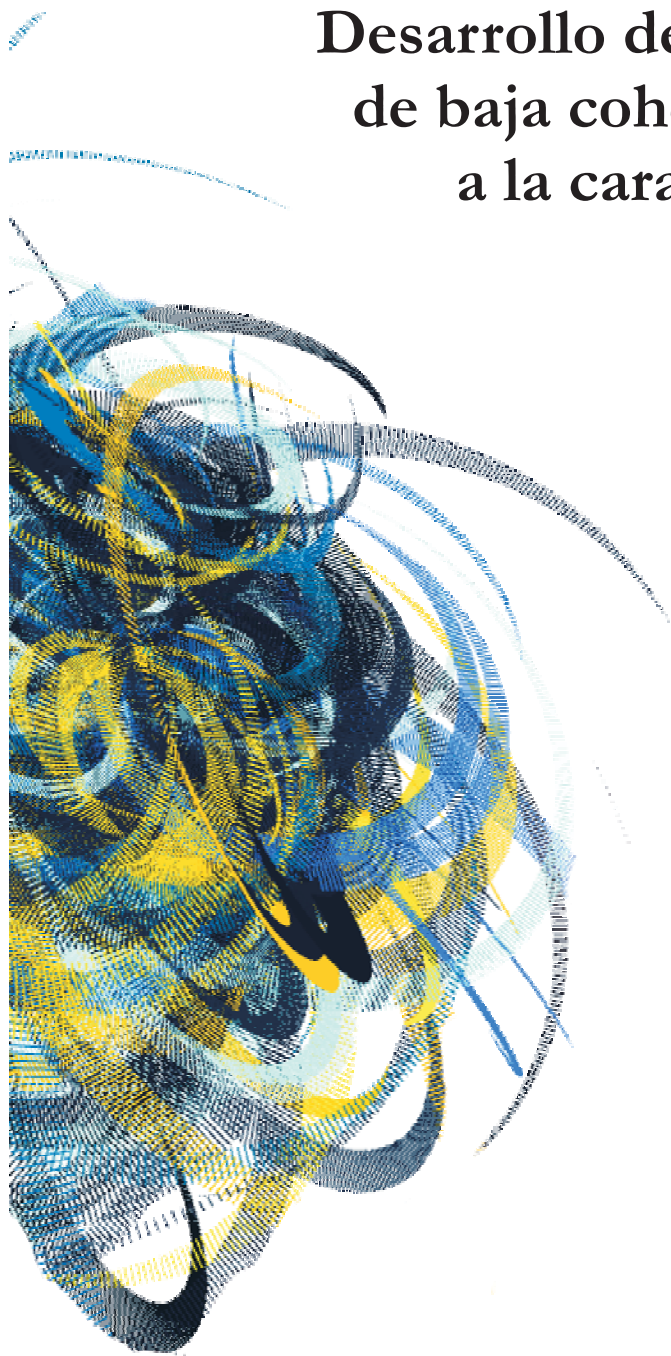




Desarrollo de la interferometría óptica de baja coherencia para la aplicación a la caracterización de materiales



Nombre de la carrera: Doctorado en Ingeniería

Mención: Ensayos Estructurales

Director: Jorge R. Torga

Tesista: Eneas N. Morel

A los que no se van a dormir...
... sin tener algo en que soñar.



Imagen de la escultura "El Soñador", Grupo Escombros, 2005.

2-2.		
2-3.	Interferencia.	2-2
	2-2-1 Generalización del cálculo de la interferencia para n modos.	2-3
	2-2-2 Tiempo de coherencia, visibilidad e interferencia de banda ancha.	2-8
2-3	Sistema de adquisición.	2-13
2-4	Detección del camino óptico.	2-16
2-5	Relación entre λ y k.	2-19
2-6	Foco y parámetro confocal.	2-20
2-7	Rango dinámico y resolución.	2-22
2-8	Referencias.	2-24

Capítulo III.

Señales de interferencia y procesamiento

3-1	Introducción.	3-1
3-2	Señales en la adquisición de imagen.	3-1
	3-2-1 Efecto de Ventaneo.	3-3
	3-2-2 Efecto producido por el ancho de los píxeles.	3-6
	3-2-3 Efecto de difracción.	3-9
	3-2-4 Expresión general.	3-11
	3-2-5 Espectro Gaussiano.	3-11
3-3	Procesamiento y acondicionamiento de la señal.	3-16
3-4	Relación señal-ruido.	3-22
3-5	Referencias.	3-25

Capítulo IV.

Mediciones con Baja Coherencia

4-1.	Introducción.	4-1
4-2.	La Fuente de Luz.	4-1

4-3.	
4-4. El Interferómetro.	4-4
4-5. Calibración.	4-5
4-6. Mediciones topográficas.	4-8
4-5-1 Topografía de tubo roscado	4-9
4-5-2 Una rosca distinta.	4-12
4-5-3 Información complementaria.	4-14
4-5-4 Medición de un patrón.	4-15
4-5-5 Perfil de una ojiva de fundición.	4-17
4-7. Tomografía óptica.	4-19
4-6-1 Estudio de lubricante.	4-20
4-8. Medidas dinámicas.	4-23
4-7-1 Preparación de la muestra y montaje.	4-24
4-7-1 Comprobación Experimental.	4-25
4-9. Conclusiones.	4-30
4-10. Referencias.	4-32

Capítulo V.

Una Nueva Esperanza

5-1 Introducción.	5-1
5-2 Interferómetro.	5-1
5-3 La alineación.	5-3
5-4 Muestras semitransparentes.	5-6
5-5 Mediciones de muestras opacas.	5-9
5-5-1 Medición del espesor en un punto.	5-12
5-5-2 Medición del espesor con barrido.	5-14
5-5-3 Perfilometría de un escalón y medición del espesor.	5-16
5-5-4 Perfilometría de un escalón y medición del espesor en movimiento continuo.	5-18
5-5-5 Medición del espesor y de	
5-5-6 terminación del escalón en	

única medida.	5-19
5-6 Conclusiones.	5-20
5-7 Referencias.	5-21

Capítulo VI.

Conclusiones y desarrollo futuro

6-1 Introducción.	6-1
-------------------	-----

Eneas N. Morel

6-2 Conclusiones.	6-1
6-3 Desarrollo futuro.	6-2

Anexos.

Anexo Capitulo II.	A-1
Anexo Capítulo III.	A-5
Anexo Capítulo IV.	A-13
Anexo Capitulo V.	A-14
Anexo B: Producción científica.	A-28

Agradecimientos.

En este apartado doy mi agradecimiento, a las personas que durante el tiempo que duro mi trabajo de tesis, estuvieron involucradas en el proceso científico, a los que no lo estuvieron pero si me dieron su apoyo y afecto, y a los que quiero.

- A Jorge por su generosidad al brindarme la oportunidad de recurrir a su capacidad y experiencia científica en un marco de confianza, afecto y amistad, fundamentales para la concreción de este trabajo. Por permitirme equivocarme y ser el guía a las buenas ideas. Por incentivar a ser mejor.
- A Vicente Lescano por su apoyo, amistad y sabiduría.
- A Federico su compañerismo y solidaridad en mis primeros días.
- A Mama y Papa, por todo!!!
- A Sol, Pame y Celes, por bancar a su hermano.
- A Pame es doble porque ayudo en el diseño el logo del laboratorio, y la portada de la tesis.
- A Gonzalo, Hernán, Nahuel, Tomas, Franco y Andres, en quienes encontré no solo buenos compañeros de trabajo sin buenos amigos.
- A Néstor, Myriam y Alberto, quienes me permitieron entrar en este maravilloso universo de la ciencia.
- A mis amigos, a todos, quienes me dieron su apoyo y consejo a la hora de migrar de La Plata.
- A los directivos de la UTN-FRD, por propiciar y fomentar la investigación.
- A Cecilia y su familia.
- A Mónica y Leandro.
- A Yani por estar siempre.
- A mis abuelos, que les abría encantado tener un nieto doctor, je!
- A Pablo Paupy por su amistad.

Resumen.

En esta tesis se presenta la técnica de interferometría de baja coherencia, como un método para caracterizar superficies y espesores tanto en materiales opacos como semitransparentes. La técnica permite medir con precisión en el orden del micrómetro y con rango dinámico en el orden del centímetro.

El trabajo se orientó a la caracterización de materiales por medio de topografía y tomografía óptica, para aplicaciones industriales, particularmente en la determinación de parámetros de forma, perfilometría de superficie y medición de espesores, entre otras.

Se presenta un estudio detallado del proceso de detección y adquisición y los efectos sobre la señal de interferencia.

Se muestran los resultados obtenidos con los sistemas experimentales utilizados, sobre muestras metálicas, películas de grasas, polímeros y films de vidrio.

Se propone un nuevo esquema interferométrico capaz de realizar las mediciones de espesores en muestras opacas y semitransparentes sin la necesidad de conocer el índice de refracción. Por medio de este esquema también se pueden determinar las topografías de ambas caras de una muestra.

Abstract.

In this thesis, the technique of low coherence interferometry as a method for measuring surfaces and thicknesses of high precision in opaque and semitransparent materials is introduced.

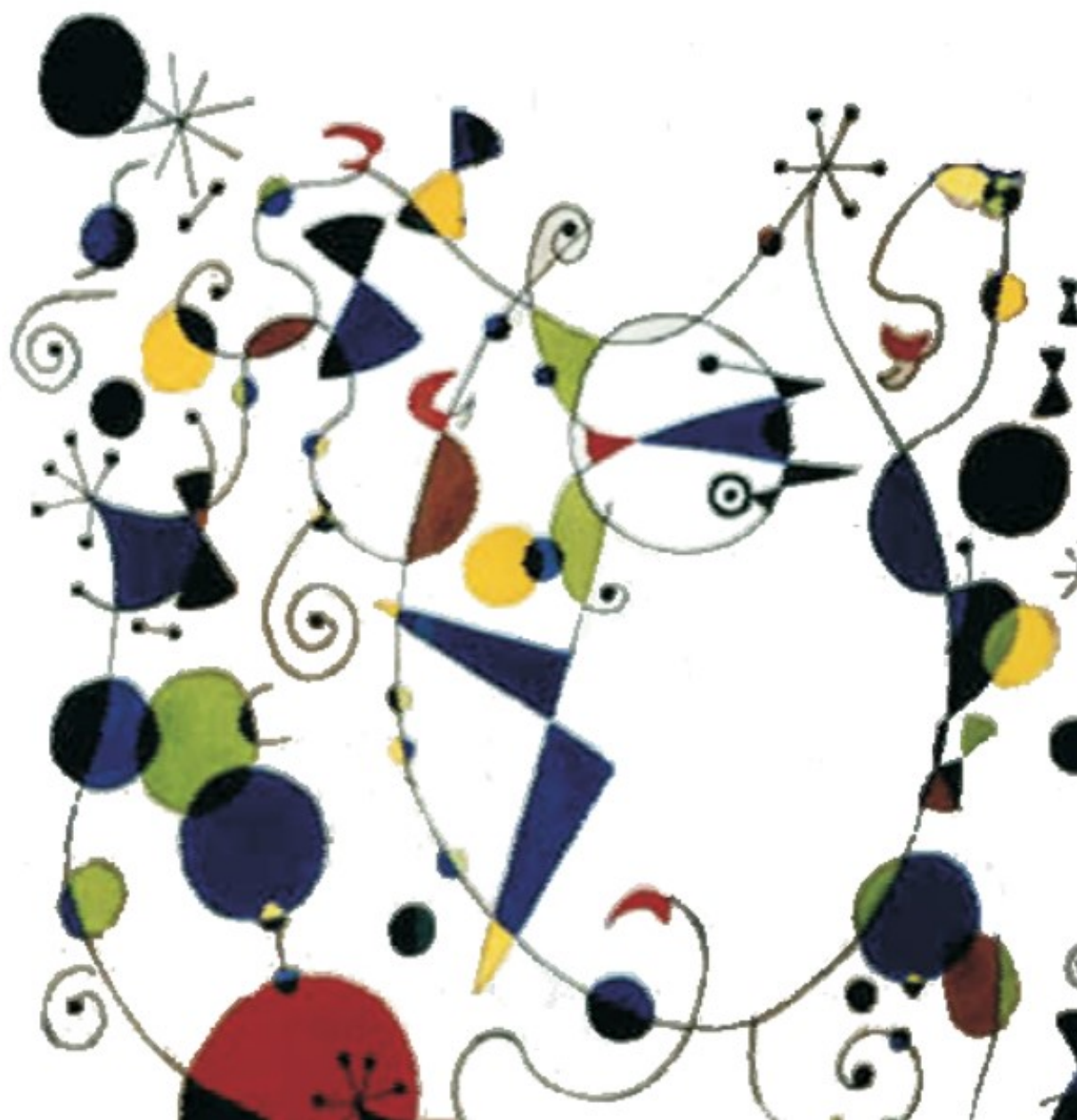
The importance of measuring the refractive index for the wavelength of the light source used in determining the thickness of semi-transparent materials is detailed.

A complete study of the signals involved in the process of interference signals acquisition and the interference effects caused by them in the ideal signal is presented.

Finally a new scheme capable of performing interferometric thickness measurements in semi-transparent samples without needing to know the refractive index is presented. Topographies of both sides of an opaque sample can also be determined while determining its thickness through this scheme.

Capitulo I

Estado del arte



1.1 Introducción

El desarrollo de las tecnologías ópticas aparece hoy en día en muchos aspectos de la vida diaria, en las comunicaciones, en la medicina, en la generación energética y en la industria en procesos de control de calidad y en procesos de fabricación. Áreas donde han tenido un gran impacto no solo desde el punto de vista tecnológico si no también en el económico. Su uso es muy variado y va desde elementos simples como contadores ópticos, sensores de secado, lectores de códigos de barras y medidores de sombra, hasta sistemas más sofisticados como nuevas microscopías, sistemas de procesamiento de imágenes e inspección o sistemas láser de corte, entre otros. En algunos casos su uso es fundamental, un ejemplo de esto es la industria de los semiconductores, en donde la evolución de los circuitos integrados está dada en parte por el avance de la litografía óptica.

Hasta el momento, exceptuando ciertas aplicaciones, las tecnologías de la luz siguen ocupando un papel clave en el control de calidad y en menor medida sobre el proceso de producción. En este trabajo nos enfocaremos en la aplicación de estas tecnologías al área de los ensayos no destructivos y sistemas aptos para medición en línea de fabricación. En el ámbito industrial, existe una creciente demanda en este tipo de ensayos y su aplicación en distintos procesos, en la búsqueda de una mejora en los métodos de caracterización y diagnóstico de fallas. Incluso en industrias ya establecidas o con gran experiencia en sus procesos, como la del acero y sus derivados, las autopartista, la matricera y fabricación de piezas especiales donde muchos procesos de control no pueden realizarse todavía en línea, con las complicaciones que ello conlleva.

El problema que se aborda en este trabajo es el de desarrollar por medio de la interferometría de baja coherencia nuevas técnicas para atacar n cierto tipo de aplicaciones dentro de la variedad descrita anteriormente, como topografías y tomografías de materiales.

En general en las necesidades detectadas en distintos casos y situaciones estas tienden a enfocarse en garantizar que el producto producido cumpla con las especificaciones del usuario y/o el fabricante. Las técnicas tradicionales utilizan distintos dispositivos para este tipo de mediciones entre los más comunes podemos mencionar: palpadores, perfilómetros (ópticos y mecánicos), microscopios, calibres, micrómetros, rugosímetros,

entre otros. En muchas situaciones estos métodos no pueden ser empelados en sistemas en línea.

La técnica interferométrica propuesta combina varias características que permiten resolver estos inconvenientes: es no-destructiva, no daña ni modifica la pieza de ensayo, es sin contacto y se puede configurar en sistemas de alta tasa de muestreo.

Este trabajo se centra en la denominada interferometría de baja coherencia en el espacio de Fourier y su desarrollo en aplicaciones donde es necesario tener resolución espacial en el orden del micrón y rango dinámico en el orden del centímetro.

A continuación, se realizará una descripción de las técnicas utilizadas en la caracterización topográfica y tomográfica de materiales, describiendo los principios de funcionamiento, rango dinámico, resolución y versatilidad.

1-2 Perfilometría de contacto.

El principio de funcionamiento del perfilómetro de contacto está basado en una punta palpadora (normalmente de diamante), que se desplaza por la superficie a medir manteniendo la velocidad relativa constante. En algunos sistemas se desplaza la superficie a medir, en otros la punta del palpador, esto depende en general del tipo de aplicación. En algunos casos, se le aplica una carga al palpador que asegura que la punta no pierda el contacto con la superficie muestra.

Los movimientos de la punta se transforman en una señal eléctrica que luego de ser procesada se visualiza como un perfil de la superficie medida. Una descripción detallada se puede encontrar en [1 y 2]. En la figura 1-1, se muestra un equipo comercial típico. Las propiedades de un equipo palpador estándar son: una punta palpadora a 90° montada en un sistema x-y-z, los radio de la punta son variables y usualmente van entre 2 a 10 μm . La resolución en el eje del palpador típica es entre 0.5 y 3.5 μm , la resolución lateral está dada por el sistema de posicionamiento y en general es alrededor de 1 a 3.5 μm , la fuerza de medición oscila entre 0.1 a 8 mN, la velocidad de barrido entre .5 a 1 mm/seg y las longitudes típicas de los perfiles obtenidos van desde el cm hasta el metro.



Figura 1- 1. Palpador comercial Mitutoyo “Contracer CV-1000”.

Las principales ventajas de esta técnica de medición radican en el gran rango dinámico de medida y la vasta experiencia acumulada tanto en su utilización como en su fabricación. Están disponibles las normativas [ISO 11562,1996; ISO 4288, 1996].

El método tiene una serie de desventajas muy críticas en ciertas aplicaciones, en primera instancia la geometría de la punta palpadora puede influir en el resultado de las mediciones, en determinadas piezas es imposible utilizar el sistema sin proceder a la destrucción total o parcial de la muestra, un ejemplo se puede ver en la figura 1-2.

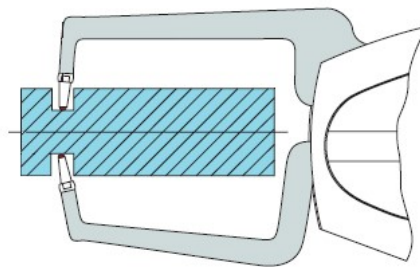


Figura 1- 2. Gráfico que muestra como la punta no puede acceder a medir los vértices del valle por la forma de la punta palpadora.

La presión ejercida por el palpador produce una deformación plástica sobre la superficie de la muestra que puede introducir errores en la medición. En ciertos materiales la punta raya la superficie a ensayar, modificando las características superficiales de la muestra.

En los últimos años se ha desarrollado considerablemente una nueva línea de sistemas basados en el mismo principio que permiten medir en tres dimensiones. Son las llamadas maquinas de medir [3], con la capacidad de determinar la posición de un punto en el espacio, dando sus coordenadas cartesianas por los valores relativos de los tres ejes x, y, z que posicionan la punta de referencia. Usando una series de puntos medidos de esta manera es posible construir la forma del elemento muestra.

La variedad de las maquinas de medir es grande por lo que también es variado su rango dinámico y su precisión. A modo de ejemplo tomamos el modelo LEGEX 322 (Mitutoyo) que posee un rango $x = 300 \text{ mm}$ $y = 200 \text{ mm}$ $z = 200 \text{ mm}$ con una resolución por eje determinada por $(0,8 + 2 L/1000) \mu\text{m}$, donde L es la longitud en milímetros recorrida por el eje.

1-3 Técnicas ópticas para caracterización de superficies.

Actualmente existen una gran variedad de técnicas ópticas para obtener la topografía y tomografía de una muestra. En la figura 1-3 se muestran algunos de los métodos ópticos más utilizados en función de la resolución deseada. Describimos brevemente [4] algunos de ellos cuya aplicación varía de acuerdo a la resolución y rango dinámico requerido y las características de la muestra.

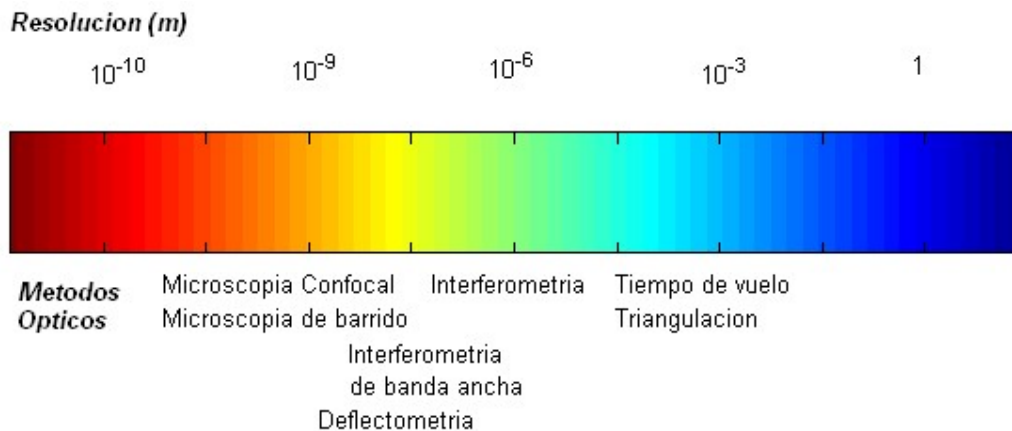


Figura 1- 3. Algunos de los métodos ópticos para determinar la topografía de superficies en función de la resolución deseada.

1-3-1 Tiempo de vuelo de la luz.

Este método consiste en medir el tiempo de vuelo de la luz procedente de una fuente de radiación, pulsada o modulada, generalmente un láser [5, 6 y 7]. La técnica mas aplicada consiste en medir la diferencia temporal entre dos pulsos de luz: uno procedente de la reflexión sobre la superficie a caracterizar (pulso objeto) y el otro de referencia. La diferencia temporal entre los dos pulsos se relaciona con la distancia recorrida lo que permite obtener dimensiones de la muestra. En general es utilizada en aplicaciones donde se requiere grandes distancias (en el orden del metro o mayores). La resolución típica que se consigue con este método es del orden de 1 mm.

1-3-2 Triangulación.

El sistema de triangulación utiliza el análisis de la posición de la imagen de un punto iluminado sobre la superficie de la muestra para obtener un valor de distancia [8, 9, 10 y 11]. La idea base es enfocar un haz láser en un punto de la superficie de interés, parte de la luz reflejada forma una imagen de ese punto en el detector del equipo. Del análisis de la posición de esta imagen se obtiene la distancia a la que se encuentra el punto muestra.

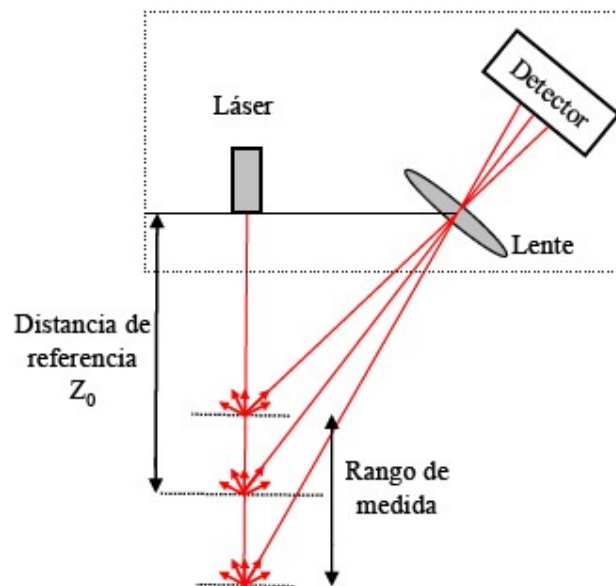


Figura 1- 4. Esquema de la técnica de triangulación.

El sistema consiste en una fuente de luz láser (habitualmente un diodo láser), un sistema de lentes y un detector como se muestra en la figura 1-4. Los sistemas actuales utilizan un detector PSD (*Position Sensor Device*) o una cámara CCD (del inglés, *Charge Coupled Device*).

El PSD, también conocido como fotodiodo de efecto lateral, es un detector que genera una señal que indica la posición del haz de luz sobre el sensor. Su principal ventaja es la velocidad de lectura y su mayor inconveniente es que no forma una imagen del patrón recibido. Por otro lado, los detectores CCD permiten formar una imagen y mejorar la resolución espacial del sistema a costa de una disminución en la velocidad de detección. El dispositivo formado por el láser, lente y detector se sitúa próximo a una distancia de referencia Z_0 de la muestra a caracterizar. A partir de la medida de la imagen del punto iluminado sobre la muestra, se determina la variación de altura, respecto al valor de referencia Z_0 , mediante la siguiente expresión:

$$\Delta Z = \frac{\Delta w Z_0^2}{B}$$

Ecuación 1- 1

Donde B es la distancia entre el láser y la lente como se representa en la figura 1-4 y $\Delta\omega$ es la variación angular. Existen una variedad de sistemas comerciales aptos para distintas aplicaciones, los valores típicos de rango dinámico se encuentran en el orden del centímetro o milímetro y pueden llegar a medir con resoluciones en el orden del micrón o menor.

