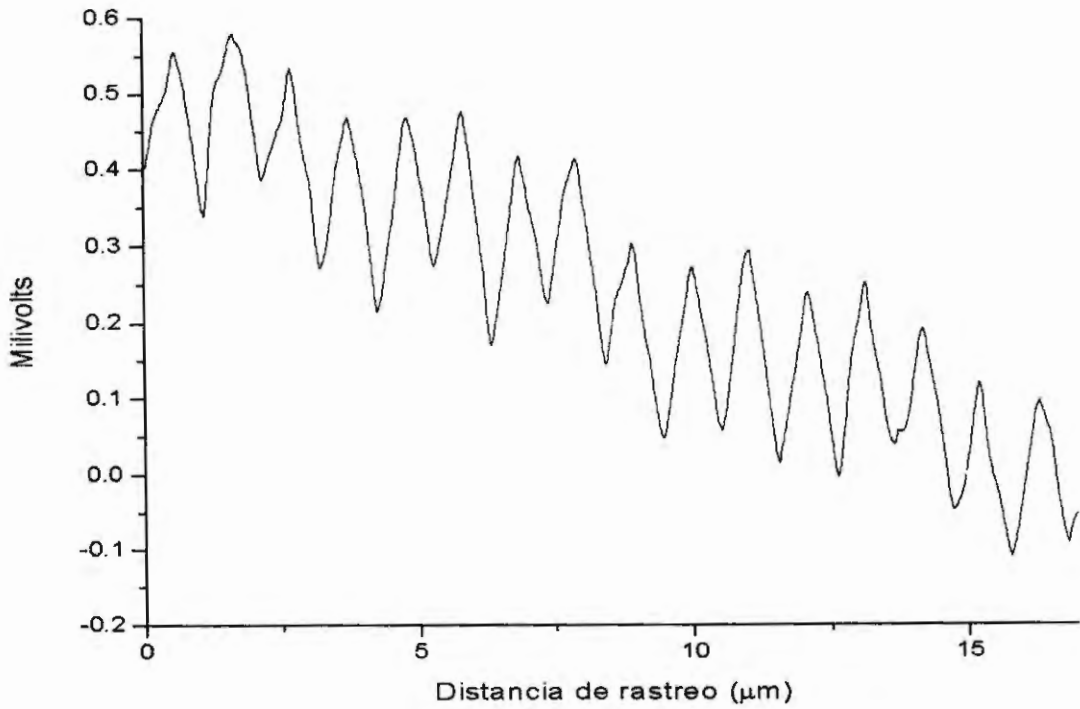


Fig. 5.4 Medición de la cuña de 30' en una distancia de rastreo de 17μm.