1-3-3 Sistema confocal

Otra de las técnicas habituales para la caracterización de superficies es la que utiliza el principio confocal, donde se utiliza una combinación de una fuente de iluminación más un pequeño orificio buscando obtener una fuente de luz “puntual” [12].

Un esquema típico es el del microscopio que se representa en la figura 1-5. El haz de luz que llega al detector, después de incidir sobre la muestra, es solo proveniente del plano focal. Esto hace que se consiga la localización espacial de la zona muestreada [13]. En estos sistemas es posible obtener planos sucesivos de la muestra, que permiten reconstruir la imagen en tres dimensiones [14]. Una variante de esta técnica consiste en

la iluminación simultánea de una superficie con múltiples orificios. Actualmente existe una gran variedad de equipos comerciales en distintas configuraciones y posibilidades a modo de ejemplo se puede consultar [55].

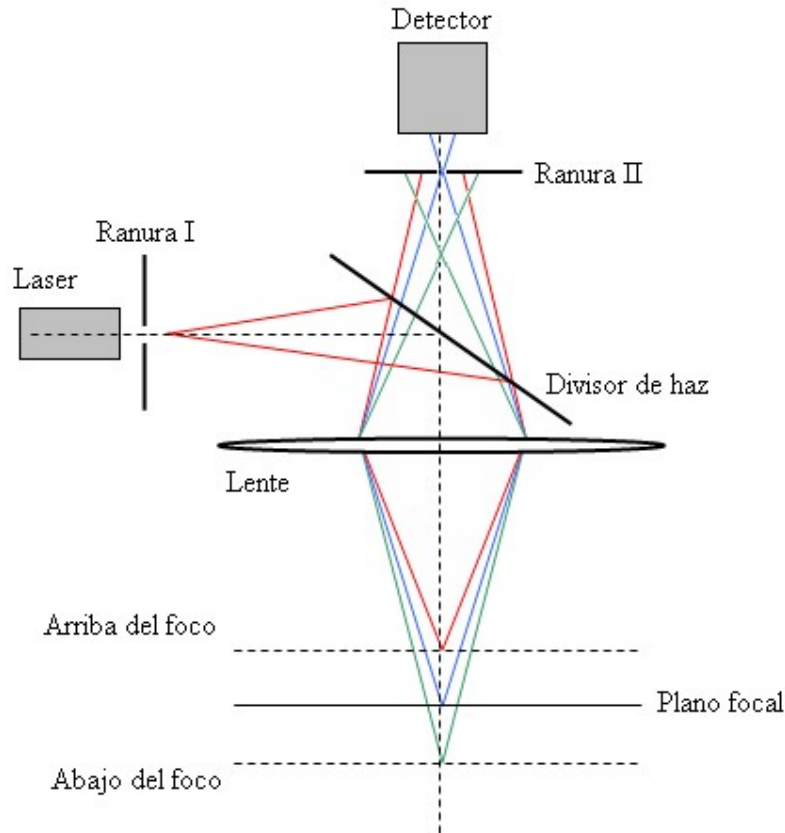


Figura 1- 5. Esquema de un microscopio confocal.

1-3-4 Microscopía de barrido.

En los microscopios de sonda de barrido se utiliza una punta que muestrea la superficie a caracterizar a una distancia muy pequeña (pocos ángstroms) proporcionando una imagen de muy alta resolución que puede alcanzar el nivel atómico.

Los dos tipos de microscopías más difundidas con este esquema son el microscopio Túnel de Barrido (STM del inglés *Scanning Tunnelling Microscope*), por el cual se le otorga el premio nobel a Heinrich Rohrer and Gerd Binnig [16] y el microscopio de fuerza atómica (AFM del inglés *Atomic Force Microscope*).

En el STM se aplica una diferencia de potencial entre la punta y la muestra que genera una corriente por efecto túnel. Esta corriente depende de la distancia entre la superficie

y la punta y en este efecto se basa la medición. El instrumento consta de un mecanismo de muestreo y de desplazamiento de la posición punta muestra que permite hacer barridos en forma controlada. En algunos casos este barrido se ajusta automáticamente para mantener constante la corriente por efecto túnel, en otros se deja la posición fija y se registra los cambios de corriente en los distintos puntos de la muestra. De esa manera es posible obtener la topografía de la superficie [17 y 18].

La figura 1-6 muestra un esquema del Microscopio de Fuerza Atómica (AFM). La punta va acoplada a un cantilever sensible al efecto de las fuerzas atómicas entre punta y muestra [19, 20 y 21].

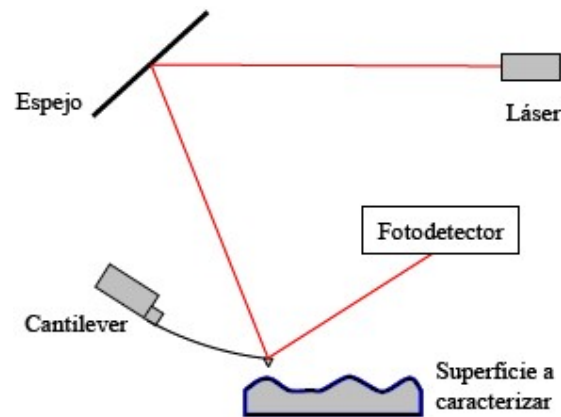


Figura 1- 6. Esquema de un microscopio de fuerza atómica AFM.

Esta fuerza puede ser detectada cuando la punta está muy próxima a la superficie de la muestra midiendo la flexión que sufre el “cantilever”. Para esto se utiliza la reflexión de un haz láser que se hace incidir sobre la punta, como se indica en la figura 1-6. Un sistema auxiliar desplaza la muestra lo que permite obtener la topografía de la superficie. Como el AFM no emplea la corriente de efecto túnel puede ser utilizado para determinar superficies no conductoras como por ejemplo, muestras biológicas.

1-3-5 Deflectometría óptica.

La deflectometría óptica es otra de las técnicas utilizadas para la determinación del perfil de una superficie. Se trata de una técnica basada en la medida de las pendientes de la superficie a caracterizar y el análisis de la reflexión de la luz en distintos puntos de la muestra. El principio fundamental se ve en la figura 1-7 donde se representa (en rojo) el

haz que incide sobre la superficie que se desea caracterizar y el haz reflejado (representado en azul) que incide en una cámara CCD o en un detector de posición. A partir de la medida de la desviación 2α resultante de la interacción con la superficie se obtiene el perfil de la muestra. La resolución lateral es del orden de la dimensión del spot del haz láser utilizado, por esta razón este sistema es empleado para mediciones de resolución media y baja (en el orden del mm). En la medida se promedia la intensidad de luz de todos los puntos dentro del diámetro del spot del láser, por lo tanto es indicado para medir la topografía cuando se quiere filtrar las variaciones debidas a la rugosidad. Presenta una característica interesante que es la de poder medir muestras con grandes pendientes.



Figura 1- 7. Principio fundamental de la deflectometría óptica.

En la evolución de esta técnica ha sido fundamental el desarrollo de detectores de posición que permiten medir el desplazamiento del haz. Algunos ejemplos de aplicaciones utilizando este método pueden encontrarse en los trabajos [22] y [23] donde se lo emplea para medir radio de curvatura de superficies y variación angular sobre un fotodetector [24] o sobre una CCD [25], [26].

1-3-6 Sensor de Shack-Hartmann.

Un tipo distinto de sensores utilizados en la caracterización de superficies mediante el análisis del frente de onda es conocido como sensor de Hartmann. Originalmente consistía en una pantalla, situado lo más cerca posible de la superficie en estudio, con

aberturas distribuidas uniformemente mediante las que se hacía la selección de los haces de luz que inciden sobre la superficie a caracterizar [27].

Las dimensiones de las aberturas debían ser suficientemente grandes para que el haz de luz pasara tanto cuando se dirigía hacia la superficie como cuando se reflejaba. La posición de las aberturas y de la fuente luminosa son conocidas, lo que permitía determinar la dirección de los haces incidentes y conociendo la dirección del haz reflejado, se encuentra la desviación entre los dos haces mediante la ley de Snell.

Repitiendo el proceso para todas las aberturas de la pantalla se obtiene la pendiente de la superficie en una serie de posiciones. Finalmente, aplicando un proceso de integración numérica, se obtenía la topografía. La modificación de Shack fue la colocación de una lente detrás de cada una de las aberturas del diafragma. Con los años, el sistema de Shack-Hartmann se ha conseguido miniaturizar mediante microlentes integradas sobre un único sustrato.

Tal sistema se conoce como el sensor de Shack-Hartmann, de amplio uso en multitud de aplicaciones, como por ejemplo en óptica adaptativa o en óptica fisiológica [28-32]. Este sensor también puede aplicarse en la caracterización de superficies refractantes mediante la deformación de un frente de ondas incidente tal y como se muestra en la figura 1-8.

Se ilumina la superficie en cuestión con un frente de ondas plano (rojo) de manera que el frente transmitido (azul) se ve afectado por su paso por la superficie. Se focaliza la imagen de dicho frente aberrado mediante la matriz de microlentes del sensor en el plano focal donde se coloca una cámara CCD. De la imagen obtenida se miden los desplazamientos dy entre el frente de ondas aberrado por la superficie y el de referencia lo que permite obtener los ángulos de desviación α cuya tangente se relaciona con la pendiente de la superficie.

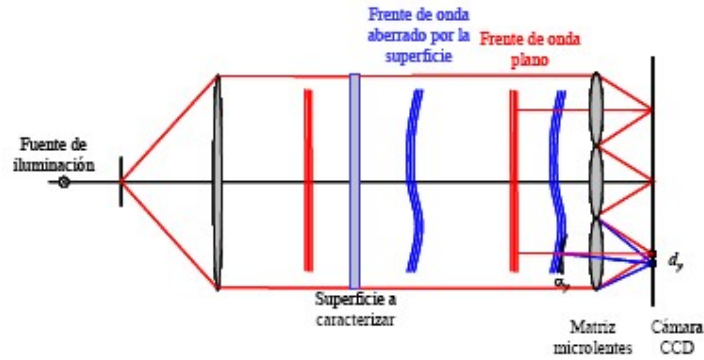


Figura 1- 8. Caracterización de una superficie mediante un sensor de Shack-Hartmann.

1-3-7 Interferometría óptica coherente.

La interferometría óptica es probablemente la técnica más común y más tradicional para medidas de alta resolución en metrología óptica. Esto es en gran medida por su alta sensibilidad que puede llegar a la fracción de la longitud de onda de la luz utilizada. En su esquema más común la señal de interferencia se produce al superponer un frente de ondas procedente de la superficie a determinar con otro de referencia.

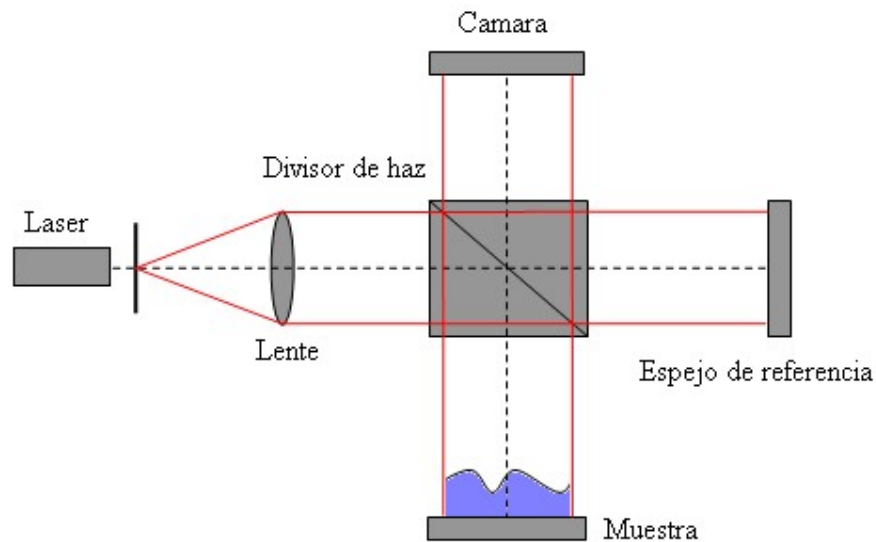


Figura 1- 9. Interferómetro Michelson en su configuración clásica, con un brazo de muestra y uno de referencia.

El hecho de ser una técnica tan sensible hace que presente muchos inconvenientes en los arreglos experimentales, efectos como variaciones térmicas, turbulencias en el aire cambios de presión o vibraciones externas suelen introducir inconvenientes en las

mediciones. El problema de la ambigüedad de fase y la necesidad de una superficie de referencia son otras dos limitaciones importantes en las distintas aplicaciones.

En la figura 1-9 se representa un esquema clásico de un interferómetro Michelson. Mediante una lámina separadora, se divide el frente de onda inicial en dos: uno de ellos incide sobre la superficie a caracterizar (rama muestra), mientras que el segundo frente incide sobre una superficie de referencia (rama referencia). Los frentes de onda reflejados vuelven a combinarse mediante la lámina separadora y llegan al detector donde se obtiene el patrón de franjas de interferencia. En la figura 1-10, se puede observar una imagen típica obtenida con una cámara CCD, a partir del análisis de franjas es posible determinar las características superficiales de la muestra. A partir de este sistema básico se han desarrollado una gran variedad de técnicas para distintas aplicaciones. No se hará en esta introducción una descripción detallada de las múltiples configuraciones, técnicas y aplicaciones que permite esta técnica. Una buena descripción del tema se puede encontrar en [33].

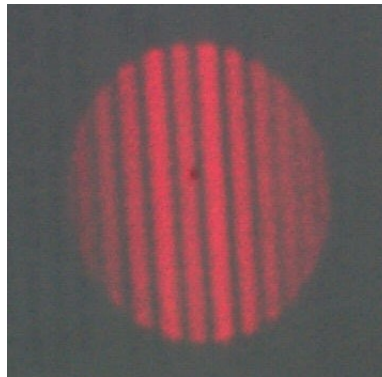


Figura 1- 10. Imagen de interferencia captada por la cámara CCD.

1-3-8 Interferometría por desplazamiento.

Otro tipo de interferómetros son los basados en la interferometría por desplazamiento (en inglés, *Shearing interferometry*). Esta técnica consiste en hacer interferir un frente de ondas y una copia de sí mismo desplazada una distancia s (conocida en la literatura inglesa como *shear*). Mediante el interferograma obtenido, en la región compartida por los dos haces se obtiene la diferencia de fase entre los dos frentes de onda. Si el desplazamiento es pequeño, las diferencias se pueden ajustar a la derivada; de esta

forma, tras una integración numérica, se obtendría una buena aproximación del frente de ondas únicamente en la región de solapamiento.

La interferometría por desplazamiento presenta muchas ventajas respecto a otras técnicas interferométricas como por ejemplo la no necesidad de un frente de onda de referencia ya que el frente de ondas interfiere consigo mismo; la reducción de los errores debidos a vibraciones y turbulencias gracias al hecho de que los dos frentes de ondas recorren el mismo camino óptico; la posibilidad de fabricar interferómetros con pocos componentes ópticos y de variar el número de franjas en el interferograma mediante el desplazamiento s .

El primer interferómetro diseñado por Qian et al [34] en 1987, fue destinado a medir espejos pensados para la radiación de sincrotrón y consistía en un interferómetro por desplazamiento insensible a vibraciones y turbulencias de aire, sin embargo, no era práctico para medir espejos grandes.

El principal inconveniente de esta técnica es que a partir del patrón interferencial no se obtiene directamente información del frente de ondas deseado pues no se dispone de un frente de ondas de referencia. En aquellas técnicas interferométricas en que se utiliza una superficie de referencia, el frente de ondas de referencia es conocido y se puede resolver el patrón interferencial mediante las técnicas de cambio de fase.

Sin embargo, en la interferometría por desplazamiento, al no utilizar una superficie de referencia, implica la necesidad de medir dos interferogramas en direcciones ortogonales, ya que un único interferograma de este tipo no es suficiente a menos que tenga simetría. Así pues, el problema fundamental de esta técnica es la obtención del frente de ondas asociado a la superficie a conocer.

1-3-9 Interferometría de baja coherencia.

La descripción hecha hasta el momento se refiere a distintas técnicas de interferometría coherente empleando fuentes de luz monocromáticas.

Este trabajo se basa en la interferometría de baja coherencia que se diferencia de las anteriores por utilizar fuentes de luz de ancho espectral grande (mayores a los 10 nm).



Figura 1- 11. Fuente de luz no coherente.

Si bien esta técnica se ha utilizado en una gran cantidad de aplicaciones antes de la aparición del láser, es en la década del 90 donde ha tenido un resurgimiento interesante. Esto se debe al desarrollo de distintas fuentes de luz no coherentes con características destacables en potencia de salida y ancho espectral. Las fuentes tradicionales en estas aplicaciones son las denominadas de luz blanca (tubo fluorescente, lámparas, LEDs, entre otras). El principal inconveniente que poseen estas fuentes de luz es la coherencia espacial y la baja potencia.

Las nuevas tecnologías introducen nuevas fuentes que permitieron mejorar estos inconvenientes. Entre los desarrollos más importantes podemos mencionar:

- 1- Los diodos superluminiscentes (SLD en ingles, Superluminiscent Laser Diode) que tuvieron gran desarrollo a partir de 1980, [36], en su mayoría en el infrarrojo, con intensidades superiores a los 3 mW y ancho espectral mayor a los 20 nm.
- 2- El láser sintonizables [37], que además de brindar un amplio espectro permite una mayor intensidad para cada longitud de onda.
- 3- Láseres de pulsos cortos.
- 4- Fuentes de ASE (Amplified Spontaneous Emission) [38].
- 5- Las más recientes fuentes de luz blanca [39] que utilizan un láser de pulsos cortos combinado con fibras ópticas especiales que permiten el aprovechamiento de no linealidades para generar luz blanca de gran intensidad.

Actualmente la interferometría de baja coherencia puede ser dividida en tres líneas de desarrollo que se denominan usualmente:

- Interferometría de baja coherencia en el dominio del tiempo.
- Interferometría de baja coherencia de barrido.
- Interferometría de baja coherencia en el espacio de Fourier.

En la interferometría de baja coherencia por tiempo de vuelo, la rama de referencia se debe desplazar para detectar la señal de interferencia. Esta, tal vez, sea su mayor debilidad, ya que requiere partes móviles y necesita que el desplazamiento sea controlado con gran precisión [40 y 41].

En la interferometría de barrido utiliza láseres sintonizables como fuente de luz. Estos sistemas barren un determinado ancho espectral y esto permite disponer de mayor potencia para cada longitud de onda, no requiere que las ramas del interferómetro tengan movimientos [42].

La interferometría de baja coherencia en el espacio de Fourier utiliza la modulación espectral que se origina por la diferencia de camino óptico utilizando un espectrómetro como detector [43, 44 y 45]. Esta es la técnica que se aplicará en este trabajo.

1-3-10 Aplicaciones.

Existen en la actualidad una serie de aplicaciones de esta técnica que han mostrado ventajas significativas y resultados alentadores. En algunos casos ya se consiguen sistemas comerciales. Se describen en detalle dos de las más representativas.

1-3-10-1 Tomografía óptica coherente.

La tomografía óptica coherente (o en inglés, Optical coherent Tomography, OCT) se introdujo en la década del 90 [46] y se basa en la interferometría de baja coherencia (o en inglés, Low Coherenc Interferometry, LCI) [47]. Los primeros trabajos se orientaron a distintas aplicaciones en el campo de medicina, especialmente en oftalmología, las comunicaciones y estudio de materiales. Entre los más importantes podemos citar los de Sir Isaac Newton^[48] como referencia histórica y a Fercher^[49], Danielson^[50], Youngwist^[51], Takada^[52] y Fujimoto^[53 y 54], que presentaron la primeras aplicaciones.

En los últimos años, la tomografía óptica coherente se ha convertido en una poderosa técnica para el diagnóstico oftalmológico y sus aplicaciones en medicina se extienden

actualmente a otras áreas como la cardiología, dermatología, etc [36]. Nuevas técnicas de procesamiento y la utilización de mejoras provenientes de la electrónica (CCD más sensibles, con mayor resolución, velocidad y cantidad de píxeles), permiten un espectacular aumento en la resolución y la velocidad de adquisición de las imágenes. Estos avances prometen lograr nuevos y potentes métodos de visualización tridimensional, capaces de mejorar el diagnóstico precoz de enfermedades, y monitorear el tratamiento elegido.

La visualización convencional de la Tomografía de Coherencia Óptica produce una serie de imágenes de cortes en sección de la muestra en dos dimensiones, y esas imágenes pueden combinarse para formar una imagen tridimensional, dándole volumen. Hoy en día existen varios sistemas comerciales que utilizan esta técnica. A modo de ejemplo podemos mencionar la línea Stratus de la firma *Carl Zeiss-Humphrey*, que exploran el ojo a velocidades que llegan hasta varios miles de líneas por segundo [55].



Figura 1- 12. Equipo comercial Stratus 3000.

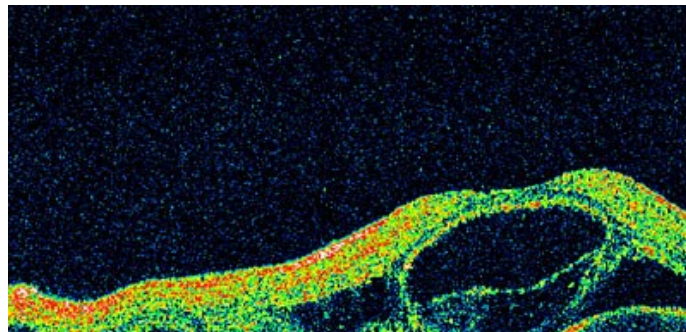


Figura 1- 13. Imagen OCT de centro de la retina, tomada con el Stratus 3000 (Michael P. Kelly, Duke Eye Imaging, Duke University Eye Center, Durham, NC).

1-3-10-2 Interferometría de baja coherencia en topografía superficial.

Existen una serie de equipos que utilizan esta técnica para medición de topográfica de superficies. En general son sistemas que permiten medición de muestras de tamaño

reducido y que deben colocarse en un portamuestras especial en un ambiente libre de vibraciones y permiten llegar a una resolución de hasta 1 nm.

A modo de ejemplo se describe el equipo TopMap® de la firma Polytec® [55]. La Figura 1-14 muestra una visión esquemática de la unidad. Una cámara capta la imagen de interferencia que se genera a partir de la superposición de la onda reflejada en la muestra y en el espejo de referencia. Durante el tiempo de medición de medición, el software detecta la interferencia en cada píxel y genera una imagen de la topografía de la muestra. Este tipo de sistema interferométrico es interesante ya que permite obtener la superficie digitalizada del tamaño de la CCD en una sola toma.

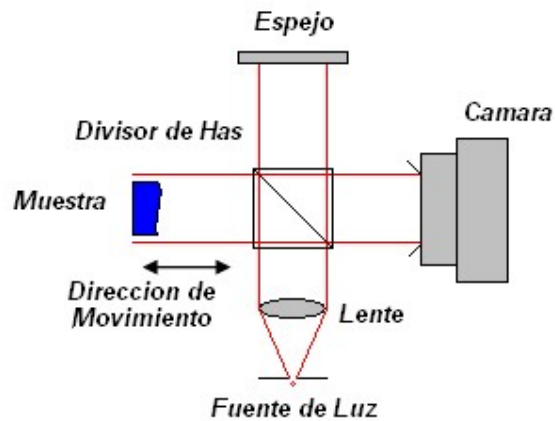


Figura 1- 14. Esquema simplificado del TopMap®.

Es posible tanto el análisis topográfico de las muestras [57].



Figura 1- 15. Tornillo al que se le realizó un barrido superficial de los filetes. Superficie determinada por LCI.

En las figuras 1-15 y 1-16, se pueden apreciar como se puede caracterizar dos superficies comparativamente distintas como lo son los filos de un tornillo o la huella de

un dedo, en particular en la figura 1-16, se aprecia que además de la topografía superficial del dedo se tiene una tomografía de la piel.

Las aplicaciones industriales de la técnica de LCI son, aunque parezca mentira, sorprendentemente pocos, siendo los primeros trabajos estudios en guías de ondas ópticas [58].

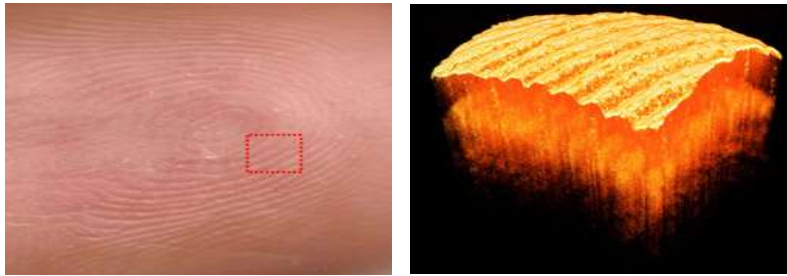


Figura 1- 16. Dedo humano. Imagen generada por LCI.

En los siguientes capítulos, se detallaran los aspectos teóricos, de procesamiento y mostraran diferentes configuraciones interferométricas prometedoras en el ámbito industrial. Mostrando los resultados obtenidos en muestras de diversas características constructivas.

1-4 Referencias.