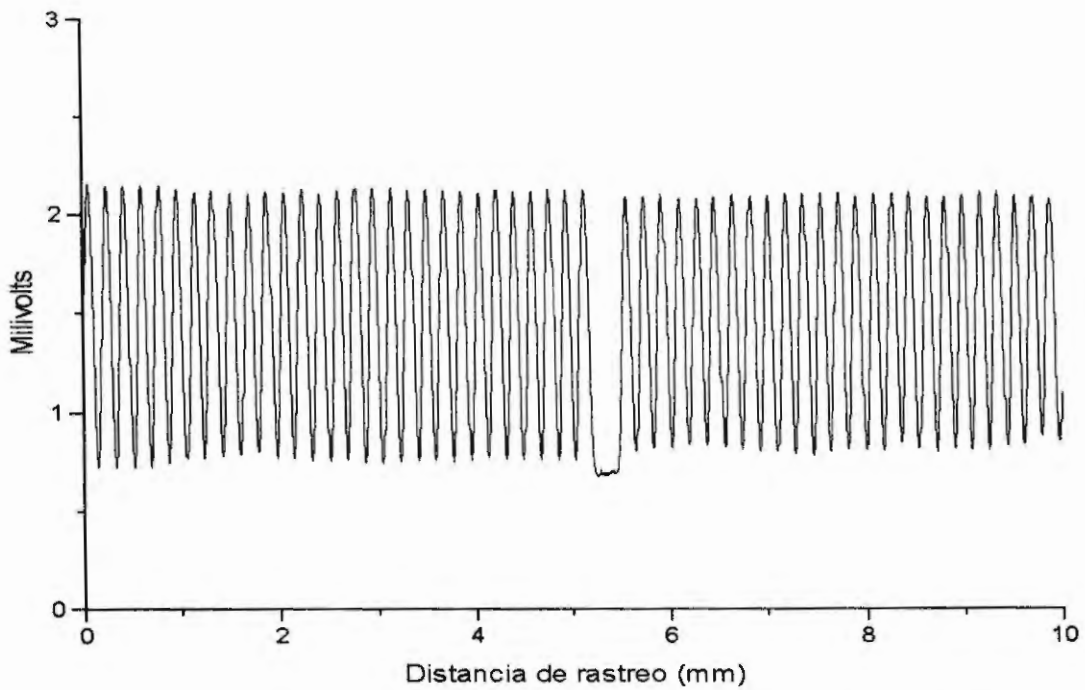


Fig. 5.5 Medición de la cuña de 30' en una distancia de rastreo de ida y vuelta de 10 mm

La siguiente medición se realizó para la placa con un ángulo de 12 minutos en una distancia de rastreo de ida y vuelta de 10mm, como se muestra en la Fig. 5.6. En esta gráfica observamos 10 ciclos aproximadamente para el viaje de ida y 10 ciclos para el viaje de regreso sobre la distancia de rastreo. Como se puede observar existe un decremento significativo en el número de ciclos lo cual nos indica que existe una variación de fase menor al de la placa anterior en la misma distancia de rastreo. Además de la diferencia en el número de ciclos de ambas mediciones podemos concluir que existe una relación entre el número de ciclos y el ángulo de las cuñas. En general para cualquier cuña podemos obtener el ángulo entre sus caras con nuestro sistema de medición de fase.

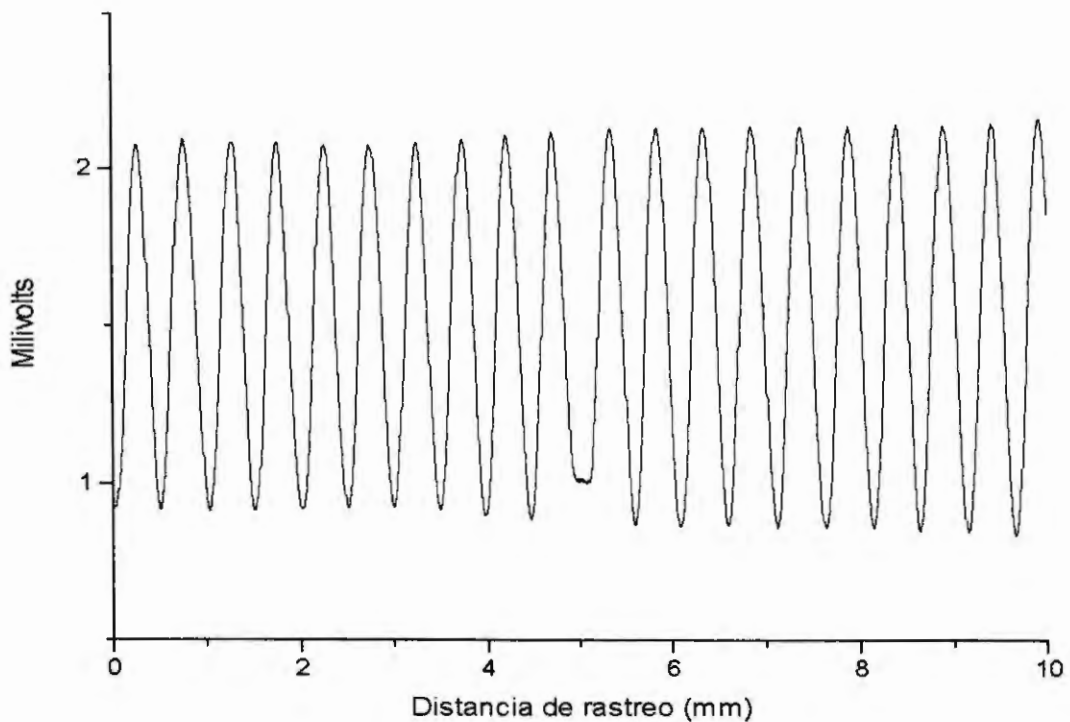


Fig. 5.6. Medición de la cuña de 12' en una distancia de rastreo de ida y vuelta de 10 mm

5.3 Demostración de la dependencia del incremento de fase con la frecuencia de la señal medida

Para encontrar el ángulo de las cuñas en función del número de ciclos medidos, calculamos primeramente el cambio de fase introducido por una cuña, Fig. 5.7.

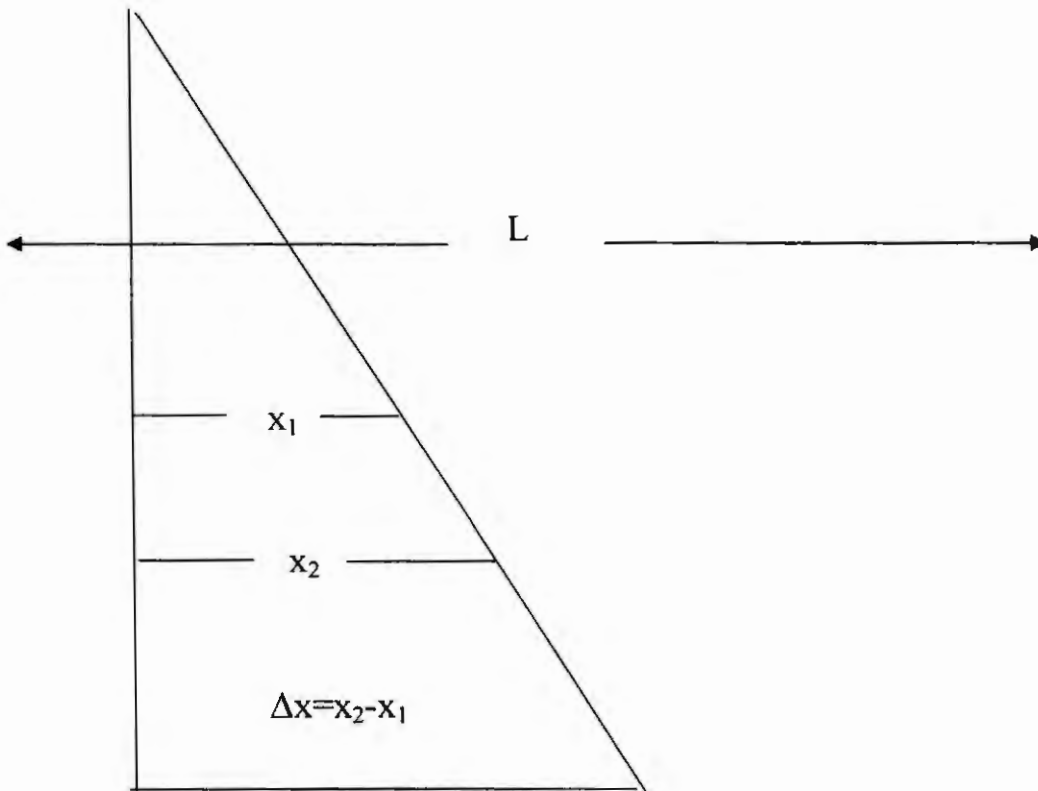


Fig. 5.7. Diagrama para calcular el incremento de fase producido por una cuña

Para calcularlo, consideramos que el haz recorre una distancia L , la cual se ve afectada por un incremento de fase en el caso de x_1 y que es diferente para el caso x_2 , sin embargo lo

que nos interesa es el incremento ya que para $\Delta x = x_2 - x_1$ corresponde una distancia de rastreo y que en este caso corresponde a 5mm, entonces la diferencia de camino óptico entre el haz que atraviesa x_1 y el haz que atraviesa por x_2 se ve afectada por la fase que se introduce con la geometría de la cuña el cual está dado por

$$OPD = k(n - 1)(x_2 - x_1) = 2\pi \quad (5.3)$$

Entonces, como $k = 2\pi / \lambda$

$$\Delta x = x_2 - x_1 = \frac{\lambda}{(n - 1)}, \quad (5.4)$$

donde Δx es el incremento en la trayectoria del haz y n es el índice de refracción de la cuña que en los tres casos es el correspondiente al vidrio BK-7. Entonces, tomando como los catetos de un triángulo rectángulo la distancia de rastreo y el incremento Δx , calculamos el ángulo de la cuña. Como se puede observar esta en función del número de ciclos presentes en la medición dentro de la distancia de rastreo. El resultado de este cálculo para la cuña de 30' es 0.4205°, que corresponde a 25' y para el caso de la cuña de 12' el ángulo obtenido con nuestro método es de 8'. Estos resultados son del mismo orden de magnitud que los valores obtenidos midiendo directamente los catetos de la cuña, y las variaciones presentes en los valores del ángulo se deben principalmente a que siempre tendremos errores en la medición, además, se observó que la cuña no era perfecta ya que el incremento de fase es un tanto irregular lo que nos conlleva a pensar que nuestro sistema salvo ajustes en las

mediciones es lo suficientemente confiable como para decir que puede medir objetos con variaciones de fase grandes.