- [1] Dagnall H. "Exploring surface texture". Rank Taylor Hobson, 1980.
- [2] Mummery L. "Surface texture analysis. The Handbook". Hommelwerke GmbH, Mühlhausen, 1990.
- [3] www.mitutoyo.com.ar
- [4] F. Chen, G. M. Brown, M. Song, "Overview of three-dimensional shape measurement using optical methods", *Opt. Eng.* **39**, 10-22 (2000).
- [5] Kaisto L., Kostamovaara J., Manninen M., and Myllyla R. "Optical range finder for 1.5-10-m distances". *APPLIED OPTICS* / Vol. 22, No. 20 / 15 October 1983.
- [6] Keller M., Kolb A. "Real-time simulation of time-of-flight sensors". *Simulation Modelling Practice and Theory* 17 (2009) 967–978.
- [7] L. Lading "Estimating time and time-lag in time-of-flight Velocimetry". 15 November 1983 / Vol. 22, No. 22 / *APPLIED OPTICS*.
- [8] M. Dumberger, "Taking the pain out of laser triangulation", http://www.sensorsmag.com/articles/article_index/, (2002).
- [9] Zeng L., Yuan F., Song D., Zhang R. "A two-beam laser triangulation for measuring the position of a moving object". *Optics and Lasers in Engineering* 31 (1999) 445-453.
- [10] V. Lombardo, T. Marzulli, C. Pappalettere, P. Sforza "A time-of-scan laser triangulation technique for distance measurements". *Optics and Lasers in Engineering* 39 (2003) 247–254.
- [11] Shiou F-J., Liu M-X. "Development of a novel scattered triangulation laser probe with six linear charge-coupled devices". *Optics and Lasers in Engineering* 47 (2009) 7–18.
- [12] Tiziani HJ, Wegner M, Steudie D. Confocal principle for macro and microscopic surface and defect analysis. *Opt Eng* 2000; 39:32.
- [13] Udupa G, Singaperumal M, Sirohi RS, et al. Characterization of surface topography by confocal microscopy: I principles and the measurement system. *Meas Sci Technol* 2000; 11:305.
- [14] Gu M. Principles of three-dimensional imaging in confocal microscopes. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd; 1996.

- [15] H. Tiziani, H. M. Uhde, “Three-dimensional analysis by a microlens-array confocal arrangement”, *Appl. Opt.* **33**, 567-572 (1995).
- [16] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel “Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy”. *Phys. Rev. Lett.* **49**, 57 - 61 (1982).
- [17] J. Tersoff and D. R. Hamann “Theory of the scanning tunneling microscope”. *Phys. Rev. B* **31**, 805 - 813 (1985).
- [18] R. J. Behm, N. García, H. Rohrer “Scanning tunneling microscopy and related methods”, Kluwer, 1989.
- [19] G. Binnig, C. F. Quate and Ch. Gerber “Atomic Force Microscope”. *Phys. Rev. Lett.* **56**, 930 - 933 (1986).
- [20] Meyer G. and Amer N. “Novel optical approach to atomic force microscopy”. *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1045 (1988); doi:10.1063/1.100061.
- [21] Y. Martin, C. C. Williams, and H. K. Wickramasinghe “Atomic force microscope–force mapping and profiling on a sub 100-Å scale”. *J. Appl. Phys.* **61**, 4723 (1987); doi:10.1063/1.338807.
- [22] J. D. Evans, “Method for approximating the radius of curvature of small concave spherical mirrors using a He-Ne laser”, *Appl. Opt.* **10**, 995-996 (1971).
- [23] A. Cornejo-Rodríguez, A. Cordero-Dávila, “Measurement of radio of curvature of convex and concave surfaces using a nodal bench and He-Ne laser”, *Appl. Opt.* **19**, 1743-1745 (1980).
- [24] F. M. Smolka, T. P. Caudell, “Surface profile measurement and angular deflection monitoring using a scanning laser beam: a non-contact method”, *Appl. Opt.* **17**, 3284-3289 (1978).
- [25] Qun Hao, Qiudong Zhu, Yongtian Wang “Deflectometer with synthetically generated reference circle for aspheric surface testing”. *Optics & Laser Technology* **37** (2005) 375–380.
- [26] M. Roseta-Aguilar, R. Díaz-Urbe, “Profile testing of spherical surfaces by laser deflectometry”, *Appl. Opt.* **32**, 4690-4697 (1993).
- [27] Shack RV, Platt BC. “Production and use of a lenticular Hartmann screen”. *Opt Soc Am Spring, Meeting*, 1971, Paper MG23.
- [28] Malacara D, Malacara Z. “Testing and centering of lenses by means of a Hartmann test with four holes”. *Opt Eng* 1992; **31**:1551-5.

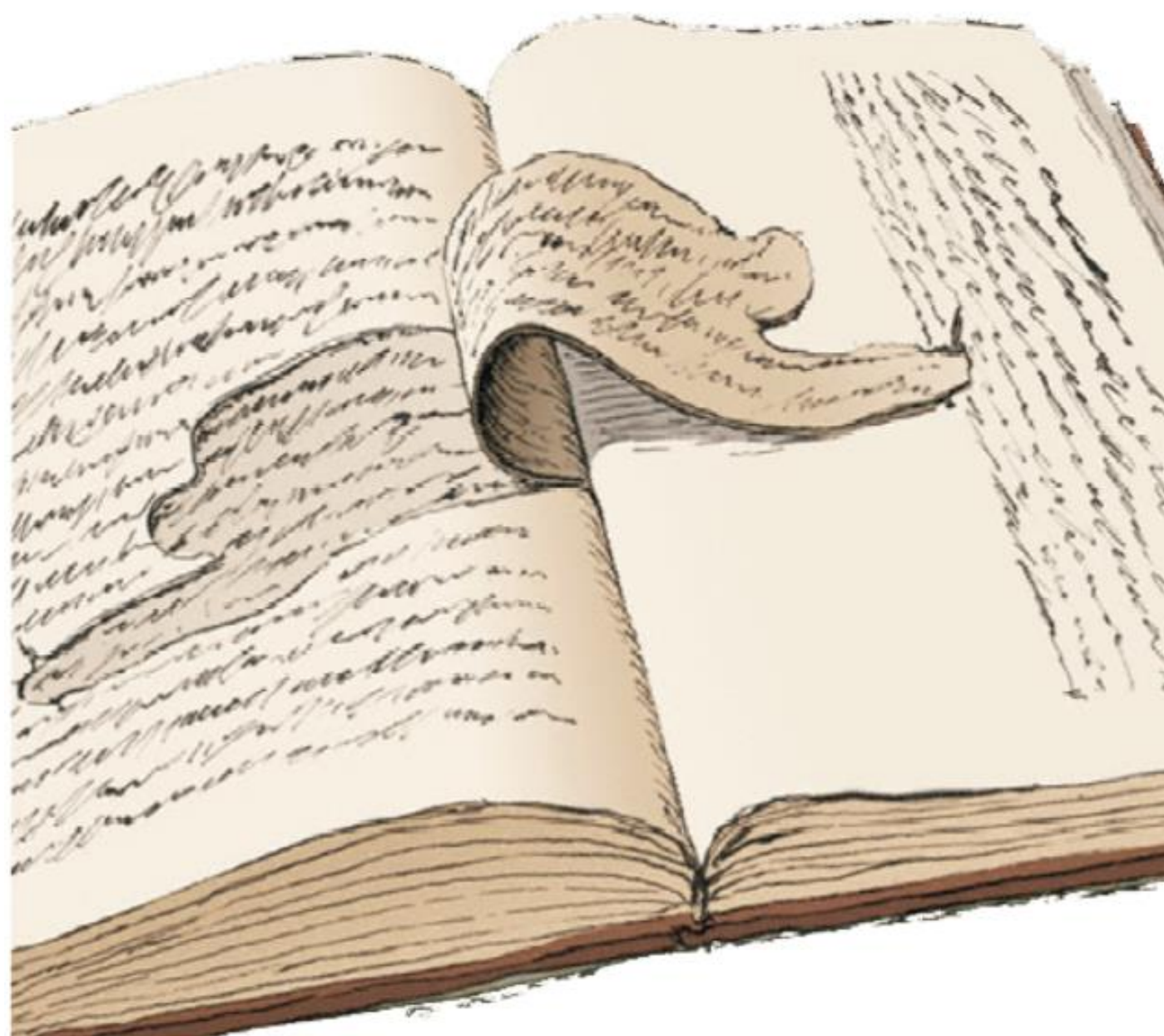
- [29] Castellini C, Francini F, Tiribilli B. "Hartmann test modification for measuring ophthalmic progressive lenses". *Appl Opt* 1994;33:4120-4.
- [30] Tae Moon Jeong, Manoj Menon, and Geunyoung Yoon "Measurement of wave-front aberration in soft contact lenses by use of a Shack–Hartmann wave-front sensor". *APPLIED OPTICS*, 20 July 2005, Vol. 44, No. 21.
- [31] Basden A., Geng D., Guzman D., Morris T., Myers R., and Saunter C. "Shack–Hartmann sensor improvement using optical Binning". *APPLIED OPTICS*, Vol. 46, No. 24, 20 August 2007.
- [32] Widiker J.J., Harris R., and Duncan B. "High-speed Shack–Hartmann wavefront sensor design with commercial off-the-shelf optics". *APPLIED OPTICS*, 10 January 2006, Vol. 45, No. 2.
- [33] P. Hariharan "Optical Interferometry", Elsevier 2003, ISBN-13: 978-0-12-311630-7
- [34] S. Qian, H. Rarbarek, D. Shu, P. Z. Takacs, "In situ shearing interferometry of National Synchrotron Light source mirrors", *Proc. SPIE* **749**, 30-36 (1987).
- [35] G. W. R. Leibbrandt, G. Harbers, P. J. Kunst, "Wave-front analysis with high accuracy by use of a doublegrating lateral shearing interferometer", *Appl. Opt.* **35**, 6151-6161 (1996).
- [36] Drexler W., Fujimoto J." Opical Coherence Tomography". Springer, 2008.
- [37] www.thorlabs.com/
- [38] www.fiberlabs.co.jp
- [39] <http://www.fianium.com/>
- [40] Hideki Maruyama, Shogo Inoue, Teruki Mitsuyama, Masato Ohmi, and Masamitsu Haruna "Low-coherence interferometer system for the simultaneous measurement of refractive index and thickness". *APPLIED OPTICS*, 1 March 2002 _ Vol. 41, No. 7.
- [41] Dominic F. Murphy and Donal A. Flavin "Dispersion-insensitive measurement of thickness and group refractive index by low-coherence interferometry". *APPLIED OPTICS*, 1 September 2000, Vol. 39, No. 25.
- [42] S. H. Yun, G. J. Tearney, B. E. Bouma, B. H. Park, and J. F. de Boer "High-speed spectral-domain optical coherence tomography at 1.3 μm Wavelength". 29 December 2003 / Vol. 11, No. 26 / *OPTICS EXPRESS*

- [43] Bartelt J.D., "Wavelength multiplexing for information transmission", *Opt. Commun.* 27, 365, 1978.
- [44] Calatroni J. E. Sandoz P. and Tribillon G., "Surface profiling by means of double spectral modulation", *Appl. Opt.* 32, 30, 1993.
- [45] Constantino S. Martinez O. E. and Torga J.R., "Wide band interferometry for thickness measurement". *Opt. Express*, 11, 952, 2003.
- [46] Huang D, Swanson E A, Lin C P, Schuman J S, Stinson W G, Chang W, Hee M R, Flotte T, Gregory K, Puliafito C A & Fujimoto J G (1991) "Optical Coherence Tomography". *Science* 254: 1178-1181.
- [47] Robert Windecker, Matthias Fleischer, Klaus K.örner, Hans J. Tiziani "Testing micro devices with fringe projection and white-light interferometry". *Optics and Lasers in Engineering* 36 (2001) 141–154.
- [48] Sir Isaac Newton "Opticks: Or a Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections & Colours of Light-Based". Printers to the Royal Society, at the Prince's-Arms in St. Paul's Church-Yard. London, 1704.
- [49] Fercher A F & Roth E (1986) Ophthalmic laser interferometry. *Proc. SPIE* 658: 48-51.
- [50] Danielson B L & Whittenberg C D (1987) "Guided-wave reflectometry with micrometer resolution". *Appl. Opt.* 26: 2836-2842.
- [51] Youngquist R C, Carr S & Davies D E N (1987) Optical coherence domain reflectometry: a new optical evaluation technique. *Opt. Lett.* 12: 158-160.
- [52] Takada K, Yokohama I, Chida K & Noda J (1987) "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique". *Appl. Opt.* 26: 1603-1606.
- [53] Fujimoto J G (2002) Optical Coherence Tomography: Introduction. In: Bouma B E & Tearney G J (eds), *Handbook of Optical Coherence Tomography*, Chap. 1, Marcel Dekker, Inc., New York, USA.
- [54] Fujimoto J G (2003) Optical coherence tomography for ultrahigh resolution *in vivo* imaging. *Nat. Biotechnol.* 21: 1361-1367.
- [55] <http://www.meditec.zeiss.de>
- [56] www.polytec.com

- [57] Fercher A. F. Hitzenberger C. K. Kamp G. and El-Zaiat S. Y., "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry". *Opt. Commun.* 117, 43, 1995.
- [58] Hee M R, Izatt J A, Swanson E A, Huang D, Schuman J S, Lin C P, Puliavito C A. & Fujimoto J G (1995) Optical Coherence Tomography for Ophthalmic Imaging: New technique delivers micron-scale resolution. *IEEE Engineering in Medicine and Biology Magazine* 14(1): 67-76.

Capítulo II

Consideraciones teóricas



2-1. Introducción.

En este capítulo se detallan aspectos teóricos de la interferometría de baja coherencia discutiendo sus características y su vinculación con la aplicación experimental que se da en este trabajo. Se presentará el fenómeno denominado interferometría de baja coherencia en el dominio de la frecuencia y se describirá el tipo de señal obtenida junto con un análisis del sistema de detección y de procesamiento utilizado.

2-2. Interferencia.

Podemos pensar el fenómeno de la interferencia como el resultado de la superposición de dos o más ondas en un punto determinado del espacio.

Para el caso de ondas electromagnéticas el campo eléctrico E total en un punto \mathbf{r} , en el tiempo \mathbf{t} , será la suma de todas las componentes incidentes:

$$E(\mathbf{r}, t) = E_1(\mathbf{r}, t) + E_2(\mathbf{r}, t) + E_3(\mathbf{r}, t) + \dots$$

Ecuación 2- 1

El campo E varía en el tiempo a una frecuencia de entre $1 \cdot 10^{15}$ Hz a $3.3 \cdot 10^{14}$ Hz en la región del espectro de interés en este trabajo, que es la comprendida entre los 300 nm a 900 nm en longitud de onda. Con la tecnología actual resulta difícil seguir su evolución en el tiempo, por lo que es más común trabajar con la irradiancia, que es la energía emitida por unidad de área por unidad de tiempo y puede medirse directamente utilizando una gran variedad de sensores (fotodiodos, fotocélulas, emulsiones fotográficas, cámaras digitales u el ojo). Utilizamos la definición de irradiancia (o intensidad) en el vacío [1] a la expresión dada en la ecuación 2-2, en donde se puede ver en función del campo magnético y en función del campo eléctrico.

$$I = \frac{c}{\mu_0} \langle B^2 \rangle_T$$

$$I = \varepsilon_0 c \langle E^2 \rangle_T$$

Ecuación 2- 2

A partir de este punto tomaremos este factor multiplicativo $\varepsilon v = 1$ y obviaremos en muchas expresiones la mención explícita en la dependencia (r,t) .

Donde $\langle E^2 \rangle_T$, representa el promedio temporal definido de la siguiente manera:

$$\langle f(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt'$$

Ecuación 2- 3

Siendo T usualmente el tiempo de integración del detector. Si consideramos la superposición de dos ondas electromagnéticas cuya representación analítica (Anexo II) está dada por $E_1(r,t) = \chi_1 E(r,t)$ y $E_2(r,t) = \chi_2 E(r,t+T)$ la irradiancia queda definida como:

$$I(T) = \left\langle \left| \chi_1 E(r,t) + \chi_2 E(r,t+T) \right|^2 \right\rangle$$

Ecuación 2- 4

Donde χ_1 y χ_2 representan la amplitud relativa de cada de las ondas. Entonces desarrollando el cuadrado de la suma.

$$\begin{aligned} I(T) = & \left\langle \left| \chi_1 E(r,t) \right|^2 \right\rangle + \left\langle \left| \chi_2 E(r,t+T) \right|^2 \right\rangle + \\ & + \left\langle \left| \chi_1 E(r,t) \chi_2 E^*(r,t+T) \right|^2 \right\rangle + \left\langle \left| \chi_1 E^*(r,t) \chi_2 E(r,t+T) \right|^2 \right\rangle \end{aligned}$$

Ecuación 2- 5

Redefiniendo los términos de la ecuación, quedan:

$$I_0 = \langle |E(r,t)|^2 \rangle = \langle |E(r,t+T)|^2 \rangle$$

Ecuación 2- 6

$$\Gamma(T) = \langle |E^*(r,t)E(r,t+T)|^2 \rangle$$

Ecuación 2- 7

Donde $\Gamma(T)$ es la función de autocorrelacion de la función $E(\tau,t)$ [2].

$$I(T) = (\chi_1^2 + \chi_2^2)I_0 + 2\chi_1\chi_2 \operatorname{Re}\{\Gamma(T)\}$$

Ecuación 2- 8

Normalizamos la función $\Gamma(T)$ teniendo en cuenta que $I_0 = \Gamma(0)$. Donde $\gamma(t)$ es el grado de coherencia definida como [1 y 2].

$$\gamma(T) = \frac{\Gamma(T)}{\Gamma(0)}$$

Ecuación 2- 9

En las aplicaciones que se muestran en este trabajo es de interés el caso en que la superposición de las dos señales se produce cuando entre ambas hay una diferencia de fase debido a una diferencia de camino óptico o retardo temporal entre ambas componentes. Por lo tanto la irradiancia total puede representarse por:

$$I(T) = (\chi_1^2 + \chi_2^2)I_0 \left[1 + \frac{2\chi_1\chi_2}{\chi_1^2 + \chi_2^2} \operatorname{Re}\{\gamma(T)\} \right]$$

Ecuación 2- 10

Al último término de la ecuación 2-10 lo denominaremos *término de interferencia*.

$$\gamma(\tau) = \frac{\langle E_1(r, t + \tau) E_2^*(r, t) \rangle_T}{\sqrt{\langle |E_1|^2 |E_2|^2 \rangle_T}}$$

Ecuación 2- 11

En general, la función grado de coherencia (o función de coherencia) se puede escribir de la siguiente manera:

$$\gamma(T) = |\gamma(T)| e^{-j(w_c T - \theta(T))}$$

Ecuación 2- 12

Donde w_c es la frecuencia central y $\Theta(T) = \arg(\gamma(T)) + w_c T$. De esta manera la ecuación 2-10 se escribe como:

$$I(T) = (\chi_1^2 + \chi_2^2) I_0 \left[1 + \frac{2\chi_1\chi_2}{\chi_1^2 + \chi_2^2} |\gamma(T)| \cos(w_c T + \theta(T)) \right]$$

Ecuación 2- 13

A partir de la ecuación 2-13, se puede clasificar a las fuentes de luz según el valor del módulo de $\gamma(t)$, denominado el grado de coherencia de la fuente. Una posible clasificación es la siguiente [1 y 2]:

$$\begin{aligned} |\gamma(t)| = 1 & \quad \text{limite coherente} \\ |\gamma(t)| = 0 & \quad \text{limite incoherente} \\ 0 < |\gamma(t)| < 1 & \quad \text{coherencia parcial} \end{aligned}$$

Ecuación 2- 14

A partir de la función $\gamma(t)$ consideramos como definición para el tiempo de coherencia τ_c la expresión dada en la ecuación 2-15, siendo esta una magnitud clave en las técnicas interferométricas consideradas en este trabajo [2].

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{+\infty} |\gamma(t)|^2 dt$$

Ecuación 2- 15

Es de interés notar que al hablar de coherencia se puede diferenciar entre coherencia temporal y coherencia espacial.

La coherencia temporal está relacionada con la correlación de la fase en un determinado punto en dos instantes de tiempo diferentes. El tiempo de coherencia es una medida del máximo valor de tiempo para el que la diferencia de fase entre ambos esta correlacionada. La coherencia espacial hace referencia a la relación de fase definida entre dos puntos distintos de una sección transversal de un haz luminoso y es una medida de la capacidad de estos campos de generar interferencia.

2-2-1. Calculo señal de interferencia para una fuente con n modos.

En este ejemplo se pretende mostrar que la forma de la señal de interferencia obtenida con un modelo de fuente multimodo deja en evidencia una expresión donde cada modo contribuye en forma independiente en la expresión final.

Se considera que el campo eléctrico de la fuente de luz puede ser representada como una sumatoria de modos como en la ecuación 2-16. Si bien este es un modelo simplificado permite mostrar los resultados de interés. Para una discusión con más detalle ver [2,6].

$$\text{Re}\{E\} = \sum_{i=1}^S E_i \cos(k_i x - w_i t + \theta_i)$$

Ecuación 2- 16

Se utiliza el esquema del interferómetro de Michelson en aire, como el de la figura 2-1, llamando a uno de sus brazos, rama de referencia (RR) y al otro, rama muestra (RM).

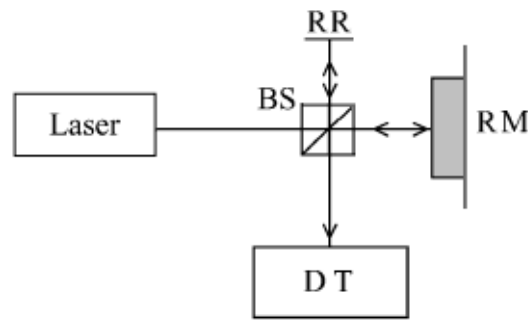


Figura 2- 1. Interferómetro tipo Michelson, BS divisor de haz, RR rama de interferencia, RM rama muestra, DT detector de la señal de interferencia.

Se da a continuación el detalle de lo que sucede al considerar solo dos componentes en frecuencia (dos modos) w_1 y w_2 , definidos de la siguiente manera:

$$E_1 = E_{01} \cos(k_1x - w_1t + \theta_1)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(k_2x - w_2t + \theta_2)$$

Ecuación 2- 17

Las señales de las ramas de referencia y de la rama muestra serán.

$$E_r = E_1 + E_2$$

$$E_m = E_1' + E_2'$$

Ecuación 2- 18

Por lo tanto, la señal total estará dada por la suma de las señales del espejo de referencia y el de muestra.

$$E_T = E_r + E_m$$

Ecuación 2- 19

Si se considera que el origen de referencia del interferómetro es el divisor de haz y que la distancia que hay entre la referencia y el divisor es x_r y suponemos que la distancia

entre el divisor de haz y la muestra es $x_m = x_r + \Delta x$, podemos expresar a las señales de cada rama de la siguiente manera:

$$E_i = E_{0i} \cos(k_i x_r - w_i t + \theta_i) \quad \text{para } i = 1, 2$$

Ecuación 2- 20

$$E'_i = E'_{0i} \cos(k_i (x_r + \Delta x) - w_i t + \theta_i) \quad \text{para } i = 1, 2$$

Ecuación 2- 21

Operando con las ecuaciones anteriores se llega a:

$$I = \langle (E_r + E_m)^2 \rangle_T = \langle E_1^2 \rangle_T + \langle E_2^2 \rangle_T + \langle E_1'^2 \rangle_T + \langle E_2'^2 \rangle_T + 2\langle E_1 + E_2 \rangle_T + 2\langle E_1' + E_2' \rangle_T + 2\langle E_1 + E_1' \rangle_T + 2\langle E_1 + E_2' \rangle_T + 2\langle E_2 + E_1' \rangle_T + 2\langle E_2 + E_2' \rangle_T$$

Ecuación 2- 22

Recordando que.

$$\langle f(T) \rangle = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt'$$

Ecuación 2- 23

Consideramos, para simplificación de la expresión, que las amplitudes de cada modo, en las ramas de referencia y en la rama muestra son iguales y que $\theta_i = 0$.

Se puede demostrar que para los tiempos de detección típicos la expresión de la intensidad de la ecuación 2-22 tiene la siguiente forma:

$$I = E_{01}^2 + E_{02}^2 + \frac{E_{01}^2}{2} \cos(k_1 \Delta x) + \frac{E_{02}^2}{2} \cos(k_2 \Delta x)$$

Ecuación 2- 24

Donde se muestra la independencia mencionada en cada modo. En los resultados presentados en los capítulos siguientes, esta idea, será utilizada en la aplicación

experimental. Es común que expresemos el retardo en función de la diferencia de camino óptico a la que llamaremos Δx . En algunos casos es necesario considerar el índice de refracción n que es en general función del número de onda k . Esto modifica la expresión de la intensidad total porque hace variar la fase con una dependencia en la longitud de onda que en general no es lineal. Consideramos el desarrollo del índice alrededor de la frecuencia central del espectro:

$$n(k) = n_0 + n_1(k - k_0) + \dots$$

Ecuación 2- 25

En todas las expresiones obtenidas en este trabajo se utilizará solo el orden cero, debido a que las fuentes utilizadas son de ancho espectral no superior a los 20 nm, haciendo la simplificación de que el único efecto del índice es modificar la diferencia de camino óptico como: $n_0 \Delta x$. Si se considera a la señal de la rama muestra, como la única que atraviesa un medio con un índice de refracción distinto al del aire en la región dada por Δx , se puede representar a estas señales de la siguiente manera.

$$I = I_1^2 + I_2^2 + \frac{E_{01}^2}{2} \cos(n_0 k_1 \Delta x) + \frac{E_{02}^2}{2} \cos(n_0 k_2 \Delta x)$$

Ecuación 2- 26

Si ahora extendemos al caso en que la fuente tiene S modos la señal de interferencia está dada por:

$$I = \sum_{i=s}^S E_{0i}^2 + \frac{E_{0i}^2}{2} \cos(k_i n_0 \Delta x)$$

Ecuación 2- 27

Donde se ve nuevamente que cada longitud de onda interfiere solo con sí misma.

2-2-2. Tiempo de coherencia, visibilidad e interferencia de banda ancha.

Si tomamos el caso en el que la fuente de luz es del tipo gaussiana el espectro de potencia se puede modelizar como muestra la ecuación 2-28. Esta es una suposición razonable para el tipo de fuente de luz utilizadas en este trabajo (diodos superluminiscentes).

$$I_T(\omega) = \beta e^{-\left(\frac{\omega - \omega_c}{\Delta\omega}\right)^2}$$

Ecuación 2- 28

Como se muestra en el teorema de Wiener – Khinchin [2], la función de autocorrelacion del campo eléctrico es la transformada de Fourier [2] del espectro de potencia $I_T(\omega)$, Al anti transformar $I(\omega)$ obtenemos $\gamma(T)$.

$$\gamma(T) = \alpha e^{-\left(\frac{\Delta\omega T}{4}\right)^2} e^{-j(\omega_c T)}$$

Ecuación 2- 29

Por lo tanto, se puede calcular el tiempo de coherencia, utilizando el $\gamma(T)$ definido en la ecuación 2-29.

$$\tau_{coh} = \int_{-\infty}^{\infty} |\gamma(T)|^2 dT = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \alpha e^{-\left(\frac{\Delta\omega T}{4}\right)^2} e^{-j(\omega_c T)} \right|^2 dT$$

Ecuación 2- 30

$$\tau_{coh} = \frac{\chi}{\Delta\omega}$$

Ecuación 2- 31

El valor de χ según [2], es de aproximadamente 0.664. Es interesante notar la relación que existe entre el tiempo de coherencia y el ancho de banda de la fuente de luz. En otras palabras, y visto desde la óptica de la ingeniería, al hablar de coherencia temporal

se está hablando del ancho de banda de la fuente de luz. Cuanto más coherente es la fuente de luz más estrecho es su ancho de banda [2].

En el caso de interferometría en el espacio de Fourier la situación es distinta, porque el sistema de detección separa las longitudes de onda de la fuente de luz y las enfoca sobre un arreglo de fotodetectores. Sobre cada fotodetector se tiene un ancho espectral $\Delta\omega/N_p$, siendo N_p la cantidad de fotodetectores. De esta manera, el tiempo de coherencia en cada detector τ_{coh} , es N_p veces más grande:

$$\tau_{coh} = \frac{\alpha^2 a N_p \sqrt{\pi}}{\sqrt{2\Delta\omega}} = N_p \frac{\chi}{\Delta\omega}$$

Ecuación 2- 32

Otro parámetro importante es la visibilidad del patrón de interferencia que se define:

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

Ecuación 2- 33

Donde I_{max} e I_{min} son las intensidades máximas y mínimas en la ecuación 2-13. Si T_c es el periodo de la frecuencia central (ω_c), entonces la I_{max} será en un tiempo T igual a un múltiplo de T_c , si asumimos sin pérdida de generalidad que $\theta(t) = 0$ en la ecuación 2-13, y la I_{min} será en un tiempo $T' = T + T_c/2$.

$$V = \frac{\left[1 + \gamma(T_c) \cos\left(\frac{2\pi}{T_c} T_c\right) \right] - \left[1 + \gamma\left(\frac{1}{2} T_c\right) \cos\left(\frac{2\pi}{T_c} \frac{1}{2} T_c\right) \right]}{\left[1 + \gamma(T_c) \cos\left(\frac{2\pi}{T_c} T_c\right) \right] + \left[1 + \gamma\left(\frac{1}{2} T_c\right) \cos\left(\frac{2\pi}{T_c} \frac{1}{2} T_c\right) \right]}$$

Ecuación 2- 34

$$v = \frac{\gamma(T_c) + \gamma\left(\frac{1}{2}T_c\right)}{2 + \gamma(T_c) - \gamma\left(\frac{1}{2}T_c\right)}$$

Ecuación 2- 35

Si consideramos el caso en que $T_c \ll 1/\Delta\omega$ (ancho de banda grande) y que la función $\gamma(t)$ varia suavemente en un período T_c , entonces se puede decir que:

$$\gamma(T_c) \approx \gamma\left(\frac{1}{2}T_c\right)$$

Ecuación 2- 36

Remplazando en la ecuación de visibilidad queda:

$$v \approx \gamma(T)$$

Ecuación 2- 37

Si se plantea el análisis desde el punto de vista espectral se puede plantear la ecuación de irradiancia de la siguiente manera.

$$I(k) = I_1(k) + I_2(k) + 2\sqrt{I_1(k)I_2(k)} \cos(kn_0\Delta x)$$

Ecuación 2- 38

Si definimos la profundidad de modulación β tal que:

$$\beta^2 = \frac{I_2}{I_1}$$

Ecuación 2- 39

La ecuación 2-38 queda expresada en forma más clara como:

$$I(k) = I_1(k) (1 + \beta^2 + 2\beta \cos(kn_o \Delta x))$$

Ecuación 2- 40

Si se supone ahora que la fuente de luz tiene un espectro gaussiano caracterizado por un cierto ancho de banda (Δk) el factor I_1 tiene la expresión dada en la ecuación 2-41.

$$I_1(k) = A e^{-\frac{(k-k_0)^2}{\Delta k}}$$

Ecuación 2- 41

La expresión para la intensidad $I(k)$ tendrá la forma de la ecuación 2-43.

$$I(k) = A e^{-\frac{(k-k_0)^2}{\Delta k}} (1 + \beta^2 + 2\beta \cos(kn_o \Delta x))$$

Ecuación 2- 42

La intensidad en función de k es entonces una suma de términos constantes más un término cosenoidal todos multiplicados por una función gaussiana.

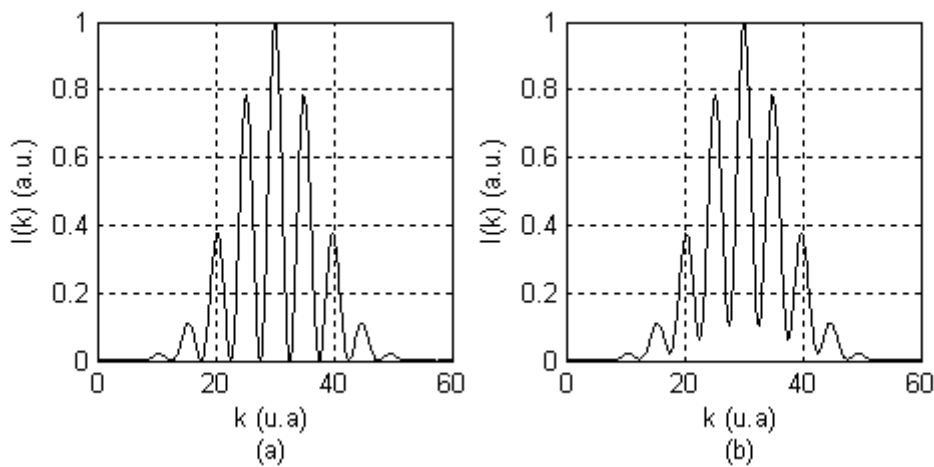


Figura 2- 2. Grafico esquemático de la ecuación 2-52. En (a) con $\beta = 1$ y en (b) con $\beta = 0.5$.

En la figura 2-3 se puede apreciar del valor de la función $I(k)$ para dos valores distintos de β ($\beta=0.5$ y $\beta=1$). Se ve como la amplitud de la modulación varía con la relación β y su frecuencia de oscilación es una medida directa de la diferencia de camino óptico recorrido ($n_0\Delta x$). La obtención de este valor es el punto central en las distintas aplicaciones experimentales y la idea base del método presentado en este trabajo.

En el caso de la interferometría de alta coherencia el término interferométrico está dado por $\cos(kn_0\Delta x + \alpha)$, en la interferometría de baja coherencia en el espacio de Fourier, el término interferométrico está dado por una superposición de términos de la forma $\cos(k_i n_0 \Delta x + \alpha)$ para distintos valores de k_i . Resulta más que interesante el análisis de esta sutil diferencia que define dos maneras diferentes de generar la señal interferencia y dos maneras diferentes de adquirirla.

En general en la literatura el uso de fuentes de banda ancha a través del fenómeno descrito anteriormente se conoce con distintos nombres como: interferometría de banda ancha (IBA), de baja coherencia (LCI), tomografía óptica (OCT), entre otras. Dentro de esta rama de la interferometría se han desarrollado distintos tipos y esquemas según como se detecta la señal de interferencia. En la denominada interferometría en el dominio del tiempo se utiliza como detector un fotodiodo, pero se necesita mover la rama de referencia.

La variante utilizada en este trabajo es la que se conoce como interferometría en el dominio de la frecuencia, en este caso no hay ramas móviles en el interferómetro y comúnmente se utiliza como detector un espectrómetro. En esta configuración el espectrómetro es el encargado de separar las distintas longitudes de onda y generar la señal de interferencia en función de la variable k , (señal que se muestra en la figura 2-2). Para nuestras aplicaciones mostraremos que es una ventaja fundamental en el esquema experimental el hecho de que ninguna de las ramas debe desplazarse para generar la señal de interferencia.

2-3. Sistema de adquisición.

De acuerdo a lo ya comentado en todos los resultados experimentales presentados en este trabajo el sistema de adquisición empleado es un espectrómetro, estos dispositivos están constituidos típicamente como el de la figura 2-4, del tipo Czerny-Turner que suelen ser pequeños, pudiendo llegar a ser de gran resolución.

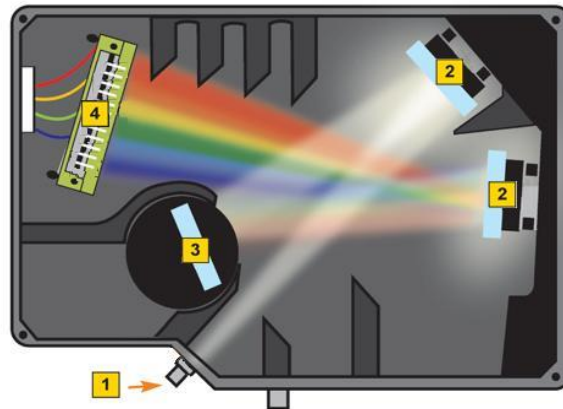


Figura 2- 3. Espectrómetro tipo Czerny-Turner. Donde 1 es la rendija de entrada, 2 espejos de colimación y/o enfoque, 3 red de difracción, 4 array digital.

El haz de luz entra por una rendija de entrada al interior del espectrómetro, en la rendija hace foco un espejo cóncavo que colima la luz y la dirige a una red de difracción, la red de difracción es la encargada de separar las distintas longitudes de onda que componen el espectro de la fuente luz, las distintas longitudes de onda son dirigidas hacia un espejo que hace foco sobre una cámara digital que es la encargada de la detección y la adquisición.

Una red de difracción, consiste en una superficie pulida y rayada finamente con un gran número de surcos o estrías equidistantes que reflejan o transmiten al haz de luz.

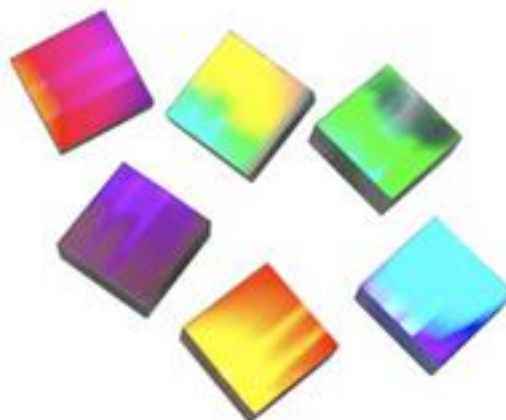


Figura 2- 4. Redes de difracción.

La figura 2-4, muestra una red de difracción con los haces incidentes y reflejados que forman un determinado ángulo con la normal a la red, a estos ángulos se los denomina, ángulo incidente (θ_i) y reflejado (θ_r).

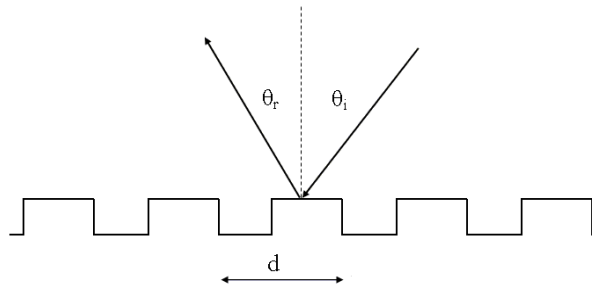


Figura 2- 5.

La ecuación general que rige la dispersión [3] de una red de difracción es:

$$m\lambda = d(\text{sen}(\theta_r) + \text{sen}(\theta_i))$$

Ecuación 2- 43

Cuando se trabaja con baja coherencia es conveniente considerar la apertura angular de la red de difracción ($\Delta\theta$), como la diferencia entre los ángulos reflejados entre las longitudes de onda mínima ($\theta_{r\lambda\text{min}}$) y máxima ($\theta_{r\lambda\text{max}}$).

Por medio de la ecuación 2-43 se puede obtener el valor de θ_r , como lo muestra la ecuación 2-44.

$$\theta_r = \arcsen\left(\frac{m\lambda_i - d\text{sen}(\theta_i)}{d}\right)$$

Ecuación 2- 44. $i = \lambda_{\text{min}}, \dots, \lambda_{\text{max}}$

Entonces el $\Delta\theta$ queda definido de la siguiente manera.

$$\Delta\theta = \theta_{r\lambda\text{max}} - \theta_{r\lambda\text{min}}$$

Ecuación 2- 45

El valor de $\Delta\theta$ es un parámetro de diseño del espectrómetro que permite determinar su resolución espectral en función de la cantidad de píxel del sensor (cámara digital o array lineal) que se coloque en la salida.

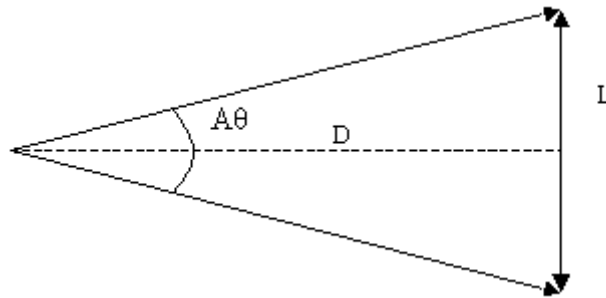


Figura 2- 6.

Si D es la distancia focal y L la longitud de apertura del haz de luz sobre el sensor, entonces.

$$L = 2D \tan\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right)$$

Ecuación 2- 46

Adicionalmente se puede relacionar el ancho de banda en cada píxel con los parámetros del espectrómetro a través de la ecuación 2-46 y la figura 2-7.

Estos resultados serán utilizados en las expresiones obtenidas en el capítulo 3.

2-4. Detección del camino óptico.

En este punto trabajaremos con la transformada de Fourier de la señal de intensidad ($I(k)$) con el objetivo de obtener el valor de la diferencia de camino óptico $n_0\Delta x$ que abreviaremos con la letra D . En aplicaciones que se mostrarán en los próximos capítulos el objetivo central será obtener este valor que representará una distancia con distintas interpretaciones según la aplicación: la medición de una cota en una pieza maquinada o el espesor en un medio semitransparente, entre otras. En todos los casos el valor de D se

obtiene a partir del análisis de la función transformada de $I(k)$ que detallamos a continuación. Para lo que sigue utilizaremos la siguiente convención [4]:

$$F_T(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(k)e^{-jkx} dk$$

Ecuación 2- 47

Llamaremos $I_T(x)$ a la transformada de $I(k)$ donde x es la variable conjugada del numero de onda k . Para el caso de una fuente de espectro gaussiana la expresión es:

$$TI(x) = F(I(k))(x) = \left(F(I_1(k)) \otimes F\left(1 + \beta^2 + 2\beta \cos(kn_o \Delta x)\right) \right)(x)$$

Ecuación 2- 48

Esta expresión indica la convolución (\otimes) de dos términos. El primero es $F(I_1(k))$ que es la función la función grado de coherencia $\gamma(x)$ ahora en función de la variable x y el segundo término da la posición de la frecuencia de modulación que es la medida de la diferencia de camino óptico entre las ramas:

$$TI(x) = I_0 e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 x^2 - jk_0 x} \otimes \left[2\pi\delta(x)(1 + \beta^2) + 2\beta\pi\delta(x - D) + 2\beta\pi\delta(x + D) \right]$$

Ecuación 2- 49

Que se puede escribir de manera más sencilla de la forma de la ecuación 2-50.

$$TI(x) = I_0(1 + \beta^2) \left[e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 x^2 - jk_0 x} + \frac{\beta}{1 + \beta^2} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 (x-D)^2 - jk_0(x-D)} + \frac{\beta}{1 + \beta^2} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 (x+D)^2 - jk_0(x+D)} \right]$$

Ecuación 2- 50

El modulo cuadrático de $TI(x)$ se muestra en la ecuación 2-51.

$$|TI_T(x)|^2 = (I_0(1+\beta))^2 \left[e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 x^2} + \left(\frac{\beta}{1+\beta^2}\right)^2 e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 (x-D)^2} + \left(\frac{\beta}{1+\beta^2}\right)^2 e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 (x+D)^2} + \right. \\ \left. 2\left(\frac{\beta}{1+\beta^2}\right) e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 (x-D)^2} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 x^2} \cos(kD) + \right. \\ \left. 2\left(\frac{\beta}{1+\beta^2}\right) e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 (x+D)^2} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 x^2} \cos(kD) + \right. \\ \left. 2\left(\frac{\beta}{1+\beta^2}\right)^2 e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 (x+D)^2} e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 (x-D)^2} \cos(2kD) \right]$$

Ecuación 2- 51

En esta expresión se pueden observar seis términos “gaussianos”. A partir de un análisis más detallado se puede determinar que los últimos tres términos de la ecuación 2-51 pueden ser despreciados siempre que D sea mayor que 2*1/Δk.

Suponiendo la condición anterior, la ecuación 2-51, se puede reescribir como:

$$|TI(x)|^2 = (I_0(1+\beta))^2 \left[e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 x^2} + \left(\frac{\beta}{1+\beta^2}\right)^2 e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 (x-D)^2} + \left(\frac{\beta}{1+\beta^2}\right)^2 e^{-2(\frac{\Delta k}{2})^2 (x+D)^2} \right]$$

Ecuación 2- 52

La ecuación 2-52, refleja la simetría propia de la transformada de Fourier con la que se trabajara de ahora en adelante en el presente trabajo.

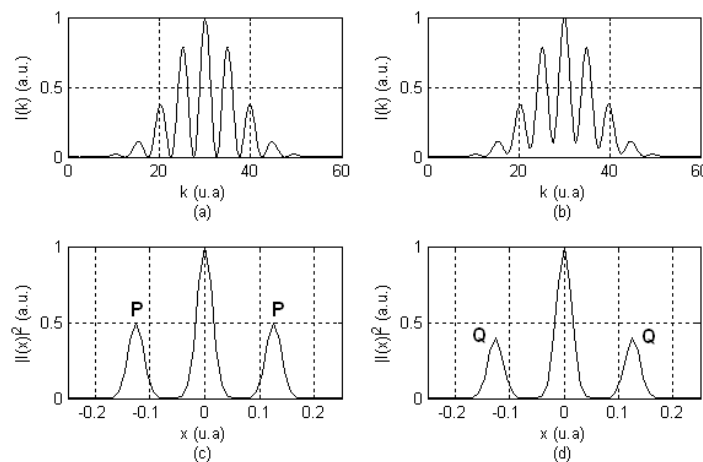


Figura 2- 7. Esquema representativo de de la señal de interferencia y de su correspondiente transformada.

La posición del centro de los picos gaussianos P y Q indican el valor de la frecuencia de modulación del término cosenoidal de la ecuación de interferencia ($D = n_0 \Delta x$).

En la figura 2-8-a y 2-8-b, se puede observar la señal de interferencia para distintas visibilidades ($\beta = 1$, $\beta = 0.5$), en los gráficos 2-8-c y 2-8-d, se muestra el modulo cuadrado de la transformada de Fourier para cada una de estas señales de interferencia ($TI(x)$), compuesta de tres lóbulos o picos gaussianos, el central corresponde a la parte de la función $I(k)$ con los términos constantes, mientras que los laterales son los picos de interferencia. De la comparación de los gráficos c y d de la figura 2-8, queda en evidencia que la amplitud de los picos de interferencia disminuye cuando disminuye la visibilidad.

En la figura 2-9 se puede apreciar un ejemplo sencillo de cómo el pico gaussiano va cambiando su posición a medida que varía la diferencia de camino óptico (D), en este caso se normalizó la amplitud del pico gaussiano de orden cero y se realizó un incremento de $1210 \mu\text{m}$, comenzando en $500 \mu\text{m}$.

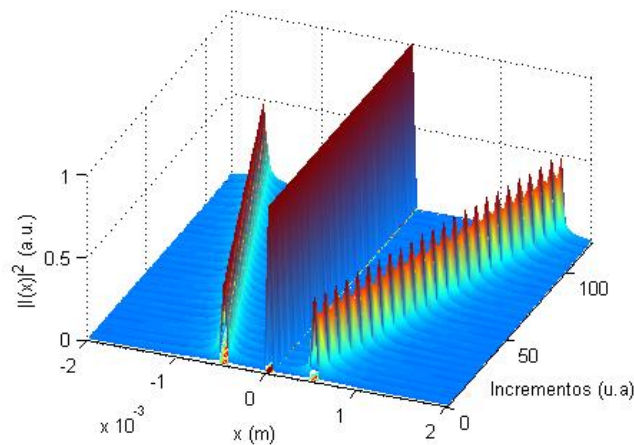


Figura 2- 8. Grafica 3D del desplazamiento del pico gaussiano.

2-5. Relación entre λ y k

Hasta este momento todo el análisis realizado supone que el detector puede obtener de forma continua la señal de interferencia en función del parámetro k . En los sistemas

utilizados en este trabajo la señal es detectada con un espectrómetro, por consiguiente a cada píxel se le puede asignar un número de onda (k_i), que integra un cierto ancho del espectro definido por la resolución del equipo. Por otro lado la relación entre la posición de cada píxel y k no es en general una relación lineal.

Si recordamos la ecuación 2-43 y la evaluamos para el primer orden podemos apreciar esa dependencia no lineal.

$$(\text{sen}(\theta_r) + \text{sen}(\theta_i)) = \frac{\lambda}{d}$$

Ecuación 2- 53

Si el ángulo de incidencia es constante, y el θ_r es pequeño entonces la ecuación 2-53 se puede desarrollar en términos de k y estimar este efecto.

2-6. Foco y parámetro confocal.

En muchas aplicaciones, perfilometría, análisis de rugosidad, medición de espesores, se necesita tener bien determinado los valores de resolución lateral y axial del sistema de medición de distancias que constituye la técnica interferométrica. Estas magnitudes están determinadas por las características del haz de luz al incidir sobre la muestra. En primer lugar analizaremos las relacionadas con los parámetros del spot del haz en el punto de enfoque, que es en general donde se ubica la muestra. En las mediciones tienen importancia las siguientes magnitudes: a) Resolución lateral b) Parámetro confocal, c) resolución axial.

Para esto es importante determinar las características del haz después de atravesar la lente de enfoque e incidir sobre la muestra. Utilizamos el modelo estándar de propagación de un haz gaussiano al atravesar la lente y propagarse hasta la muestra por aire. Se supone la aproximación de lentes delgadas. En [4] se puede encontrar el desarrollo completo de la teoría de propagación considerando distintos medios, aquí solo se darán los detalles más relevantes.

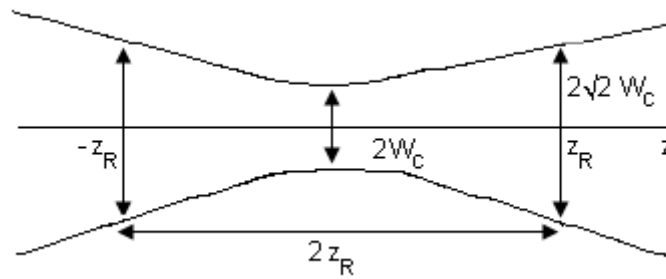


Figura 2- 9. Evolución del tamaño del haz alrededor del punto focal, después de la lente. W_c es la cintura en ese punto.