Finalmente y para comprobar la eficiencia de nuestro sistema se midió la placa plano paralela, los resultados se muestran en la Fig. 5.8.

En esta gráfica podemos apreciar que no existe involucrimiento de fase, ya que no hay ningún ciclo presente como en los casos de las cuñas. Esto se debe principalmente a que el incremento de fase introducido por esta placa no excede la aproximación de la Ec. 3.2. Por lo tanto, la gráfica muestra solamente las irregularidades de fase en la placa objeto.

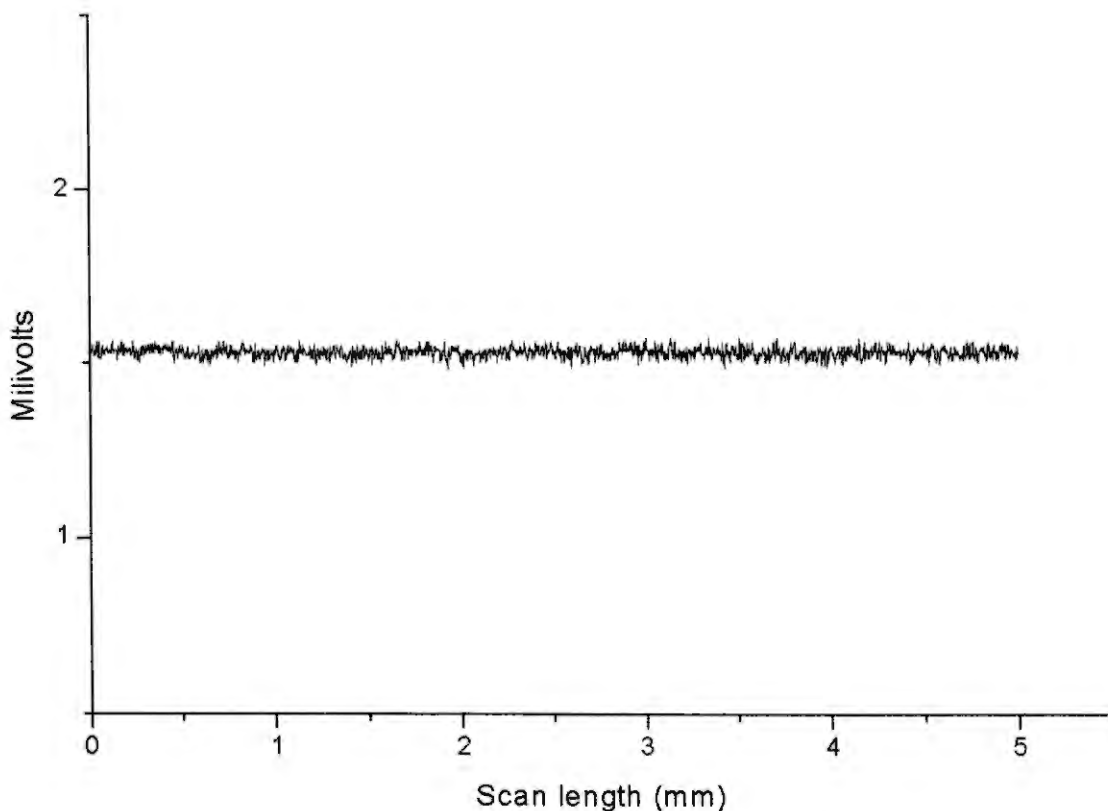


Fig. 5.8. Medición de la placa plano paralela en una distancia de rastreo de 5mm.

5.4 Medición de un objeto con fase aleatoria

En esta sección medimos objetos con variaciones de fase aleatorias; en este caso consideramos que el índice de refracción n permanece constante y el grosor h varía de manera aleatoria a lo largo de la trayectoria de rastreo.

Se simula una superficie aleatoria en la computadora, luego se calcula la ecuación de la potencia punto a punto sobre esa superficie y ambas se grafican para observar su comportamiento. En la Fig. 5.9 podemos observar que las variaciones en potencia corresponden a las variaciones en el relieve de la superficie.