Por medio de la ecuaciones 2-54 y 2-55 se puede obtener el valor de z_r el parámetro confocal y el tamaño de la cintura W en función de la distancia a la lente de enfoque (z), siendo W_0 la cintura del haz antes de la lente, λ_0 la longitud de onda central del haz y f el foco de la lente. El parámetro confocal es una estimación del rango dinámico del instrumento mientras que el tamaño de cintura permite estimar la resolución lateral.

$$z_r = \frac{k_0 w_0^2}{2}$$

Ecuación 2- 54

$$W(z) = \left[\frac{(fz)^2 + z_r^2(z - f)^2}{z_r f^2} \frac{k_0}{2} \right]^{1/2}$$

Ecuación 2- 55

A modo de ejemplo expresamos los resultados obtenidos utilizando las ecuaciones anteriores para un caso experimental típico de los empleados en nuestro sistema. Una lente de distancia focal de 25 mm, λ central de 840 nm, y un spot antes de la lente de 4 mm de diámetro con lo que se obtiene un spot en el foco de 6.6 μ m de diámetro y un parámetro confocal de 3.3 mm. Esto indica que la cantidad de luz colectada se puede considerar constante en el rango espacial de -1.65 mm a 1.65 mm siendo el origen la ubicación del foco de la lente.

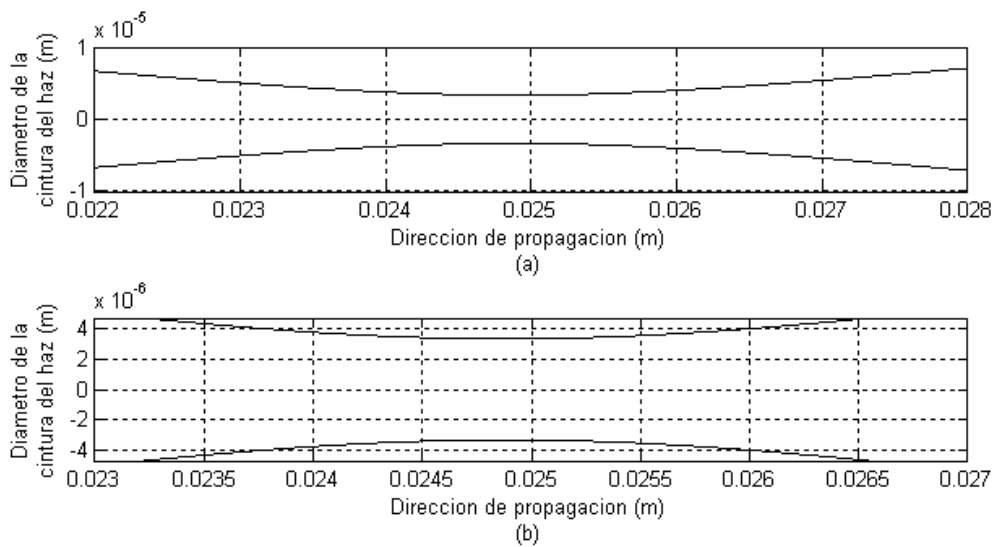


Figura 2- 10. Variación de la cintura del haz (a). Detalle en la región confocal (b).

En la figura 2-11-a se puede observar la variación de la cintura del haz después de atravesar la lente en la zona de convergencia centrada en el foco. En el gráfico 2-9-b se grafica el detalle del tamaño de la cintura en la zona dentro del parámetro confocal para los valores del ejemplo anterior.

Es importante tener en cuenta que para poder obtener spot más pequeño y coleccionar más luz se debe disminuir la distancia focal pero con el compromiso de que disminuye el parámetro confocal y por lo tanto el rango de medida.

2-7. Rango dinámico y resolución axial.

Definimos el rango dinámico del sistema interferométrico como la diferencia entre la mayor y menor distancia medible, que dependerá fuertemente de las características de la fuente de luz, del sistema de detección y de los parámetros de enfoque discutidos en el punto anterior.

Por otra parte al analizar la ecuación de interferencia se pudo apreciar que esta posee un término constante que al transformarla, genera un pico gaussiano en el origen de coordenadas, a medida que este pico sea más estrecho, menor será el límite inferior de detección del sistema interferométrico. A modo de ejemplo para una configuración experimental típica descrita en el capítulo 3 la mínima distancia detectable es de 13 μm .

Una primera cota para las señales de alta frecuencia viene dado por el teorema de Nyquist ($f_m = 2f_s$), en donde a la f_s será la frecuencia de la señal, dada por el valor de la OPD y f_m la frecuencia de muestreo esta dado por la inversa en el espaciado (en la variable k) entre pixels. Esto muestra la importancia en la elección del detector, ya que a mayor cantidad de píxeles mayor será la frecuencia de muestreo y por lo tanto el rango dinámico del sistema. A modo de ejemplo para los sistemas utilizados en la parte experimental en este trabajo este valor es de aproximadamente 2 mm.

Tal como se comentó anteriormente una primera estimación de la resolución axial esta dada por la inversa del rango espectral de la fuente de luz. Es decir, que a medida que se utilicen fuentes de luz con mayor ancho espectral, al realizar la transformada de Fourier, menor será el ancho del pico de interferencia, permitiendo de ese modo obtener mayor resolución axial.

Estos temas serán desarrollados con más detalle en los capítulos 3 de este trabajo.

Referencias.

- [1]. Hecht E. “Optica”, Ed. Addison-Wesley, 3ª edición, 2003.
- [2]. Goodman J. W. “Statistical Optics”, John Wiley & Sons 1985
- [3]. Steward E.D. “Fourier Optics: An Introduction”, Ellis Horwood Limited, 2º edición, 1987.
- [4]. Oppenheim A.V., Willsky A.S. y Hamid Nawab S. “Señales y Sistemas”, Pearson Educacion, 2º edición, 1998.
- [5]. Sigman A. E. “Laser”, University Science Books, 1986.
- [6]. Mandel L, Wolf E. ,”Optical coherence and quantum optics”, Cambridge university press, 1995.

Capítulo III

Señales de interferencia y procesamiento



3-1 Introducción.

En este capítulo, se estudiarán las señales involucradas en el proceso de detección y adquisición de la curva de interferencia descrita anteriormente. Se presentará la técnica de procesamiento de esta señal y su transformada de Fourier, que es utilizada en la determinación de los valores de diferencia de camino óptico, a través de la determinación de la posición de los “picos de interferencia” generados al obtener dicha transformada. Se estudiarán los efectos que se introduce al utilizar un arreglo de pixels como detector, se hará un análisis para el caso en que el ancho de banda del espectrómetro no sea coincidente con el de la fuente de luz, los efectos debidos a la difracción en el haz y en el procesamiento de la señal. En todos los casos supondremos que el sistema de detección es un espectrómetro con cámara o array lineal.

En el final del capítulo se discuten distintas técnicas de mejora en el procesado de la señal de interferencia y factores de ruido.

3-2 Señales en la adquisición de imagen.

En el momento en que se utiliza una cámara digital como elemento sensor o un array lineal, se deben tener en cuenta sus características y como estas afectan a la señal original. Para una mejor interpretación, resulta útil realizar una descripción del sistema, sus elementos y como es obtenida la señal.

En general el array matricial está formado por n columnas y m filas de fotodetectores (píxel), como se muestra en la figura 3-1.



Figura 3- 1. Tipos de array matricial y lineal.

Cada una de las celdas que compone este array es un elemento fotosensible microscópico (silicio en los elementos utilizados en este trabajo), con la capacidad de producir una corriente eléctrica proporcional a la intensidad de luz que recibe. Actualmente las tecnologías más difundidas son las denominadas CCD y CMOS [1, 2]. Se debe notar que si bien cada sensor tiene una respuesta dentro de un rango de longitudes de onda, los píxeles por sí solos son incapaces de determinar la longitud de onda con la cual son iluminados. Para obtener imágenes en color se utiliza comúnmente una máscara de Bayer, que es un filtro colocado sobre los fotodetectores que componen el array matricial (figura 3-2) o tres sensores CCD donde cada uno almacena la intensidad de cada componente RGB, para luego formar la imagen a color.

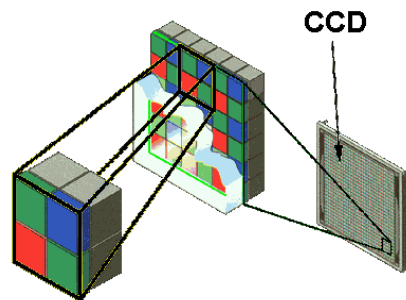


Figura 3- 2. Array matricial con filtro de Bayer.

Cada pixel, en los elementos utilizados en este trabajo, tiene dimensiones que van típicamente entre $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ a $20\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$.

En el trabajo experimental se utilizó este tipo de sensores como sistema final de detección dentro de un espectrómetro (ver capítulo II). Para las mediciones realizadas se emplearon dos modelos de espectrómetros. El primero de la firma Metrolab[®], del tipo Czerny-Turner, con una red de difracción de 1200 líneas por milímetro y 14 cm de distancia focal, al cual le adosamos una cámara digital con el sensor OV7620 de 640x 480 píxeles en la rendija de salida. El tamaño de píxel es de $7.6\mu\text{m} \times 7.6\mu\text{m}$ con un área útil (fill factor) cercano al 100 %, como es característico de las CCD. Por este motivo se asume que no hay zonas de no captura.

El segundo, un espectrómetro de la firma Ocean Optics modelo HR4000, con un detector lineal de 3636 píxeles con un tamaño de $8\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ de la firma Toshiba modelo TCD1304AP, también en una configuración Czerny-Turner, con una red de 1200 líneas por milímetro.

Cuando la señal de interferencia es capturada por el array de la cámara, esta genera una imagen de las franjas tal como se indica en la figura 3-3.

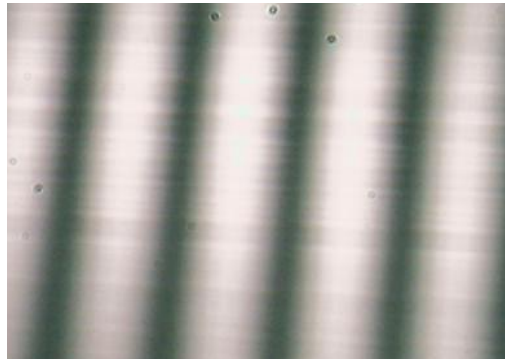


Figura 3- 3. Imagen típica de interferencia obtenida con el sistema Metrolab.

Tomando una línea horizontal de la figura 3-3, se obtiene una grafica de intensidad en función de los píxeles, $I(k)$. En el capítulo dos se presentó la teoría y se llegó a las expresiones para la señal de interferencia, en lo que sigue se discutirán los efectos producidos por las limitaciones en el sistema de detección y procesamiento.

3-2-1 Efecto de Ventaneo.

Es producido por el corte abrupto del arreglo lineal de pixels sobre la señal de interferencia.

Se puede describir matemáticamente la ventana espectral que impone los límites del espectrómetro con un pulso unitario $\Pi(k)$ (definido formalmente por la ecuación 3-1), centrado en k_a (número de onda correspondiente al centro del array) y con ancho Δk_a .

$$\Pi(k) = \begin{cases} 1 & |k| < 1 \\ 0 & |k| > 1 \end{cases}$$

Ecuación 3- 1

De esta manera la intensidad de interferencia detectada tendrá una expresión como la de la ecuación 3-2. En donde $I(k)$ (ecuación 2-23 del Capítulo II) es la intensidad de interferencia que se obtendría con un detector ideal (N° de pixel tendiendo a infinito con ancho de cada pixel tendiendo a cero).

$$I_1(k) = I(k) \prod \left(\frac{k - k_a}{\Delta k_a} \right)$$

Ecuación 3- 2

En la señal de la figura 3-4 se puede apreciar el efecto de corte de uno de los espectrómetros (Metrolab®) utilizados en nuestro arreglo experimental.

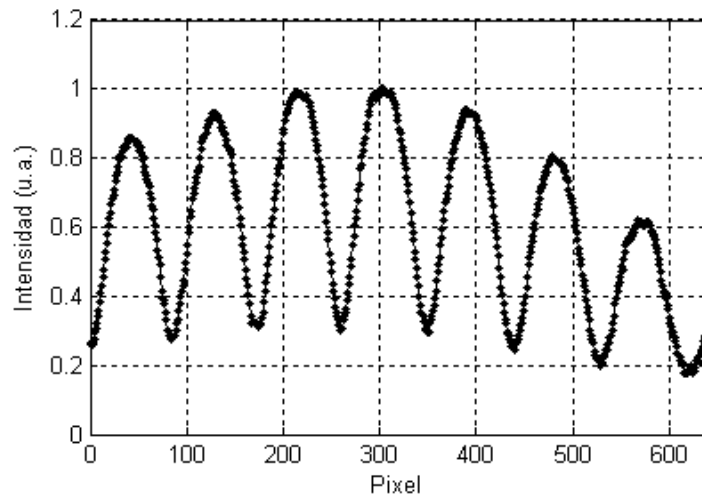


Figura 3- 4. Intensidad en función de los píxeles de una línea del array.

La señal se encuentra cortada por desbordamiento, en este caso, el espectro de la señal tiene un ancho espacial mayor al ancho del array de la cámara. Esto produce componentes espurias al utilizar la transformada de Fourier [3].

En el gráfico de la figura 3-5, se muestra un gráfico modelo que muestra este efecto de acuerdo a los valores experimentales con los que se obtuvo la señal de la figura 3-4.

Al realizar la transformada de Fourier de la ecuación 3-2 obtenemos $I_1(x)$ que es la señal de interferencia $I(x)$ (transformada de Fourier de $I(k)$) convolucionada con una función sinc (definida como $\text{sinc}(x) = \text{sen}(\pi x)/(\pi x)$).

$$I_1(x) = I(x) \otimes 2\Delta k_a \text{sinc} \left(\frac{x\Delta k_a}{\pi} \right) e^{-jxk_0}$$

Ecuación 3- 3

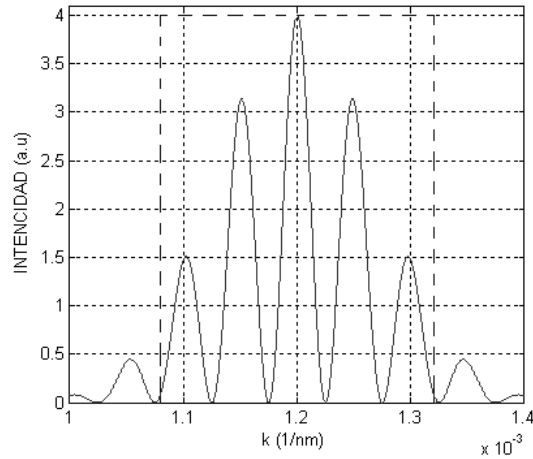


Figura 3- 5. Gráfico que ejemplifica el desborde de la señal de interferencia en el array. En línea continua la señal de interferencia y en línea punteada la ventana rectangular.

En la figura 3-6 se realiza un gráfico comparando $|I(x)|$ con $|I_1(x)|$ donde se puede apreciar los efectos del recorte del espectro (señal continua).

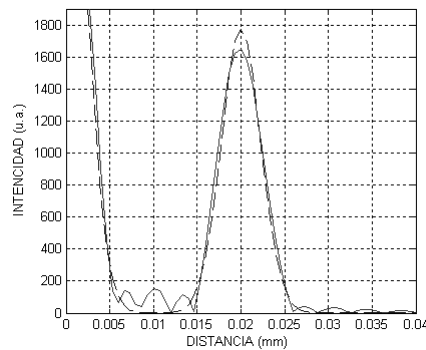


Figura 3- 6. En línea continua la señal $I_1(x)$ distorsionada por acción de recorte del espectro, en línea punteada la señal $I(x)$.

Las modulaciones generadas en la señal $I_1(x)$ pueden producir errores de interpretación en la medición en muestras con múltiples reflexiones.

En el otro extremo se puede dar el caso de un espectrómetro cuyo ancho espectral es mayor al de la fuente de luz. La problemática es similar con la desventaja adicional de que la cantidad de píxeles utilizados en el muestreo de la señal no será el total del array. Sobre el final del capítulo se describen distintos tipos de “ventanas” que disminuyen este efecto.

3-2-2 Efecto producido por el ancho de cada píxel.

Otro proceso que altera la señal de interferencia esta dado por el ancho de captura de cada píxel. En este caso se debe tener en cuenta que cada píxel integra la intensidad de luz en un ancho espectral determinado (que llamaremos Δk_p) y genera un valor de intensidad promedio.

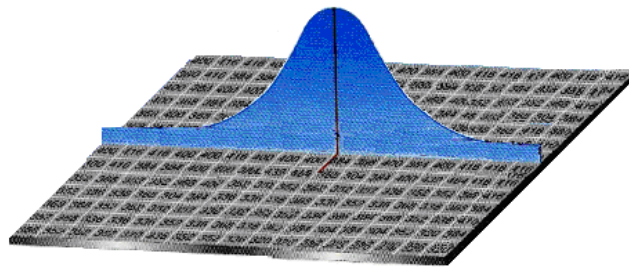


Figura 3- 7. Esquema de cómo se distribuya la señal de interferencia sobre el array matricial.

En este punto se hace la suposición de que la dispersión del espectrómetro es lineal con k , entonces el ancho de banda de cada píxel $\Delta k_p = \Delta k_a / N_p$, siendo N_p el número de píxeles del array. A modo de ejemplo para el caso del espectrómetro Metrolab con el detector OV7620 de 640x 480 píxeles adaptado en el laboratorio y utilizado en nuestros experimentos el Δk_p tiene un valor de $3.75e-007$ 1/nm.

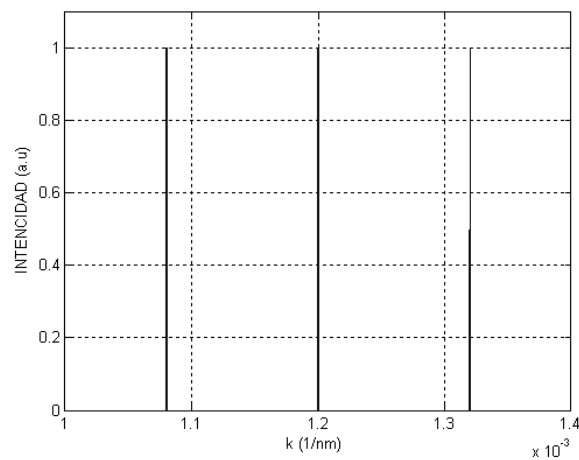


Figura 3- 8. Pulsos rectangulares como modelo de píxeles del array (en este caso un array de 640 píxeles).

En la figura 3-8, se muestran tres de los 640 pulsos rectangulares que representan los píxeles del array (el inicial, el central y el final). Este gráfico pretende mostrar el tamaño de los píxeles en relación al tamaño del espectro, y darle validez al modelo del sensor considerado como un tren de pulsos rectangulares finito (ancho Δk_p) con una cantidad de pulsos dado por el número de píxeles.

Por lo tanto, la intensidad en un píxel centrado en k_i , a la que llamaremos $p(k_i)$, se puede obtener como la convolución de un pulso rectangular Π de ancho Δk_p con la señal de interferencia.

$$\begin{aligned}
 p(k_i) &= \int_{k_i - \frac{\Delta k_p}{2}}^{k_i + \frac{\Delta k_p}{2}} I(k) dk \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} I(k) \Pi\left(\frac{k - k_i}{\Delta k_p}\right) dk \\
 &= I(k) \otimes \Pi\left(\frac{k}{\Delta k_p}\right)
 \end{aligned}$$

Ecuación 3- 4

La ecuación que describe la expresión de la intensidad obtenida a partir de la digitalización dada en el detector será:

$$I_2(k) = \sum_{i=1}^{N_p} p(k_i) \delta(k - k_i)$$

Ecuación 3- 5

En la figura 3-9 se representa la simulación de señal de interferencia de la ecuación 3-5 con el efecto de promediado dado por la ecuación 3-4 para el caso del sistema Metrolab más CCD y la fuente SLD Hamamamtsu L841.

Las características de los de píxeles del detector tienen, por lo tanto, una importancia fundamental al determinar la “frecuencia de muestreo” y el tamaño de la “ventana de muestreo” dado por Δk_p .

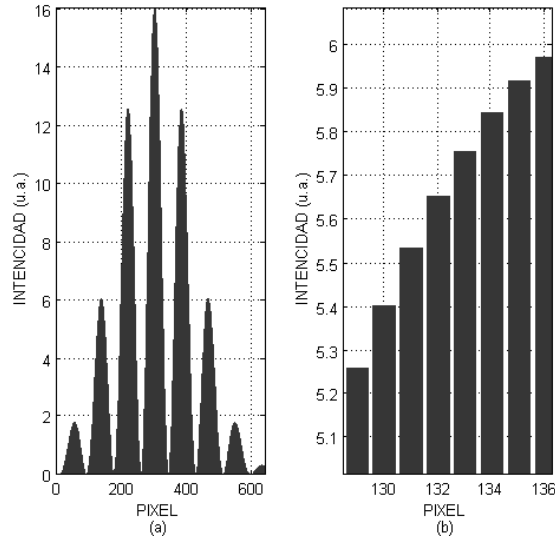


Figura 3- 9. A) Grafico de intensidad en función de los k dentro de cada píxel. B) Detalle del lóbulo central, todas los k dentro de un píxel tienen el mismo valor de intensidad.

Combinando las ecuaciones 3-4 a 3-5 que tienen en cuenta los efectos descritos en el proceso de detección se puede obtener la siguiente expresión:

$$I_2(k) = \sum_{i=1}^{N_p} \delta(k - k_i) \left(\prod \left(\frac{k' - k_i}{\Delta k_p} \right) \otimes I(k') \right)$$

Ecuación 3- 6

Donde los k_i son los valores asociados al centro de cada pixel y supondremos que $k_i = k_{ini} + (i-1) \cdot \Delta k_p$ siendo k_{ini} el valor de k correspondiente al primer pixel del array y $1 \leq i \leq N_p$.

La transformada de Fourier de la ecuación 3-6 es el producto de la transformada de la señal de interferencia por una función sinc(x), debido a este producto la amplitud del “pico de interferencia” disminuirá a medida que la diferencia de camino óptico aumente. Esto se puede apreciar en la figura 3-10, donde se muestra la simulación de la superposición de las señales $I(k)$ (en línea continua, (A)), para un valor de OPD arbitrario y la función sinc asociada al tamaño del pixel (en línea continua con punto, (B)), configurado a los valores del sistema experimental utilizando (espectrómetro Metrolab mas CCD) descrito anteriormente. La posición del primer cero en la función sinc(x) permite hacer una estimación del rango dinámico del sistema (en el gráfico 2.5mm), valor que queda definido por los parámetros del espectrómetro.

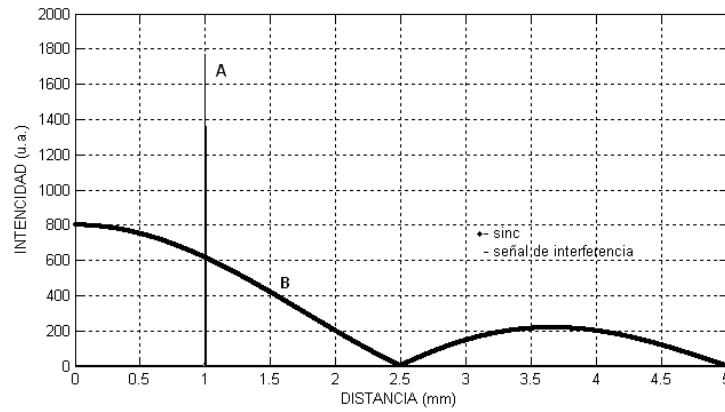


Figura 3- 10. Superposición del la señal de interferencia (-) y de la señal generada por los píxeles (-.-) dentro del el rango dinámico del sistema

Si ahora se incluye el efecto de ventaneo mostrado en la ecuación 3-1, se tiene la siguiente expresión:

$$I_2(k) = \prod \left(\frac{k - k_a}{\Delta k_a} \right) \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(k - k_i) \left(\prod \left(\frac{k' - k_i}{\Delta k_p} \right) \otimes I(k') \right)$$

Ecuación 3- 7

3-2-3 Efecto de difracción.

Un efecto adicional que es conveniente tener en cuenta es el producido por difracción en la propagación del haz de luz dentro del espectrómetro. La red de difracción separa espacialmente las distintas longitudes de onda que con cierta óptica adecuada son enfocadas sobre el array, esto genera sobre cada píxel una distribución espacial de todo el espectro.

Cada longitud de onda es enfocada sobre el detector en una región espacial definida por la “función de punto extendida” (point spread function y a partir de aquí: “psf”). Por consiguiente esta función da una medida de la contribución de las distintas longitudes de onda en cada píxel. En este trabajo tomamos un modelo de distribución espacial gaussiana, para cada longitud de onda, sobre el array de píxeles [4 y 5]. Llamaremos “a” al radio del spot para una determinada longitud de onda al incidir sobre el array.

Este parámetro es de interés para tener en cuenta el efecto de difracción mencionado y depende del tamaño del spot de entrada, los espejos o lentes utilizados y las distancias de propagación desde la ranura de entrada en el espectrómetro.

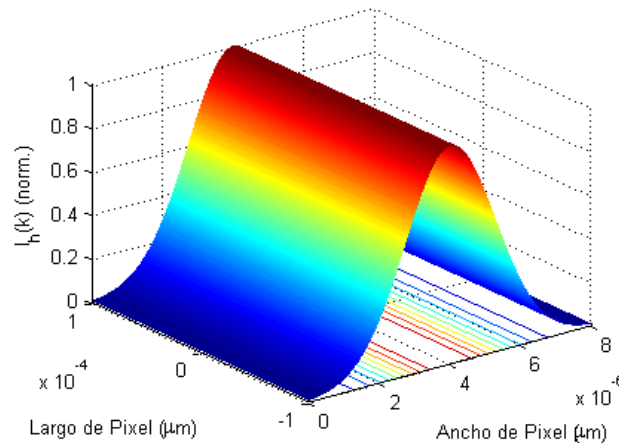


Figura 3- 11. Representación de la distribución de intensidad para una longitud de onda dentro de un píxel de 8 μm x 200 μm.

Asumimos que este valor es igual para cada longitud de onda del espectro y se puede determinar prácticamente observando la cantidad de pixeles que ocupa el espectro de un laser de alta coherencia (figura 3-11). Con estas suposiciones la expresión para la función de punto extendida (psf), para cada k, es:

$$psf(k) = psf_0 e^{-\left(\frac{k}{Ra}\right)^2}$$

Ecuación 3- 8

Donde R es la dispersión lineal recíproca [6], que definimos como:

$$R = \left. \frac{\partial k}{\partial y} \right|_{k_0}$$

Ecuación 3- 9

R permite relacionar la variable k con la coordenada espacial sobre el array de pixels (eje y, distancia sobre el array CCD, tomando como origen el centro del primer píxel). En este trabajo se supone que esta relación es lineal y por lo tanto R es constante y se puede estimar como $R = \Delta k_p / \Delta y$, siendo Δy el ancho espacial del píxel. Para el caso en que el sistema de dispersión es una red de difracción el valor de R depende de f, la longitud focal del espectrómetro, θ_r el ángulo de difracción y m el orden de difracción

de la red como lo indica la ecuación 3-10. Los detalles de esta expresión se describen en el Anexo III.

$$\left. \frac{\partial k}{\partial y} \right|_{k_0} = \frac{d \cos(\theta_r) k_0^2}{2\pi m f}$$

Ecuación 3- 10

Con estas consideraciones se obtiene la expresión de la intensidad detectada en cada píxel (ecuación 3-11) como la suma de las intensidades de todas las longitudes de onda, con una ponderación dada por la “psf” centrada en k_i (centro del píxel). Asumimos que esto vale para todos los píxels del array.

$$I_3(k_i) = \{I \otimes psf\}(k_i) = \int_0^{+\infty} I(k') psf(k_i - k') dk'$$

Ecuación 3- 11

3-2-4 Expresión general.

Por lo tanto la expresión general, eliminando factores constantes, que tiene en cuenta los efectos descritos anteriormente se puede escribir como:

$$I_4(k) = \prod \left(\frac{k - k_a}{\Delta k_a} \right) \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(k - k_i) \left(psf(k) \otimes \prod \left(\frac{k - k_i}{\Delta k_p} \right) \otimes I(k) \right)$$

Ecuación 3- 12

3-2-5 Espectro Gaussiano.

Para obtener una expresión para la función de interés en este trabajo: $I_4(x)$ (transformada de Fourier de $I_4(k)$), haremos las siguientes consideraciones.

Se asume que la fuente de luz tiene un espectro gaussiano donde σ es el ancho espectral expresado en función del número de onda k .

Por lo tanto la expresión para la intensidad de la señal de interferencia resulta ser, como se mostro en el Capítulo II, ecuación 2-26.

$$I(k) = e^{-\left(\frac{(k-k_0)^2}{\sigma^2}\right)} (1 + \beta + \cos(kd))$$

Ecuación 3- 13

Donde d es la diferencia de camino óptico. A partir de este punto conservamos solo el término de interferencia de la función $I(k)$ ya que es el que tiene la información relevante. Con esa suposición obtenemos una expresión analítica para la convolución, eliminando los términos aditivos:

$$I_3(k) = psf \otimes I(k) = cte.e^{-\frac{1}{4}d^2 \frac{\sigma^2 (Ra)^2}{\sigma^2 + (Ra)^2}} . e^{-\frac{(k-k_0)^2}{\sigma^2 + (Ra)^2}} . \cos(k' d)$$

Ecuación 3- 14

Donde:

$$k' = \frac{\sigma^2 k + k_0 (Ra)^2}{\sigma^2 + (Ra)^2}$$

Ecuación 3- 15

Esta expresión da una señal gaussiana que modifica ancho y amplitud de la función $I(k)$ original. Para los sistemas utilizados en este trabajo se cumple $Ra \ll \sigma$, por lo tanto el ensanchamiento no modificará sustancialmente la expresión original. En cambio, puede ser importante el efecto de atenuación (primer factor en la ecuación 3-13) que afectará la amplitud del pico de interferencia en la señal transformada.

Para tener una estimación de valores típicos del sistema utilizado, el ancho del spot de la función $psf(k)$ se lo puede aproximar por: $Ra = \sigma/500$. Con esta relación el ancho prácticamente no se modifica.

La transformada de Fourier de la ecuación 3-14, agrupando los factores constantes multiplicativos en el factor I_{03} resulta ser:

$$TI_3(x) = I_{03} \cdot e^{-\frac{1}{4}x^2 R a^2} \cdot \left(e^{-\frac{1}{4}\sigma^2(x-d)^2} \cdot e^{-j.k.a.(x-d)} + e^{-\frac{1}{4}\sigma^2(x+d)^2} \cdot e^{-j.k.a.(x+d)} \right)$$

Ecuación 3- 16

Conservamos solo las componentes con frecuencias positivas (exponencial $(x-d)^2$) y utilizamos las expresiones para las funciones transformadas:

$$F\left(\prod\left(\frac{k-k_\alpha}{\Delta k_\alpha}\right)\right) = \frac{\sin\left(x\frac{\Delta k_\alpha}{2}\right)}{x} \quad \alpha = a, k$$

Ecuación 3- 17

$$F\left(\sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(k-k_i)\right) = \Delta x \cdot \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(x-x_i) \cdot e^{-jk_{mi}x}$$

Ecuación 3- 18

Utilizando los resultados de las ecuaciones 3-11, 3-16, 3-17 y 3-18 descriptas en los puntos anteriores la expresión para $I_4(x)$ es:

$$TI_4(x) = I_{04} e^{-\left(\frac{a^2 R^2 x^2}{4}\right)} \sin c\left(\frac{\Delta k_p}{2\pi} x\right) e^{-\left(\frac{(x-d)^2}{\sigma^2}\right)} \otimes \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x-n\Delta x) \otimes \sin c\left(\frac{x\Delta x_a}{2\pi}\right) e^{-jx\frac{\Delta x_a}{2}}$$

Ecuación 3- 19

Esta ecuación, es el producto de una serie de factores que dan cuenta de los distintos efectos descriptos en los puntos anteriores. Como se dijo anteriormente se asume que el espectro sobre el array CCD se distribuye de forma uniforme en función del número de onda.

El primer término es una gaussiana centrada en el origen que modifica la amplitud del pico de interferencia a medida que crece la OPD, a continuación aparece el factor introducido por el tamaño finito de cada píxel. El tercer factor es el que lleva la información de la diferencia de camino óptico a medir (d), a continuación la sumatoria de deltas da cuenta de la discretización impuesta por nuestro sistema de detección y

procesamiento, el siguiente factor es el introducido por el ancho espectral del sistema y finalmente un término de fase.

Es importante resumir algunos puntos de interés que surgen de esta expresión.

El ancho de la campana gaussiana centrada en d , que está vinculado a la resolución axial (R_{ax}), sigue dependiendo solo del ancho espectral de la fuente.

$$R_{ax} = \frac{1}{\sigma}$$

Ecuación 3- 20

Si se utiliza como definición de rango dinámico a la máxima distancia en la cual se generan picos de interferencia en interferometría en el espacio de Fourier, este valor se encontrará limitado por las características del detector descritas anteriormente. Disminuyendo la amplitud del pico de interferencia por la acción de dos factores, la función de punto extendida (psf) y la función asociada al tamaño de los píxeles (sinc). Por lo tanto definimos función de rango espectral (fre) a:

$$fre(x) = e^{-\left(\frac{a^2 R^2 x^2}{4}\right)} \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta k_p}{2\pi} x \right)$$

Ecuación 3- 21

De acuerdo a la $fre(x)$, se puede utilizar como criterio para el rango dinámico (R_d), a la distancia dada por:

$$R_d = \min \left[\frac{2}{aR}, \frac{2\pi}{\Delta k_p} \right]$$

Ecuación 3- 22

En la figura 3-12-a, se muestra las funciones $psf(k)$ (-) y la función $\operatorname{sinc}(x\Delta k_p/2)$ (--) correspondiente al efecto por tamaño de los píxeles y la $I(k)$ (.-) generadas por una simulación, que tuvo en cuenta los datos del espectrómetro HR4000 de la firma Ocean Optics®, que posee un ancho de psf de 16 μm y un tamaño de píxel de 8 μm , en el

grafico 3-12-b se puede apreciar la variación de la amplitud del pico de interferencia en función de la distancia.

De acuerdo a estas características se puede inferir que la resolución dependerá de la fuente de luz utilizada, pero el rango dinámico queda definido por las características constructivas del espectrómetro.

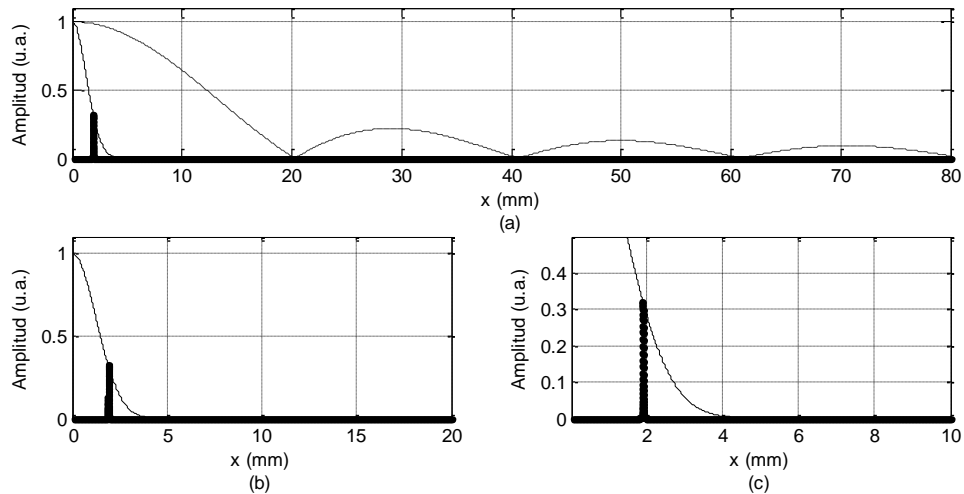


Figura 3-12. (a) Grafica de las señales que modifican al pico de interferencia. (b) Variación de la amplitud del pico de interferencia en función de la distancia. (c) Detalle del lóbulo secundario.

A modo de ejemplo, si se supone que la función psf tiene un ancho de $32 \mu\text{m}$, se obtienen las curvas de la figura 3-13.

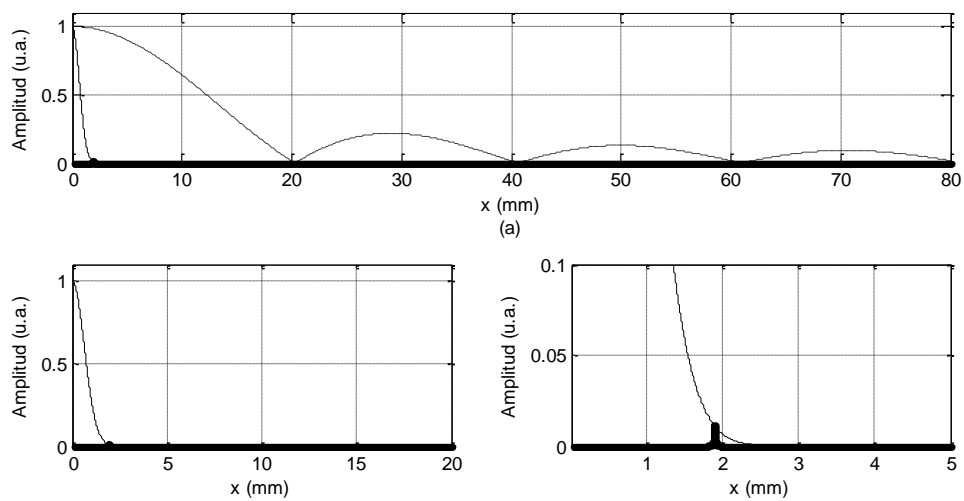


Figura 3-13. (a) Grafica de las señales que modifican al pico de interferencia. (b) Variación de la amplitud de intensidad en función de la distancia.

En el grafico 3-13-a se muestra la psf (-), la función sinc (--) y la $I(x)$ (.-), en donde se puede apreciar que la función psf se estrecho, en comparación al la mostrada en el grafico 3-12-a. En el grafico 3-13-b, se muestra la variación de la amplitud del pico de interferencia en función de la distancia, que en este caso se hace cero más rápidamente. Esto implica que a medida que el ancho de la psf sea menor, mayor será el rango de detección.

Los resultados de la simulación mostrados en la figura 3-12, pueden ser comparados con el resultado experimental que se muestra en la figura 3-15, en donde se registro la variación de intensidad del pico de interferencia, medido al ir desplazando una de las ramas del interferómetro. Se tomaron medidas desde la mínima frecuencia de detección hasta completar el primer lóbulo de la función sinc. En este caso se utilizo el espectrómetro de la firma Metrolab[®]. Se puede apreciar como los resultados experimentales (figura 3-14) coinciden razonablemente con el resultado obtenido a partir del modelo propuesto (figura 3-12).

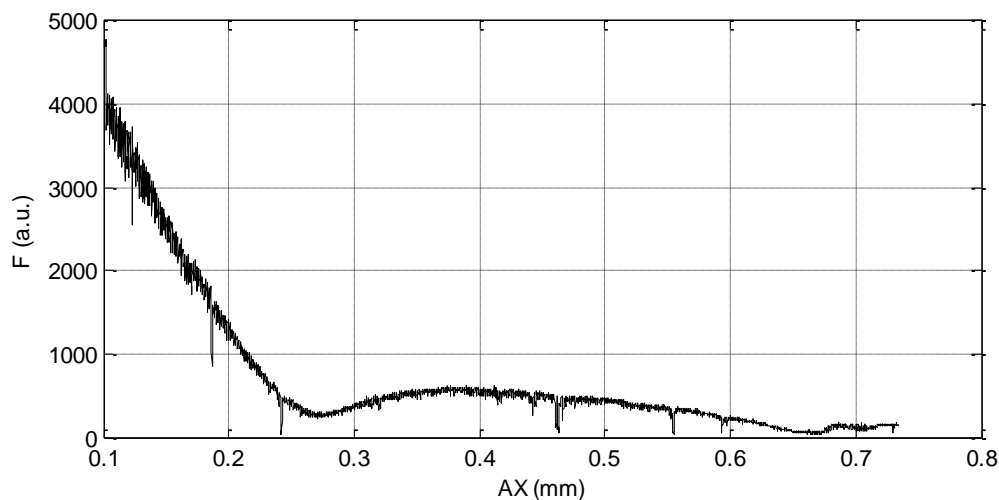


Figura 3- 14. Variación experimental de la intensidad del pico de interferencia en función de la variación de camino introducido entre ramas (Δx).

3-3 Procesamiento y acondicionamiento de la señal.

Como se menciono anteriormente, la señal espectral es recortada por el tamaño de array, el recorte espacial de la señal de interferencia genera en el plano transformado componentes de alta frecuencia por el corte abrupto de la señal.

Para solucionar este tipo de alteraciones se puede utilizar la técnica de enventanado o en ingles windowing [7 y 8], que es simplemente la multiplicación de la señal por una “ventana” de forma conveniente para suavizar los bordes, en el Anexo del Capítulo III se detallan algunas de las ventanas más utilizadas y sus características. A partir de este punto en todos los resultados mostrados se utiliza el envantanado que se consideró adecuado en cada caso.

En este punto se desarrollan las técnicas utilizadas en la determinación del valor de la diferencia de camino óptico a partir de $I(x)$, la transformada discreta de Fourier (TDF) de la señal de interferencia $I(k)$ [7 y 8].

En el cálculo de la expresión de la TDF utilizando el algoritmo clásico [7], la cantidad de puntos obtenidos para la señal transformada $X^d [k]$ es igual a la cantidad de puntos que tiene la señal discreta sin transformar $x[n]$ que sigue la siguiente relación:

$$X^d [k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] W_N^{kn} \quad / \quad W_N^{kn} = e^{-j\left(\frac{2\pi}{N}\right)kn}$$

Ecuación 3- 23

En la mayoría de las aplicaciones desarrolladas en este trabajo el resultado buscado es la obtención de la posición de los “picos de interferencia” que dan el valor de la OPD.

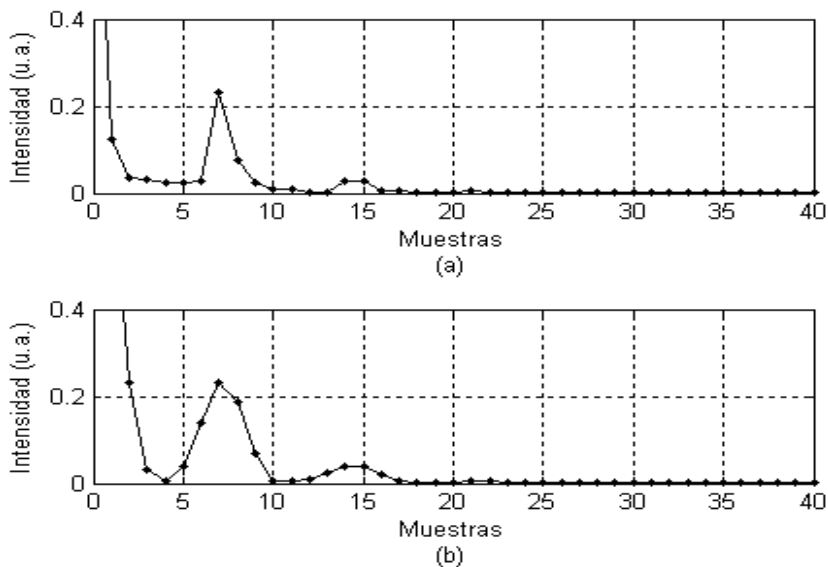


Figura 3- 15. (a) Señal de interferencia transformada $I(x)$. (b) la misma señal con el agregado de una ventana de Blackmn-Harris.

Estos picos tienen la forma de la transformada del espectro de la fuente de luz que en la mayoría de los casos puede suponerse gaussiano. La cantidad de puntos que determinan la forma de este pico es un parámetro crítico de la resolución del sistema.

En el gráfico de la figura 3-15 se muestra un caso típico obtenido en una medición. En esta figura, se puede observar el pico de interferencia y la serie de puntos disponibles para obtener el máximo. En una primera estimación podemos asumir que el error en la determinación de la diferencia de camino está dado por la diferencia entre las coordenadas en el eje x entre dos puntos consecutivos de la curva. De acuerdo al algoritmo utilizado en la ecuación 3-22 este valor es:

$$\frac{2\pi}{N_p \Delta k_p}$$

Ecuación 3- 24

A partir de este valor, que podemos tomar como primera cota, existen diversas técnicas que se pueden utilizar para mejorar la determinación del máximo de pico y en consecuencia mejorar la resolución de la técnica. Las utilizadas en este trabajo se basan en definir el pico con mayor cantidad de puntos que son generados numéricamente.

Se han utilizado principalmente dos, la primera es el agregado de ceros, conocida también como Zero Padding y la segunda es la transformada Chirp.

La primera técnica se basa en el agregado de ceros a la secuencia original $x[n]$ que se puede extender desde los N_p (número de pixels) valores originales a un número M de acuerdo a la siguiente relación:

$$x_M[n] = \begin{cases} x[n] & 0 \leq n \leq N-1 \\ 0 & N \leq n \leq M-1 \end{cases}$$

Ecuación 3- 25

Y utilizando la TDF por definición ($X_M^d[k]$) se obtiene:

$$X_M^d[k] = \sum_{n=0}^{M-1} x_M[n] e^{-\frac{2\pi kn}{M}} = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-\frac{2\pi kn}{M}} = X^f(\theta[k]) \quad / \quad \theta[k] = \frac{2\pi k}{M}, 0 \leq k \leq M-1$$

Ecuación 3- 26

De esta manera, se puede obtener la cantidad de puntos deseada en el pico de interferencia, con el costo de mayor tiempo de procesamiento ya que ahora se calcula la TDF para M puntos y no para los N puntos originales.

Se puede interpretar a la operación de agregado de ceros ($X_M^d[k]$) como la interpolación de la secuencia $X^d[k]$, en particular si M es un múltiplo entero de N, ósea $M = NL$ (donde L es un número entero), se tiene una interpolación en un factor L y en este caso los puntos de $X_M^d[kL]$ son idénticos a los puntos de $X^d[k]$ correspondientes. Si M no es un múltiplo entero de N, la mayoría de los puntos de $X^d[k]$ no aparecerán como puntos de $X_M^d[kL]$.

En la figura 3-16, se puede ver en detalle el resultado de aplicar esta técnica a la señal de la figura 3-15. En este caso se aumentó en un factor 10 la cantidad de puntos de la secuencia original, la cantidad aproximada de operaciones que se requieren para realizar la operación es de $N*M$.

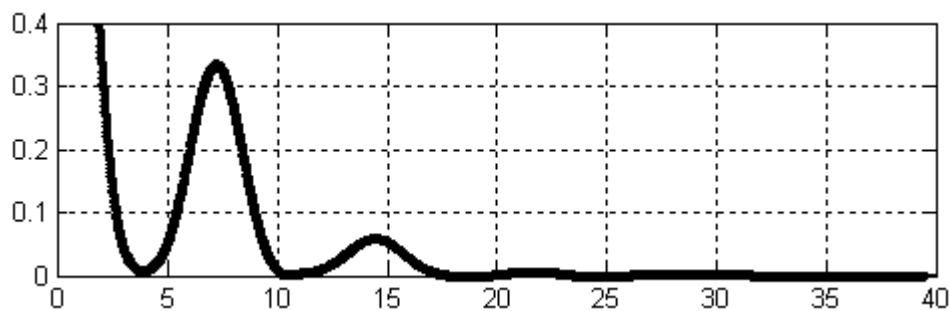


Figura 3- 16. Señal de interferencia transformada utilizando Zero Padding.

La segunda técnica utilizada fue la transformada Chirp de Fourier que permite, al contrario del Zero Padding, obtener una mayor resolución en el cálculo de la posición del pico solo en una banda de frecuencias predefinida. Si se tiene una secuencia $x[n]$ para $0 \leq n \leq N-1$ se puede escribir a la TDF como.

$$X^d(\theta[k]) = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-j\theta[k]n} \quad / \quad \theta[k] = \theta_0 + k\Delta\theta, \quad 0 \leq k \leq K-1$$

Ecuación 3- 27

Donde $\Delta\theta$ es la resolución en frecuencia que se desea, θ_0 la frecuencia inicial y K la cantidad de puntos adicionales. Por lo tanto eligiendo convenientemente θ_0 , $\Delta\theta$ y N se

puede delimitar el rango de frecuencias en el que se desea trabajar. La transformada Chirp de Fourier descrita en la ecuación 3-26, genera un número de operaciones aproximado de $(N \cdot K)$.

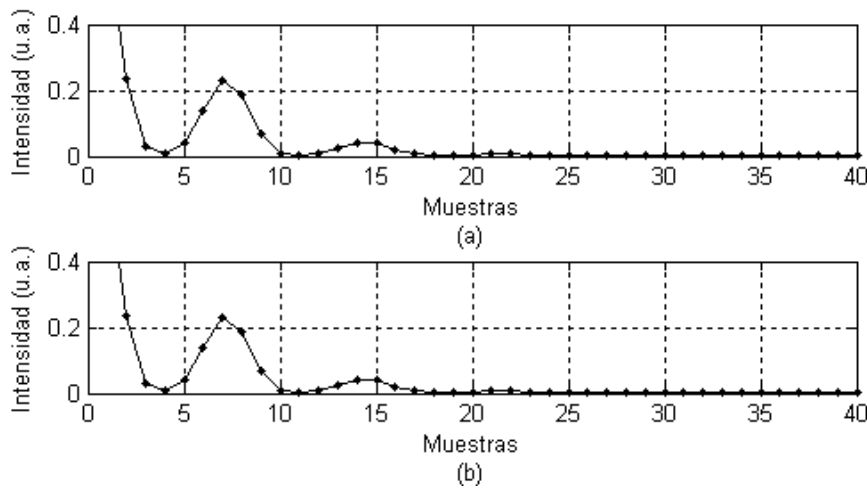


Figura 3- 17. (a) TDF de la señal de interferencia. (b) Chirp de la señal de interferencia.

Para ver los resultados de la transformada Chirp y sus ventajas, utilizaremos la señal de interferencia de la figura 3-4, una vez aplicada la ventana de Blackman-Harris, y le aplicamos la transformada Chirp, para que dentro del rango especificado tenga la misma cantidad de muestras que la señal original, en este caso 40.