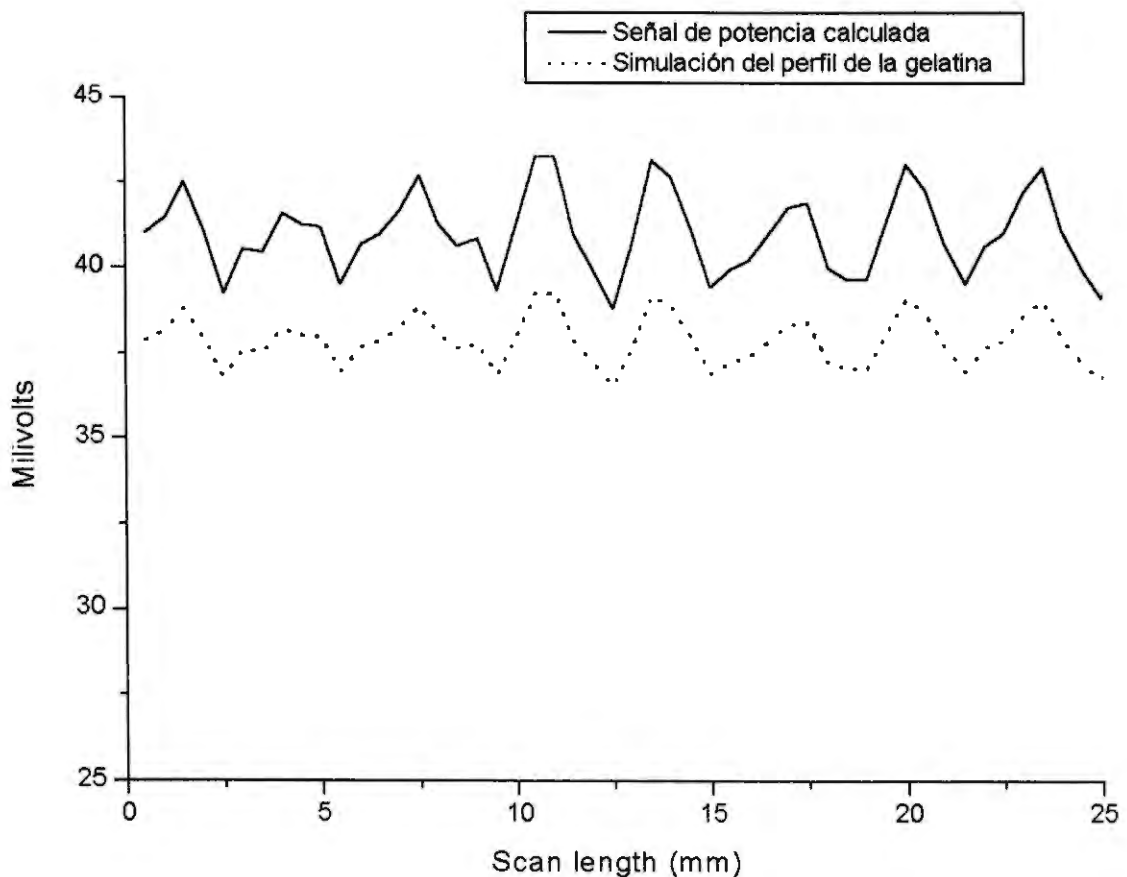


Fig. 5.9 Simulación del perfil de la gelatina.

Para comprobar los resultados experimentalmente se generó en el laboratorio una gota de gelatina, donde su índice de refracción se considera constante y por lo tanto el cambio de fase corresponde a la variación en grosor a lo largo de la línea rastreada. El diámetro de la gelatina es de 7mm aproximadamente y se rastreo en su totalidad en un viaje de ida y vuelta. La medición obtenida se muestra en la Fig. 5.10.

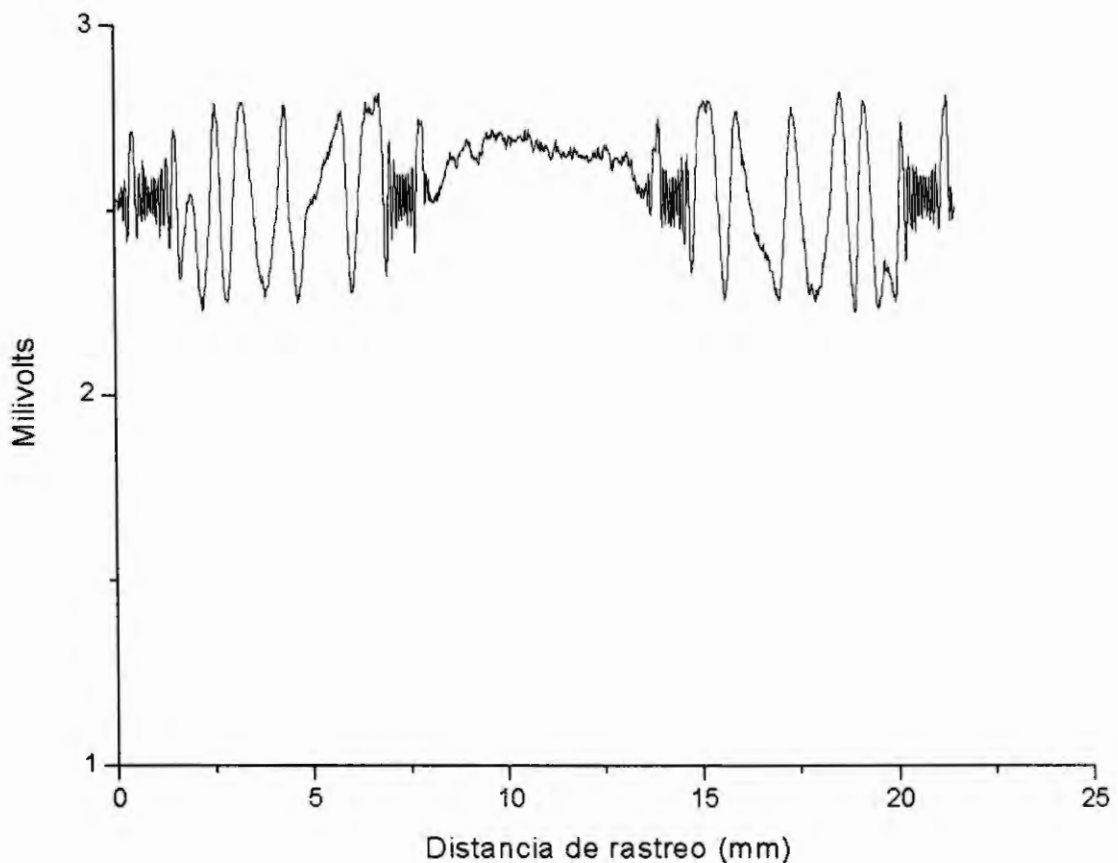


Fig. 5.10 Medición del perfil de la gelatina obtenido con el sistema de medición de fase.

En la gráfica se puede observar que la medición de la gelatina presenta una forma de espejo, es decir, desde el principio de la gráfica hasta su parte central se tiene el mismo

comportamiento que de la parte central a la orilla. En la gráfica las variaciones en el relieve se observan como variaciones de voltaje, pero la fase presenta envolvimiento, debido a que el incremento en el grosor excede la aproximación de la Ec 3.2. Este incremento en el grosor se observa más claramente en las orillas, ya que es donde se acumuló el material al momento de depositar la gota de gelatina. Otro parámetro que se puede observar en esta gráfica es que en el centro no existe modulación; esto se presenta debido a que al tomar datos el lock-in y graficar esta parte, el motor encargado del movimiento del objeto estaba parado, por lo que el láser solo rastreaba rastreando el mismo punto. En las orillas de la gráfica se puede observar un gran número de ciclos que corresponden a la medición hecha sobre el vidrio, donde no hay material depositado. Esta gráfica muestra las diferencias de fase en la gota de gelatina, pero con envolvimiento de fase; por lo tanto, para obtener el perfil exacto de la gota debe aplicarse un algoritmo de desenvolvimiento de fase.

Conclusiones

En este Capítulo se muestran los resultados experimentales obtenidos con el sistema de medición de objetos de fase, para comprobar la funcionalidad del sistema se midieron en el laboratorio diferentes objetos: una rejilla con modulación de fase sinusoidal en donde se encontró que el periodo medido con nuestro sistema corresponde con el periodo de la rejilla con un mínimo de error; una placa plano paralela en la cual se obtuvieron las irregularidades o variaciones de fase; luego se midieron también cuñas con diferentes pendientes y se observó que el incremento de fase en el objeto, provoca un envolvimiento en el resultado medido, por lo tanto se presentó una serie de ciclos sinusoidales que

representan la fase de las cuñas. Por lo tanto, es necesario realizar algunos cálculos sencillos para obtener el incremento de fase Finalmente se midió una superficie con variación de fase aleatoria. Se presentaron las gráficas obtenidas y los métodos de comprobación de cada una de las mediciones.