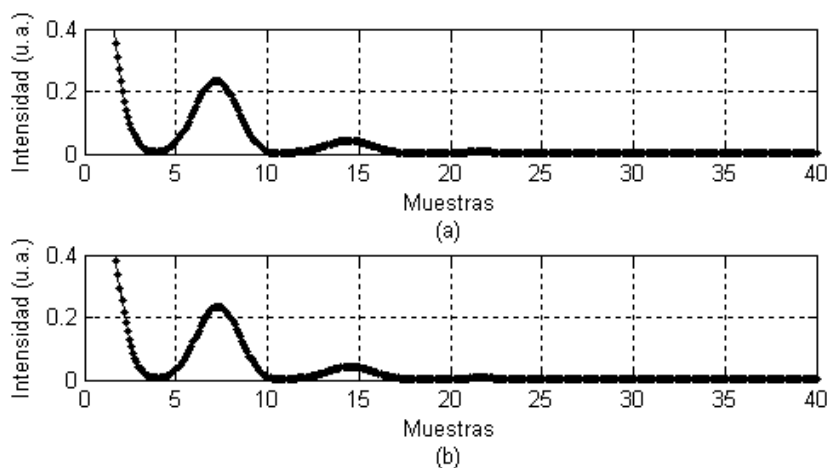


Figura 3- 18. (a) Zero Padding. (b) Chirp.

En la figura 3-17-a, se grafico la TDF de la señal de interferencia, y en la figura 3-17-b la transformad Chirp, de la comparación directa se puede apreciar que ambas son

iguales, la diferencia no es apreciable en la figura 3-17, pero sí, lo es desde el punto de vista de la cantidad de información procesada, ya que la TDF tiene 640 elementos de los cuales solo se graficaron los primeros 40, en cambio la transformada Chirp solo tiene 40 elementos.

La ventaja que presenta adicionalmente la transformada Chirp, es que permite seleccionar la banda de frecuencias en donde se realizara la transformación y de esta manera puede ser utilizada como filtro pasa banda, como se puede apreciar en la figura 3-19.

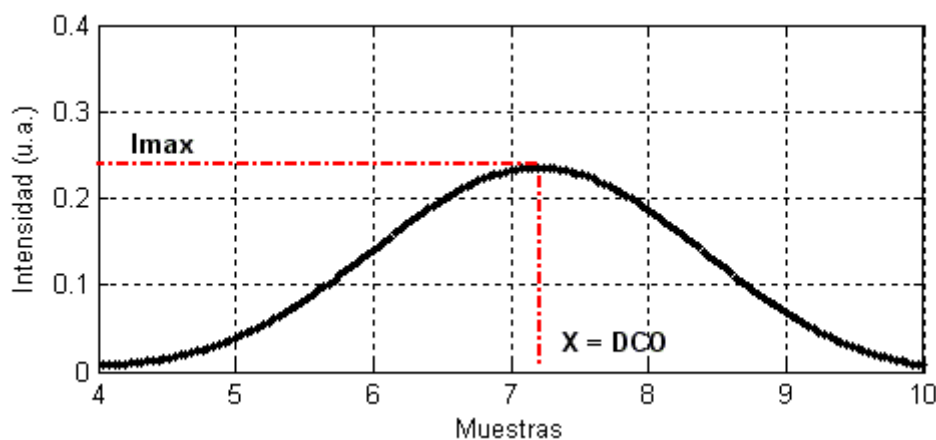


Figura 3- 19. Detalle del pico de interferencia utilizando la transformada Chirp.

Al aplicar Zero-Padding o Transformada Chirp, las limitaciones están dadas por tiempo de cómputo, la relación señal a ruido del detector y la resolución en intensidad.

Esta, se encuentra determinada por la resolución del convertor analógico digital (A/D), asociado al pixel, esto es dado un convertor con una dada cantidad de bits (B), podemos determinar el mínimo valor como.

$$\Delta = \frac{A}{2^B}$$

Ecuación 3- 28

Donde A es la amplitud pico a pico de la señal analógica. Por ejemplo para un convertor de 8 bits $\Delta = 0.0039 \cdot A$, en general el valor de A se puede normalizar a 1.

En la tabla 3-1, se pueden los valores que adopta Δ para distintos convertores A/D, además de la cantidad de niveles que cada uno posee.

Bits	Niveles	Δ
8	256	0.00390625
16	65536	1.5259E-05
18	262144	3.8147E-06
22	4194304	2.3842E-07
24	16777216	5.9605E-08

Tabla 3- 1. Comparación para distintos A/D.

3-4 Relación señal-ruido.

Existe en la literatura una serie de trabajos que presentan la relación señal / ruido que se encuentra en los sistemas de detección que se utilizan en las técnicas de interferometría de baja coherencia, tanto sea por tiempo de vuelo, o en el espacio de Fourier, [9-11]. Aquí solamente se realiza una breve descripción de los resultados presentados en los trabajos [9-10]. En términos de potencia en el detector, la señal se define como.

$$S_{señal} = \frac{2\eta^2 e^2 P_{ref} P_{muestra}}{E_v^2} [A^2]$$

Ecuación 3- 29

Donde P_i ($i = ref$ o muestra) es la potencia del haz de referencia o del haz de la muestra, η es la eficiencia cuántica, e la carga del electrón y E_v es la energía del fotón (hc/λ). Si se asume que la densidad espectral ($S(w)$) para las ramas de referencia y de la muestras son iguales salvo por un valor constante α , $\alpha \ll 1$, ($S_{ref}(w) = S(w)$ y $S_{muestra} = \alpha S(w)$), se puede re escribir la ecuación 3-29 de la siguiente manera.

$$S_{señal} = \frac{2\eta^2 e^2 \alpha \left[\int S(w) dw \right]^2}{E_v^2} [A^2]$$

Ecuación 3- 30

Las contribuciones a la potencia de ruido (N) están dadas por: ruido térmico, shot noise, y ruido de intensidad relativa. Se pueden observar en los tres términos del lado derecho de la ecuación 3-31.

$$N_{ruido} = \frac{4kT}{R_{fb}} + \frac{2\eta e^2 P_{ref}}{E_v} + 2 \left(\frac{\eta e P_{ref}}{E_v} \right)^2 \tau_{coh} \left[\frac{A^2}{Hz} \right]$$

Ecuación 3- 31

Donde se asume como uno el grado de polarización, k es la constante de Boltzmann's, T la temperatura en grados Kelvin, R_{fb} es la transimpedancia de de realimentación del amplificador y τ_{coh} es el tiempo de coherencia de la fuente de luz.

Si se considera, que el ruido shot noise, es le preponderante, se puede escribir la relación señal a ruido (SNR_0) como.

$$SNR_0 = \frac{\eta \alpha \left[\int_{-\Delta w/2}^{\Delta w/2} S(w) dw \right]^2}{E_v BW \int_{-\Delta w/2}^{\Delta w/2} S(w) dw}$$

Ecuación 3- 32

Donde BW es el ancho de banda del detector y Δw es el ancho espectral de la fuente centrada en w_0 . De extender el análisis a múltiples detectores, Johannes F. de Boer [9], demuestra que la contribución del shot noise en el sistema se reduce por un factor igual al número de detectores sobre los que se dispersa la fuente de luz.

$$N_{ruido} = \frac{2\eta e^2 P_{ref}}{E_v} \frac{BW}{M} = \frac{2\eta e^2 \alpha P_{muestra}}{E_v} \frac{BW}{M}$$

Ecuación 3- 33

El valor exacto depende de la densidad espectral de la fuente de luz y del ancho de banda espectral de los detectores, por lo tanto, la expresión de la relación señal a ruido queda como se muestra en la ecuación 3-35.

$$SNR_M = SNR_0 M = \frac{\eta P_{muestra}}{E_v BW} M$$

Ecuación 3- 34

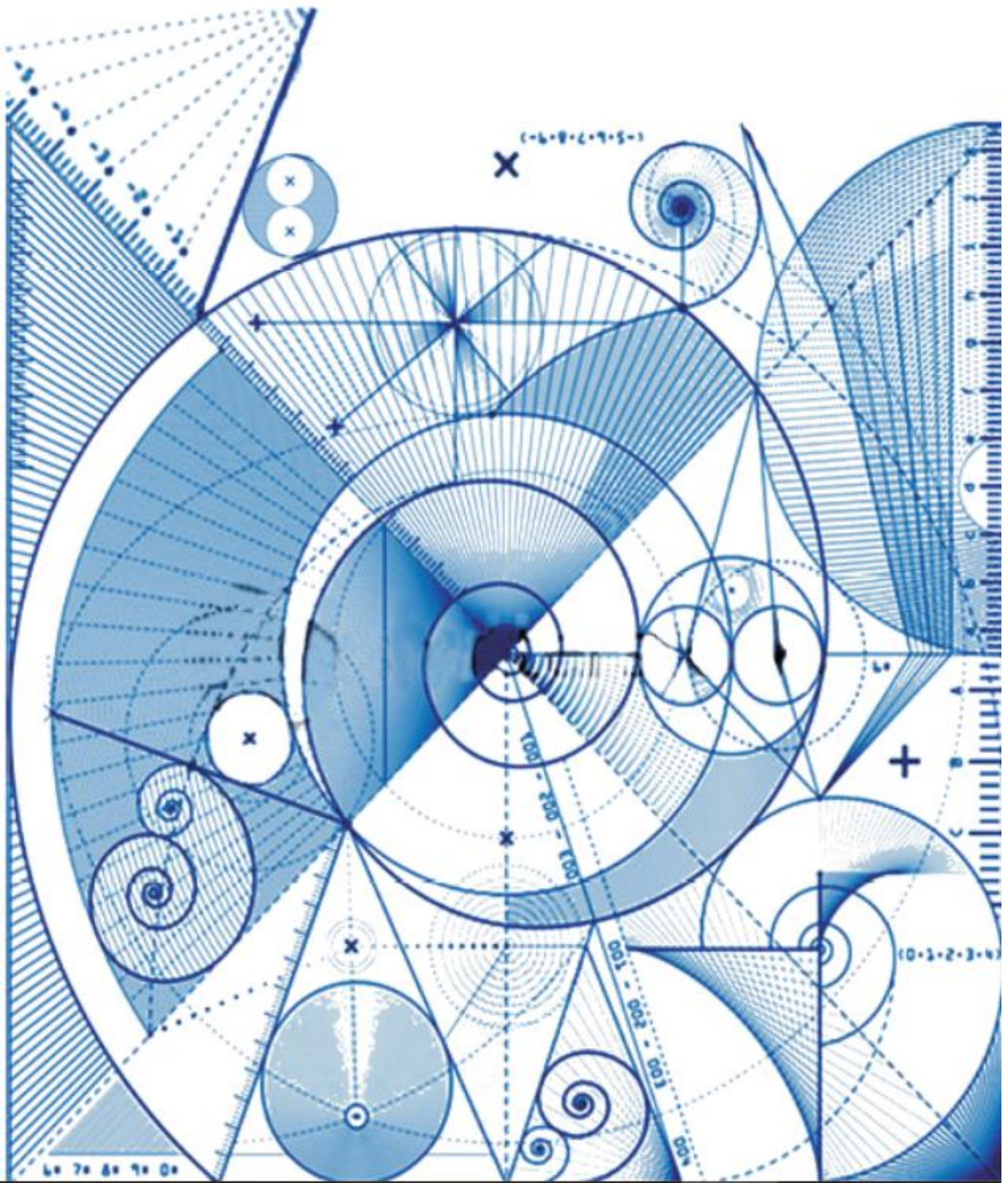
Donde M es el número de detectores utilizados, que se puede traducir como la cantidad de pixeles que posee el array.

3-5 Referencias.

- [1] Dave Litwiller “CCD vs. CMOS: Facts and Fiction”, in Photonics Spectra, January 2001.
- [2] Dave Litwiller “CCD vs. CMOS: The Battle Cools Off”, in Photonics Spectra, January 2002.
- [3] Christophe Dorrer, Nadia Belabas, Jean-Pierre Likforman, and Manuel Joffre, “Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry”, Opt. Soc. Am. B, Vol. 17, No. 10/October 2000/J.
- [4] Zhilin Hu, Yinsheng Pan and Rollins A. M. “Analytical model of spectrometer-based two-beam spectral interferometry”. 10 December 2007, Vol. 46 No. 35. APPLIED OPTICS.
- [5] Dorrer C. Belabas N. Likforman J.P. and Joffre M. “Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry”. October 2000, Vol. 17, No. 10. J. Opt. Soc. Am. B
- [6] F. J. M. J. Maessen¹ and J. A. Tielrooij “Dispersion of grating monochromators “.Volume 323, Number 5 / enero de 1986, Fresenius' Journal of Analytical Chemistry.
- [7] Oppenheim A.V., R.W. Schafer y J.R. Buck *Tratamiento de señales en tiempo discreto*, Prentice Hall, Madrid (2000).
- [8] Boaz Porat “A course in digital signal processing”, John Wiley & Sons, 1997.
- [9] Johannes F. de Boer, Barry Cense, B. Hyle Park, Mark C. Pierce, Guillermo J. Tearney, and Brett E. Bouma “Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography” November 1, 2003 / Vol. 28, No. 21 / OPTICS LETTERS.
- [10] Barbara M. Hoeling, Andrew D. Fernandez, Richard C. Haskell, Eric Huang, Whittier R. Myers, Daniel C. Petersen, Sharon E. Ungersma, Ruye Wang, and Mary E. Williams “An optical coherence microscope for 3-dimensional imaging in developmental biology”. 27 March 2000 / Vol. 6, No. 7 / OPTICS EXPRESS 136.
- [11] B. Saleh, *Photoelectron Statistics* (Springer-Verlag, New York 1978).

Capitulo IV

Mediciones con baja coherencia



4-1 Introducción.

Se presentará en este capítulo una descripción del sistema experimental armado para implementar la técnica de interferometría de baja coherencia. Se dará una descripción de la fuente de luz utilizada y una descripción cualitativa del interferómetro de Michelson con el cual se realizaron las mediciones que se analizan sobre el final del capítulo.

También se comentará el proceso de calibración del sistema interferométrico y se mostrarán resultados típicos.

A continuación se dará un detalle de algunos de los resultados experimentales obtenidos con este equipo. Se comentarán ensayos en muestras metálicas y de baja reflectividad que se realizaron para la obtención de topografías en superficies.

Se detallará una serie de medidas realizadas sobre galgas patrón para mostrar la confiabilidad del sistema de medida.

Se mostrarán resultados en muestras semitransparentes para obtener valores de espesores y caracterizar homogeneidad

Finalmente, se mostrará como este sistema permite realizar mediciones resueltas en el tiempo lo que permite hacer estudios en sistemas dinámicos aplicados a vibraciones o cambios de espesor.

4-2 La Fuente de Luz.

En interferometría de baja coherencia, se utilizan fuentes de luz con características particulares. Una es el gran ancho espectral, otra es la coherencia espacial lo que permite tener mayor intensidad de luz útil, combinada con alta potencia de salida. Según la aplicación los valores típicos utilizados varían entre 1 mW y 1 W. Al analizar materiales de alta reflectividad como los metálicos son suficientes potencias del orden de los mW, en cambio al analizar muestras semitransparentes donde la luz penetra en el medio se requiere que la potencia sea más elevada. En los casos estudiados en este trabajo se utilizó un SLD con una potencia máxima de 5 mW. Son varios los tipos de fuentes de luz con estas características, entre los más comunes podemos mencionar: láseres pulsados, láseres de fibra, láseres sintonizables, diodos superluminiscentes (SLD, por sus siglas en inglés, superluminescent diodes) y fuentes de ASE [1]. Todos

ellas brindan un ancho espectral en el rango que va entre los 10 nm y los 500 nm. Estos valores permiten una resolución típica entre los 100 micrones y 1 micrón. Su costo se incrementa fuertemente en función de la potencia y el ancho de banda.

Entre todas las fuentes descritas los SLD ofrecen varias ventajas para las aplicaciones propuestas en este trabajo. Son robustos y estables, prácticamente no requieren mantenimiento, son de costo reducido y su tamaño es similar al de cualquier láser de diodo por lo que son ideales para aplicaciones industriales, brindando una buena combinación de potencia media de salida, amplio espectro y baja coherencia espacial.

Por lo descrito anteriormente, en este trabajo se utilizaron para las tareas experimentales este tipo de fuentes, en particular los SLD de la firma Hamamatsu® y de la firma Inkyet®, ambos de características similares.

Para una mejor descripción se detallarán las características principales del SLD de la firma Hamamatsu que fue utilizado en la mayoría de las mediciones.

El ancho espectral del SLD, se expresa generalmente en términos del ancho total a mitad de altura máxima (FWHM, por sus siglas en inglés, Full Width at Half Maximum), y esto determina la longitud de coherencia espacial del SLD como lo indica la siguiente ecuación (Capítulo II):

$$L_c = k \left(\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \right)$$

Ecuación 4- 1

Donde λ es la longitud de onda central, $\Delta\lambda$ es el ancho espectral FWHM, y k es un coeficiente de factor de forma que depende del espectro (0.32 para Lorentzianas y 0.66 para Gaussianas).

En la figura 4-1 se puede apreciar el espectro en función de la potencia relativa para el SLD modelo L8414-04 (Hamamatsu®), utilizado en parte de las mediciones realizadas, en donde se puede observar una dependencia similar a una gaussiana.

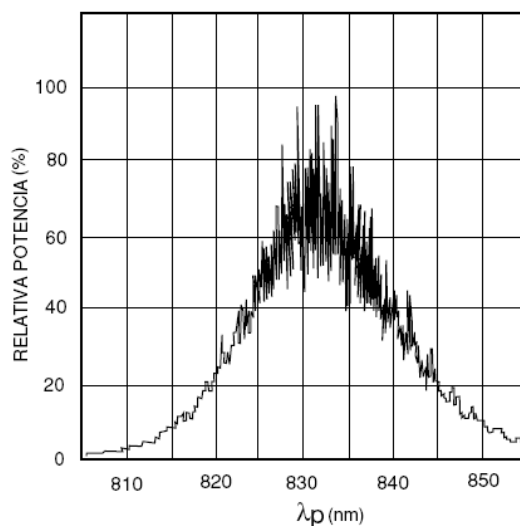


Figura 4- 1. Grafica que muestra el espectro del SLD.

Los parámetros característicos de este modelo se detallan en la tabla 4-1.

Parámetro	Símbolo	Valor	Unidad
Longitud de onda central	λ_c	830	nm
Ancho Espectral	$\Delta\lambda$	15	nm
Longitud de coherencia	L_c	50	um
Potencia	P	5	mW

Tabla 4-1. Parámetros comerciales del SLD Hamamatsu L8414-04

En general, los SLD de la firma Hamamatsu[®] no presentaron problemas relacionados al backscateing al ser utilizados a su máxima potencia, suponemos que esto se debe a que son de baja potencia (3 mW), pudiendo ser utilizados sin aislador óptico. Modelos de mayor potencia como los Superlum[®], con potencias de 50 mW, no deben tener un backscateing superior a -30dB por lo que en su utilización es fundamental el uso de aisladores ópticos para su protección.

En la alimentación de los SLD se emplearon dos tipos de fuentes de corriente, una comercial, la LDC2000-2A de la firma Thorlabs[®] y una de diseño propio basada en el integrado WLD3343 de la firma Wavelength[®]. Ambas fuentes dieron resultados exitosos, permitiendo fijar la corriente máxima a entregar al SLD, que es un factor clave para su durabilidad.

4-3 El Interferómetro.

El sistema utilizado en las mediciones presentadas en este capítulo, es del tipo Michelson. Este interferómetro es un sistema que ha sido estudiado y utilizado en gran cantidad de aplicaciones [2-5], esto se debe a la sencillez y comodidad de su configuración.

En este caso el análisis se realiza desde el punto de vista del camino óptico recorrido, y no en función del análisis por tiempo de vuelo como el planteado en el capítulo II aunque ambos son equivalentes.

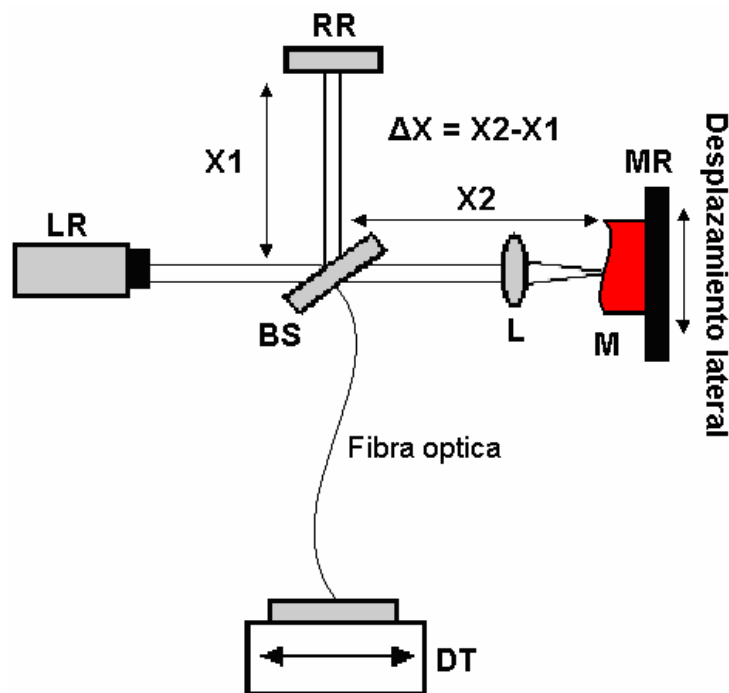


Figura 4- 2. Esquema del interferómetro según la topología Michelson. LR fuente de luz, BS divisor de haz, RR espejo de referencia, L lente, M muestra, MR sistema porta muestra y DT detector.

Para comprender como se realiza la medición haremos una breve descripción del camino que recorre la luz en el interferómetro desde que es emitida por la fuente de luz (LR en la figura 4-4) hasta que llega al detector. La fuente es un diodo superluminiscente en todos los trabajos realizados.

El haz de luz emitido por el SLD alcanza el divisor de haz donde se descompone en dos haces, uno viaja hasta el espejo de referencia (RR figura 4-4) y el otro se enfoca en la muestra (M figura 4-4). En el resto del trabajo llamaremos rama de referencia y rama

muestra a los tramos entre el divisor y el espejo RR y entre el divisor y la muestra respectivamente.

La luz es reflejada en cada una de las ramas se superponen generando la señal de interferencia en el detector (DT en la figura 4-4). El camino recorrido por la luz dentro del interferómetro en forma total o parcial puede ser por aire o como se muestra en la figura por medio de una fibra óptica.

Como se comentó en el capítulo II, estos sistemas miden la diferencia de camino óptico entre la rama de referencia y la rama de la muestra. Al camino óptico recorrido en la rama de referencia se la denomina X_1 y a al camino óptico recorrido en la rama muestra se la denomina X_2 , por lo tanto la señal de interferencia medida tendrá una dependencia en $\Delta x = X_2 - X_1$. En los esquemas de medición desarrollados a continuación el espejo de referencia no cambia su posición, por lo tanto las variaciones de ΔX son producidas por cambios generados en la muestra en estudio. De esta manera es posible realizar distintos tipos de mediciones, entre las principales podemos mencionar:

Perfilometría de superficies: En este caso se obtiene el perfil de una región de la superficie de la muestra realizando un desplazamiento lateral a la dirección del haz incidente (ver figura 4-2) y midiendo el valor de Δx para una serie de puntos a lo largo de este barrido.

Espesor de medios semitransparentes: En este caso se mide la interferencia entre las reflexiones producidas en dos interfaces de la muestra que corresponden al espesor que se quiere obtener. El valor de Δx es el producto del espesor por el índice de grupo del material.

Utilizando este esquema es posible realizar estudios topográficos simples, medición de cotas, estudios de rugosidad superficial, medición de espesores en sistemas multicapas, entre otras aplicaciones, algunas de las cuales se muestran a continuación.

4-4 Calibración.

En la mayoría de las aplicaciones en que se utilizó el equipo, la medición buscada es una distancia obtenida a partir del valor de ΔX mencionado anteriormente. Para esto es imprescindible tener una calibración del sistema, y poder dar valores absolutos teniendo en cuenta los efectos estudiados en el Capítulo II y III. Esta calibración permite relacionar la posición del pico de la transformada de la señal de interferencia (expresada

en número de pixel) en función de un valor de distancia (coordenada x) cuyo cero se fija arbitrariamente.

El método utilizado para la calibración, consiste en colocar en la rama de la muestra un espejo y desplazarlo en forma controlada en la dirección del haz incidente, midiendo su posición con un elemento calibrado. Para las medidas presentadas en este trabajo se utilizaron dos sistemas de detección, espectrómetro Metrolab[®] $f = 14$ cm y Ocean Optics[®] modelo HR4000. Que fueron calibrados de la siguiente manera. Se decidió utilizar como unidad de calibración al número de pixel, independizándose de la calibración en función de λ o k , que pudieran tener los detectores.

Para realizar el desplazamiento del espejo de referencia se utilizó el control universal de movimiento Newport[®] ESP-3000, y un programa desarrollado en LabView[®] utilizando el bus de conexiones GPIB, que controla un motor CMA-25PP (Newport). El sistema permite un recorrido de 25 mm y 0.3 μm de mínimo incremento en el desplazamiento. El mismo programa es el encargado de la recolección y almacenamiento de los datos.