CAPÍTULO 6

Conclusiones y trabajo a futuro

En este trabajo de tesis se presentan dos sistemas ópticos heterodinos basados en el mismo principio pero con diferentes aplicaciones. Uno de ellos se propone para la medición de rugosidad en el orden de nanómetros. Este sistema surge como modificación a sistema propuesto por Cywiak y Solano [1998] donde se mide rugosidad por métodos heterodinos, pero con la desventaja que la modulación se introduce a través de la vibración del objeto que se está midiendo. En este sistema se realiza la imagen de ese objeto y se coloca en el plano imagen una rejilla oscilatoria con la cual se introduce la modulación en el sistema. Otra ventaja que proporciona nuestro sistema es que al enfocarse el haz en el objeto bajo prueba se obtiene una resolución mayor dada por el diámetro de la cintura del haz en el objeto pero además si consideramos que por el efecto de enfoque en el objeto se tiene amplificación en el plano del detector y si tomamos solo una porción de la señal entonces tenemos un efecto equivalente a la reducción aún mayor del haz láser que se utiliza como punta de prueba (tip óptico). Lo cual nos permite obtener detalles más finos de las irregularidades del objeto.

El segundo sistema presentado es una modificación del primero para medir la fase del objeto pero en este caso no se mide por reflexión sino por transmisión.

Matemáticamente, esto implica, solo una pequeña variación en el factor de fase de las

ecuaciones. El análisis de este sistema se realiza de la misma forma que en el sistema anterior pero ahora para detectar variaciones de fase sobre diferentes elementos tales como rejillas de fase, cuñas y objetos con fase aleatoria. Se muestran los resultados obtenidos experimentalmente de las mediciones realizadas sobre cada uno de los elementos.

De la realización de este trabajo de tesis se obtuvieron dos sistemas muy sencillos e innovadores para la medición de irregularidades muy pequeñas tanto en reflexión como en transmisión, hasta el momento solo se tienen los prototipos en el ámbito experimental y es necesario desarrollarlos de tal manera que puedan ser utilizados fuera del laboratorio en ambientes con fuentes de ruido y movimiento. También es necesario realizar la reducción en el plano de rastreo para llegar a medir elementos de difracción de alta frecuencia. Esta reducción se realiza con mayor facilidad colocando la máscara limitadora sobre el detector, debido a que el patrón franjas de interferencia no varía con respecto al plano de observación, entonces es posible variar el tamaño del patrón de interferencia al desplazar el detector sobre el eje z, esto da como resultado una reducción en el área de rastreo.

REFERENCIAS

- Artigas, R., Pinto, A. and Laguarda, F., "Three-dimensional micrommeasurements on smooth and rough surfaces with a new confocal optical profiler", *Proc. SPIE* **3824**, 93-104 (1999)
- Baltazar, R.**, Solano, C., Cywiak, M., Camacho, A. A., "Incorporación de una señal temporal por medio de una rejilla de difracción en un sistema de medición", XLI Congreso Nacional de Física, San Luis Potosí; Oct. 1998
- Baltazar, R.**, Solano, C., Martínez-Ponce, G., Camacho, A. A., "Optical Heterodyne Profilometer to Scan Irregularities In Reflective Objects", *Opt. Comm.* **204**, 33-43 (2002)
- Bennet, J. M., Mattson, L., *Introduction to Surface Roughness and Scattering*, Optical Society of America, Washington, DC, (1999)
- Bennet, J. M., "Comparison of techniques for measuring the roughness of optical surfaces," *Opt. Eng.* **24**, 380-387 (1985)
- Binnig, G., and Rohrer, H., "Scanning tunneling microscopy," *Helv. Phys. Acta* **55**, 726-735 (1982)
- Binnig, G., Rohrer, H., Gerber, Ch. and Weibel, E., "Surface studies by scanning tunneling microscopy," *Phys. Rev. Lett.* **49**, 57-61 (1982)
- Binnig, G., Quate, Q. F., and Gerber, Ch., "Atomic force microscope," *Phys. Rev. Lett.* **56**, 930-933 (1986)
- Born, M., and Wolf, E., *Principles of Optics*, Pergamon Press, 5th ed, (1976).

Bruning, J. H., et al., "Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses", *Appl. Opt.*, Vol. 13, pp.2963-2703, (1974)

Buseck, E., Cowley, J. and Eyring, L. eds., *High-Resolution Transmission Electron Microscopy*, Oxford University Press, London (1988)

Caber, P. J., "Interferometric Profiler for Rough Surfaces," *Appl. Opt.* **32**, 3438-3441 (1993)

Carre, P., *Metrología*, Vol. 2, No.3, (1966)

Crane, Robert, "Interference phase measurement", *Appl. Opt.*, Vol. 8, No. 3, pp.538-542, March (1969)

Cywiak, M. and Solano, C., "Reference beam system for measuring relative small-surface local irregularities of a reflective object", *Appl. Opt.* **37**, 1135-1139 (1998)

Elson, J. M., Bennet, H. E. and Bennet, J. M., "Scattering from Optical Surfaces," *Opt. Eng.* **7**, 191-244, (1979).

Goldstein, J., Newburg, D. E., Ecklin, P., Fiori, Ch. and Urshin, E., *Scanning Electron Microscopy and X-Ray Micro-analysis*, Plenum Press, New York (1981).

Goodman, J., *Introduction to Fourier Optics*, Mc. Graw Hill, 2nd ed., USA (1996)

Hecht, E., *Optics*, Adison Wesley, 2a ed, Ney York, 1996

Hernández, E., Tesis Doctoral, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., León (2000)

Hioki, W., *Telecommunications*, Prentice Hall, (2001)

Hopp, B., Nogradi, A., Revesz, K., Bor, Z. and Kolozsvari, L., "Surface roughness investigations of excimer-laser-ablated cornea," *Proc. SPIE* **3423**, 441-445 (1998)

Koliopoulos, C. L., "Interferometric Optical Phase Measurement Technique", PhD. Dissertation, Optical Series Center, University of Arizona (1981)

- Malacara, D., Thompson, B. J., *Handbook of Optical Engineering*, Marcel Dekker, New York, 2001.
- Martínez, A., Comunicación personal (1998)
- Martínez-Ponce, G., Solano, C., "Induced and form birefringence y high frequency polarization gratings", *Appl. Opt.*, **40**, 3850-3854 (2001)
- Massie, N. A., "Real-Time Digital Heterodyne Interferometry", *Appl. Opt.*, **19**, No. 1, pp.154-160, 1980
- Massie, N. A., Nelson, R. D. y S. Holly, "High-performance real-time heterodyne interferometry" *Appl. Opt.* 18, 1797-1803 (1979)
- Nikon Inc., Instrument Group, 1300 Walt Whitman Road, Melville, New York 11747; web site: <http://www.nikonusa.com>
- Nomarski, G., "Microinterféromètre différentiel à ondes polarices," *J. Phys. Rad.* **16**, 9S-13S (1955); G. Nomarski and A. R. Weill, "Application à la métallographie des méthodes interférentielles à deux ondes polarisées," *Rev. Metall. (Paris)* **52**, 121-134 (1955)
- Olympus America, Inc., Precision Instrument Division, 2 Corporate Center Drive, Melville, New York 11747-3114; website: <http://www.olympusamerica.com>
- Persson, U., "Roughness measurement by means of the speckle technique in the visible and infrared regions," *Opt. Eng.* **32**, 3327-3332 (1993)
- Reimer, L., *Scanning Electron Microscopy*, 2nd ed., Vol. 45 of *Springer Series in Optical Sciences*, Springer-Verlag, New York (1985)
- Reimer, L., *Transmission Electron Microscopy*, 2nd ed., Vol. 36 of *Springer Series in Optical Sciences*, Springer-Verlag, New York (1988)
- Rugar D. and Hansma, P., "Atomic force microscopy," *Physics Today* **43**(10), 23-30 (1990)

Shagam, R. N. y Wyant, J. C., "Optical frequency shifter for heterodyne interferometers using multiple rotating polarization retarders," *Appl. Opt.* 17, 3034-3035 (1978)

Sommargreen, G. E., "Optical heterodyne profilometry," *Appl. Opt.* 20, 610-618 (1981).

Sommargren, G. E., "Up/down frequency shifter for optical heterodyne interferometer", *JOSA*, Vol. 65, No. 8, pp. 960-961, 1975

Stahl, H. P., "Review of Phase-Measuring Intrferometry", *Proc. SPIE*, **1332**, pp. 704-719 (1990)

Stansberg, C. T., "Surface roughness measurements by means of polychromatic speckle patterns," *Appl. Opt.* **18**, 4051-4060 (1979)

Stevenson, W. H., "Optical Frequency Shifting by Means of a Rotating Grating", *Appl. Opt.*, **9**, pp.649-652 (1970)

Suzuki, T. and Hioki, R., "Translation of light frequency by a moving grating," *J. Opt. Soc. Amer.* **57**, 1551 (1967)

Wei, S., Siak-Piang, L. and Kim, L., "Surface roughness classification using pattern recognition theory," *Opt. Eng.* **34**, 1756-176 (1995)

Wyant, J. C., "Use of an AC Heterodyne Lateral Shear Interferometer with Real-Time Wavefront correction Systems", *Appl. Opt.*, **14**, pp. 2622-2626 (1975)

Zeiss, Carl, Inc., Microscope Division, One Zeiss Drive, Thornwood, New York 10594; website: <http://www.zeis.com>