- Diodo superluminiscente Hamamatsu[®] L8414-04 (SLD).
- Divisor de haz.
- Espejo.
- Espectrómetro por red de difracción de 1200 líneas por milímetro.
- Cámara Creative[®] Vídeo Blaster WebCam Plus.
- Programa de medición Detección F-A.vi.
- Fuente del Láser a 50 mA.
- PC.
- Control universal de movimiento Newport[®] ESP-300. CMA-25-PP, recorrido de 25 mm, resolución de 0.097 μm y un mínimo incremento de 0.3 μm .

La calibración se realizó colocando las dos ramas del interferómetro, de Michelson, de tal manera que la diferencia de camino sea próxima a cero.

Con este tipo de calibración se logra obtener una cierta independencia en la posición relativa de las ramas del interferómetro a la hora de realizar una medición debido a que se toma como referencia la diferencia de camino óptico y no la posición de las ramas del interferómetro.

Debe notarse, que este tipo de calibración, sirve no solo para el interferómetro de Michelson, sino que también es utilizable en otros esquemas. Un ejemplo es el interferómetro de una sola rama, que es empleado en mediciones de espesores.

Otra ventaja es el hecho de que no se requiere ningún sistema adicional externo al sistema de medida para realizar la calibración, más que el sistema de traslación del espejo de referencia.

En la figura 4-3 se puede apreciar una curva de calibración obtenida de la forma descripta. En el eje de abscisas se encuentra la posición del pico de interferencia y en el eje de ordenadas la posición del espejo de referencia.

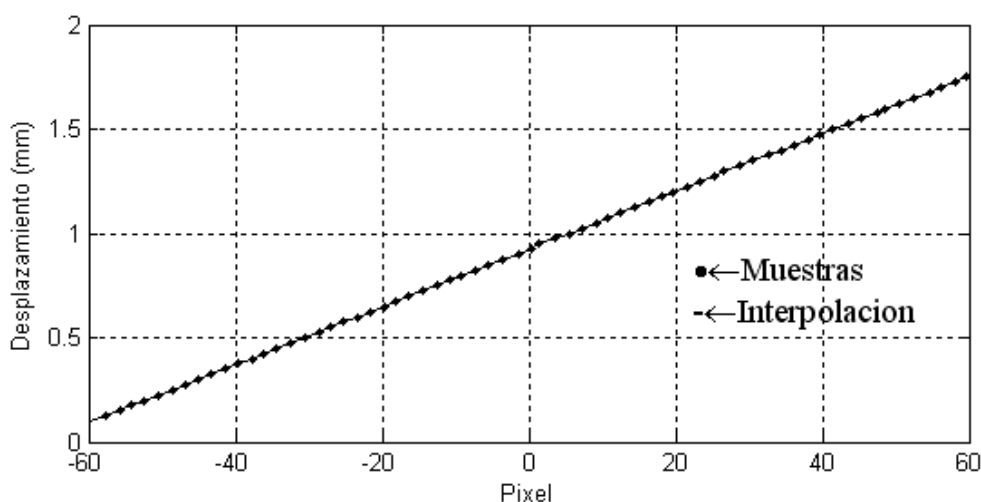


Figura 4- 3. Curva de calibración.

La ecuación de calibración obtenida a partir de la curva de la figura 4-3 se genera por medio de una regresión lineal de los datos obtenidos utilizando software de procesamiento MatLab®. Los resultados se muestran en la tabla 4-3.

Regresión Linear:		
$Y = A + B$ $* X$		
Parámetros	Valor (en mm)	Error (en mm)
A	0.9246	2.72e-003
B	0.01384	2.72e-003

Tabla 4- 2

La ecuación 4-2 es un ejemplo de las expresiones utilizadas en las mediciones, donde F representa la posición del centro del pico de interferencia expresado en pixels y D su valor en mm.

$$D(mm) = 0.01386 * F + 1.26 * 10^{-4}$$

Ecuación 4- 2

4-5 Mediciones topográficas.

Podemos definir a la topografía como el estudio de las características superficiales que presentan un determinado material. En particular, la aplicación de esta técnica con este objetivo se centra en el estudio dimensional de las superficies en el rango del centímetro con resolución cercana al micrón [1-5]. El campo de aplicación es el estudio de piezas de carácter industrial, determinación de factores de forma y cotas, caracterización de elementos patrones en metrología, o la determinación de fallas o deformaciones de construcción. La técnica está orientada a aquellas aplicaciones donde es necesario medir on-line y sin contacto.

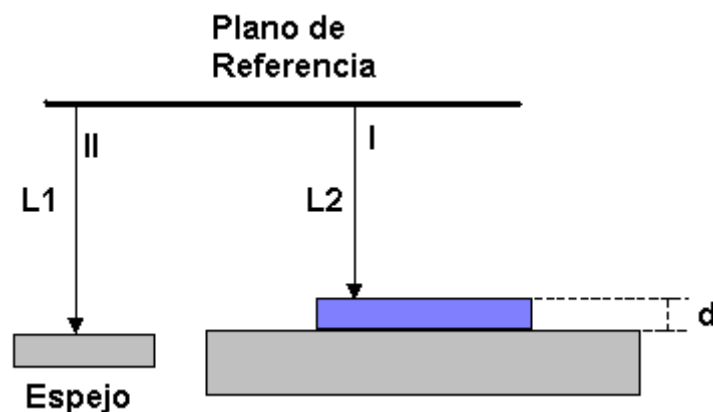


Figura 4- 4. Esquema simplificado del interferómetro.

Para hacer el análisis topográfico se utiliza la señal de interferencia obtenida de la superposición de la reflexión sobre la superficie de la muestra (I en la figura 4-4) junto con la reflexión en un espejo de referencia (II). Con cada una estas dos reflexiones se genera el patrón de interferencia que proporcionara la distancia (diferencia de camino

óptico) del punto de la muestra iluminado con respecto a un cero que se elige arbitrariamente. Realizando el mismo procedimiento para distintos puntos de la superficie se obtiene una imagen o perfil con las dimensiones de la muestra en estudio. Vale la pena aclarar que los métodos industriales utilizados para obtener la topografía de la superficie de la muestra con similar precisión fallan generalmente en la obtención de medidas en línea de fabricación. En muchos casos es necesario detener el proceso de producción para realizar la medida de interés. Un ejemplo típico son los perfilómetros de contacto, los perfilómetros de sombra y medidores de forma [10 y 11]. La aplicación de la interferometría de baja coherencia como solución a estos problemas ha sido presentada en trabajos previos [2-9].

4-5-1 Topografía de tubo roscado.

Los primeros datos experimentales se obtuvieron utilizando la configuración interferométrica descrita en la figura 4-4, esto es un interferómetro de Michelson y como sistema de detección un espectrómetro de la firma Metrolab[®] con cámara digital. Se utilizó como muestra una barra roscada, figura 4-5. Los objetivos buscados en la medida propuesta eran: caracterizar a la rosca obteniendo un perfil, con énfasis en zonas particulares de la misma que con otras técnicas resulta altamente dificultoso o imposible de medir. Adicionalmente se pretendía determinar la rugosidad tanto de la superficie de los valles como de las crestas.

La muestra se posicionó sobre un sistema de traslación que permite realizar barridos laterales sobre la rosca en forma controlada. El desplazamiento lateral es siempre en forma perpendicular al haz de luz de incidencia. Con el fin de mejorar la resolución lateral disminuyendo el tamaño del spot y aumentar la intensidad de luz colectada después de la reflexión se utiliza sobre la rama de la muestra una lente esférica de 25 mm de diámetro con una distancia focal de 50 mm.

El sistema de control, adquisición y procesado de datos se realizó íntegramente en LabView[®]. El software controla por medio del bus GPIB el controlador universal de la firma Newport[®] (ESP300), y dos motores CMA-25-PP de alta precisión, uno utilizado en el ajuste de alineación de la rama de referencia, y el segundo utilizado en el desplazamiento del tubo roscado.

El instrumental utilizado en esta medición fue:

- Diodo superluminiscente Hamamatsu® L8414-04 (SLD).
- Divisor de haz.
- Espejo.
- Lente de 25 mm de diámetro con una distancia focal $\cong 5$ cm.
- Atenuadores.
- Espectrómetro por red de difracción de 1200 líneas por milímetro y 14 cm de distancia focal.
- Cámara Creative® Vídeo Blaster WebCam Plus con una resolución de 640 x 480 pixeles.
- Fuente del Láser a 75 mA.
- Control universal de movimiento Newport® ESP-300.
- Motores CMA-25-PP, recorrido de 25 mm, resolución de 0.097 μm y un mínimo incremento de 0.3 μm .



Figura 4- 5. Fotografía de la muestra en estudio.

La metodología general empleada es la siguiente, se realiza un barrido de una zona predefinida de la muestra adquiriendo una serie de puntos equiespaciados que generan el perfil de la superficie en estudio. Cada punto se obtiene desplazando la muestra en forma transversal a la propagación del haz de luz.

A modo de ejemplo se muestra la medición de un perfil del tubo roscado mostrado en la figura 4-5. Esta curva se obtuvo utilizando 140 puntos para medir tres crestas y dos valles.

Se tomaron una serie de seis medidas para cada punto de la muestra con el fin de evaluar su dispersión.

Se muestra en la figura 4-6-a un perfil del tubo y detalles superficiales, tanto de las crestas como de los valles, con valores típicos alrededor de los 10 μm . Es interesante destacar que se pudieron obtener puntos en los flancos (de cresta a valle y de valle a cresta), esta zona es de particular interés y difícil de medir debido al cambio abrupto en la orientación de la superficie.

Los valores de dispersión promedio en cada punto, tanto en crestas como en valles es de aproximadamente 1 μm . En la figura 4-6-b, se grafica la dispersión en la medida de cada punto del perfil obtenido y se muestra como se incrementa en forma significativa en las zonas de los flancos (cambio de valle a cresta y de cresta a valle). Este crecimiento puede deberse a dos factores por un lado el error debido a los elementos de posicionamiento y por otro el error debido al enfoque sobre el flanco. Como las pendientes son abruptas, el spot del SLD ilumina una región de la superficie con cambios apreciables en la dirección axial a medir, esto significa que las reflexiones pueden provenir de puntos ubicados a distinta altura sobre el flanco. El error en las zonas de las rampas o zonas “de discontinuidad” es del 4%, mientras que en las zonas sin saltos o zonas “continuas” el error se reduce a menos del 0.1%.

Se debe recordar que en este método la lente deberá mantener el enfoque en dos puntos a diferente profundidad, esto exige tener en cuenta la relación de compromiso entre el parámetro confocal y la distancia focal, como se comentó en el capítulo II sección 2-6.

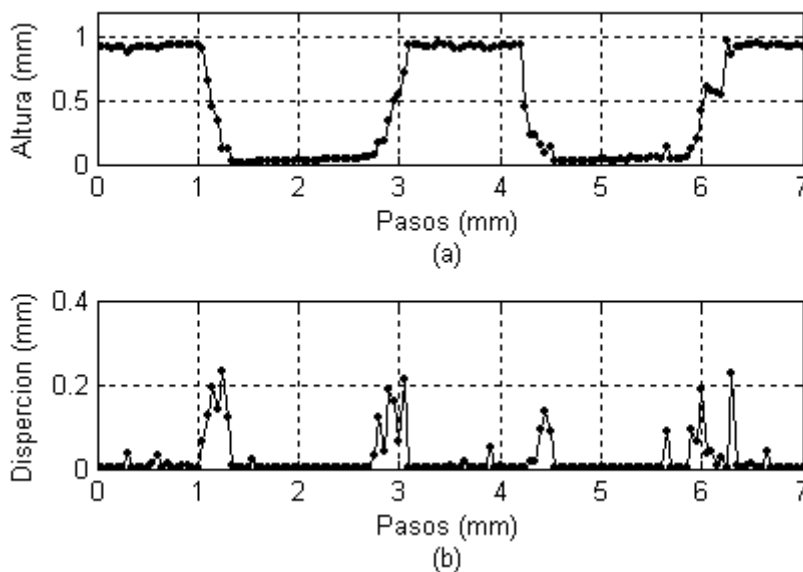


Figura 4- 6. (a) Grafica del perfil y rugosidad. (b) Dispersión.

Otra característica a tener en cuenta es el hecho que se está midiendo una muestra de forma cilíndrica, esto exige que el haz de luz incida en forma normal al plano tangente a la muestra en el punto de medición, de no cumplirse esta condición de incidencia la pérdida de la señal de interferencia pueden llegar a ser total. En este punto fue necesario un diseño especial en el sistema portamuestra y deberá ser tenido en cuenta en el cabezal de medición para un sistema industrial.

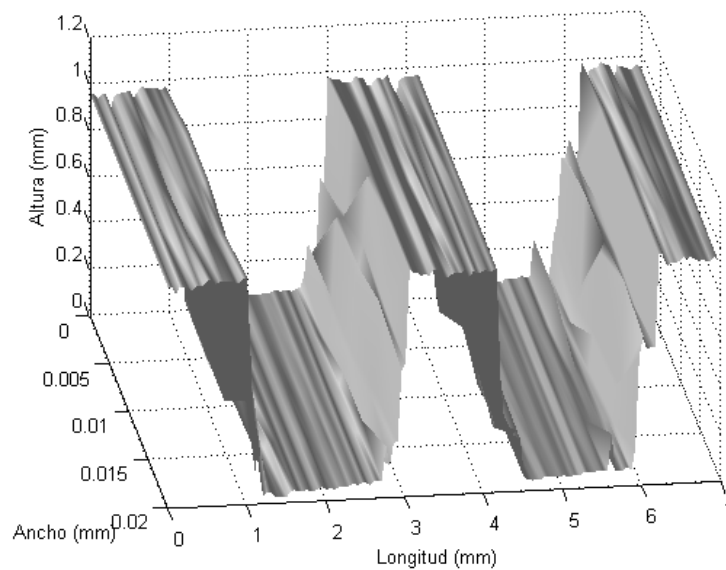


Figura 4- 7. Imagen 3D de una región de la rosca.

En lo referente al análisis de las señales obtenidas podemos decir, que es significativa la mejora cuando se emplean filtros digitales que limiten el ancho de banda de la medida (Capítulo III sección 3-3).

En este tipo de mediciones es común el cambio brusco de reflectividad en distintas zonas de la muestra para eso es necesario un ajuste constante de la potencia de salida de la fuente de luz. En este trabajo esto se realiza en forma manual.

4-5-2 Una rosca distinta.

En este caso la muestra es una barra roscada pero con una diferencia significativa en su forma que presenta una pendiente abrupta en la transición cresta–valle y una pendiente suave valle-cresta. Adicionalmente la forma del diente en el primer flanco, cuando pasa

de valle a cresta, es suavemente redondeada, mientras que en el pasaje de cresta a valle forma un ángulo recto.

Estas características en la forma son las que interesa que el sistema interferométrico pueda medir, ya que hacen a la calidad de la pieza en estudio.

A continuación se muestran resultados obtenidos en este caso donde se midió una zona de la muestra comprendida por dos crestas y dos valles. Esto es una región de de 7 mm de longitud con pasos de 50 μm . En este caso particular se utilizó como sistema de enfoque del haz sobre la muestra una lente de distancia focal de 5 cm.

La metodología empleada, en la medición de esta nueva muestra cambia un poco con respecto a la anterior. En vez de realizar barridos y realizar un promediado posterior de los puntos, se optó por adquirir varias veces el mismo punto antes de pasar al siguiente, de esta manera se evitan errores debido al posicionamiento del porta muestra.

Se tomaron once muestras por cada uno de los 140 puntos que describen la superficie de la rosca, con los datos obtenidos se realizó la grafica de la figura 4-8-a, en donde se puede apreciar la forma del diente y la zona de transición. En la figura 4-8-b, se muestra la dispersión que se obtuvo en la medida del perfil. Se mantiene un aumento de la dispersión en las zonas de flancos.

El error promedio es menor que 5 μm en las zonas planas y menores a 500 μm en las zonas de discontinuidad (en presencia de flancos), esto se puede trasladar a error relativo 0.8333 % en general y 56.5 % en las zonas de transición.

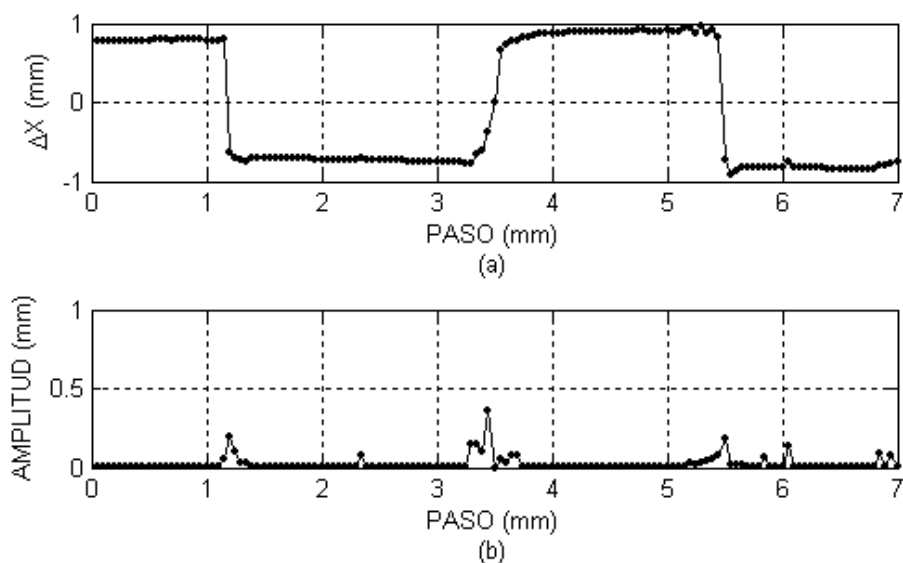


Figura 4- 8. Perfil de la rosca (a). Dispersión (b)

En este punto, y conociendo las situaciones particulares que conciernen a la alineación del sistema óptico, se realizaron cambios en la lente de enfoque para mejorar la medición.

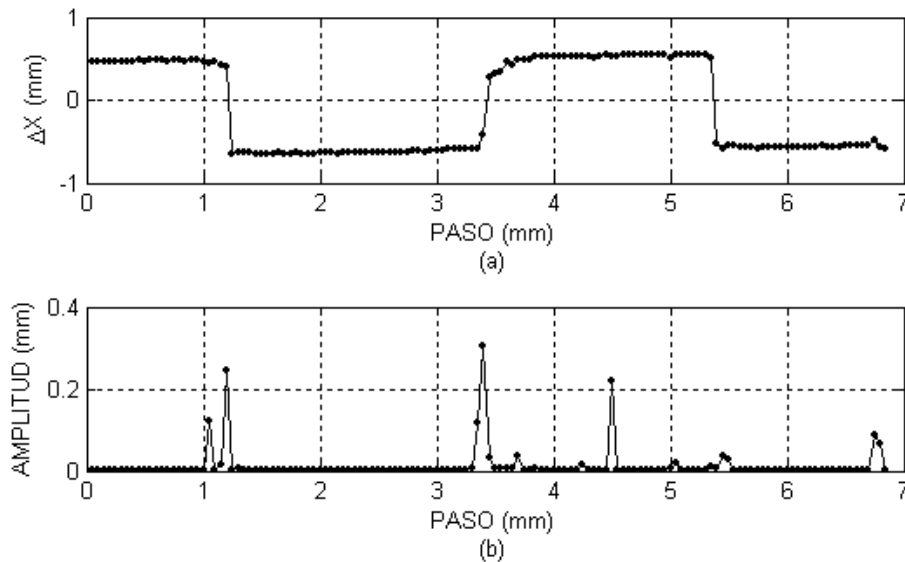


Figura 4- 9. Perfil de la rosca (a). Dispersión (b).

Se obtuvieron los mejores resultados con una lente de distancia focal de 2.5 cm, (en la elección de las lentes siempre hay que tener presente, la relación de compromiso existente entre el tamaño del foco y el parámetro confocal). Los resultados se muestran en la figura 4-9. En este caso la dispersión promedio, teniendo en cuenta las dispersiones en las zonas de transición, es de 10 μm y si se desprecian las dispersiones en las zonas de transición, la dispersión promedio es de 3.3 μm .

4-5-3 Información complementaria.

Es interesante observar que una vez finalizado el proceso de medición, se tendrá en forma digital un perfil calibrado de la muestra en estudio. Por medio de un análisis secundario es posible determinar parámetros de forma y de terminación de la muestra, características vinculadas directamente con la calidad del producto. En este caso particular se obtuvieron los parámetros de interés de la zona roscada que son el paso y la conicidad. La metodología utilizada fue el ajuste por rectas de los flancos y las superficies de las crestas y valles. A partir de ese ajuste se determinó el paso y el ángulo

de conicidad. Se puede apreciar en la figura 4-10 este procedimiento para una muestra medida.

El paso de la rosca o distancia entre dientes puede estimarse fácilmente a partir de los datos medidos, considerando distintos criterios. Uno de los criterios considerados en este caso fue el de definirlo como la distancia entre los últimos puntos antes o después de un flanco descendente y la misma zona en la siguiente cresta, otro criterio, es considerando solo los puntos de los flancos. En este caso, se está condicionando la medida a la obtención de estos puntos que pueden presentar dificultad si la muestra es extremadamente abrupta. En la figura 4-10 se presentan las curvas resultantes del ajuste.

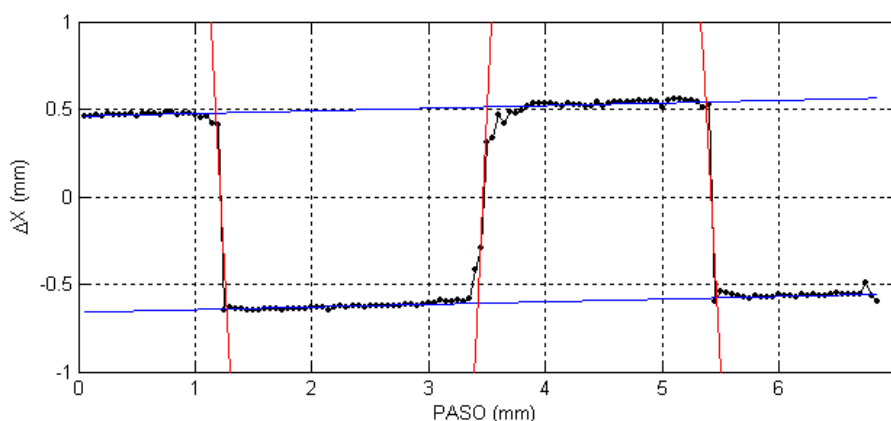


Figura 4- 10. Se muestra al perfil ajustado por rectas

4-5-4 Medición de una galga patrón.

En este punto se plantea la posibilidad de utilizar este método en la medición de muestras de mayor precisión en sus dimensiones, abriendo la posibilidad de utilizar la técnica como sistema de control para elementos utilizados en metrología de piezas mecánicas.

Longitudes Nominales mm	Errores limites de longitud en cualquier punto respecto a la longitud nominal +/- te μm	Tolerancia para la variación de longitud tv μm
0.5 ≥ ln ≤ 10	0.45	0.3

Tabla 4- 3. Valores característicos de la galga.

Se decidió realizar una serie de mediciones sobre una galga patrón clase 2 de acuerdo con la norma ISO 3650 (modelo M7T de la empresa C.E. Johansson Inc.), utilizadas por el INTI como patrones de referencia. Estas galgas son metálicas, de forma de paralelepípedo rectangular, pulida, plana y con un espesor nominal de $1100 \pm 0.45\mu\text{m}$. Las características más relevantes de la galga se muestran en las tablas 4-4 y 4-5.

Longitudes Nominales mm	Tolerancias de planitud tf μm
$0.5 \leq l_n \leq 150$	0.25

Tabla 4- 4. Valores característicos de la galga.

La medición se realizó utilizando un montaje como indica la figura 4-11. Se utilizaron dos galgas montadas una sobre otra y desplazadas lateralmente para generar un escalón. Para la obtención del perfil se hizo un barrido lateral de la superficie en la región indicada como “perfil” en la figura 4-11 donde se mide y promedia 20 veces el mismo punto para luego desplazarse al punto siguiente, los desplazamientos laterales fueron de $50 \mu\text{m}$.

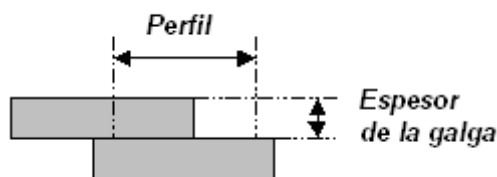


Figura 4- 11. Esquema experimental.

Los resultados de las mediciones se pueden observar en las figuras 4-12.

En la figura 4-12-b la dispersión tiene un valor importante en la zona de transición, tal como se había observado en las mediciones anteriores de las roscas pero es notablemente inferior en la zona plana de la muestra donde su valor promedio es $0.4 \mu\text{m}$. Esto muestra que en este tipo de superficies es posible obtener errores propios de la técnica muy inferior a la longitud de coherencia de la fuente utilizada. El valor medido

para el espesor es de 1100 μm con un error menor a 0.4 μm . Las medidas obtenidas con el sistema interferométrico son consistentes con los valores dados por el fabricante.

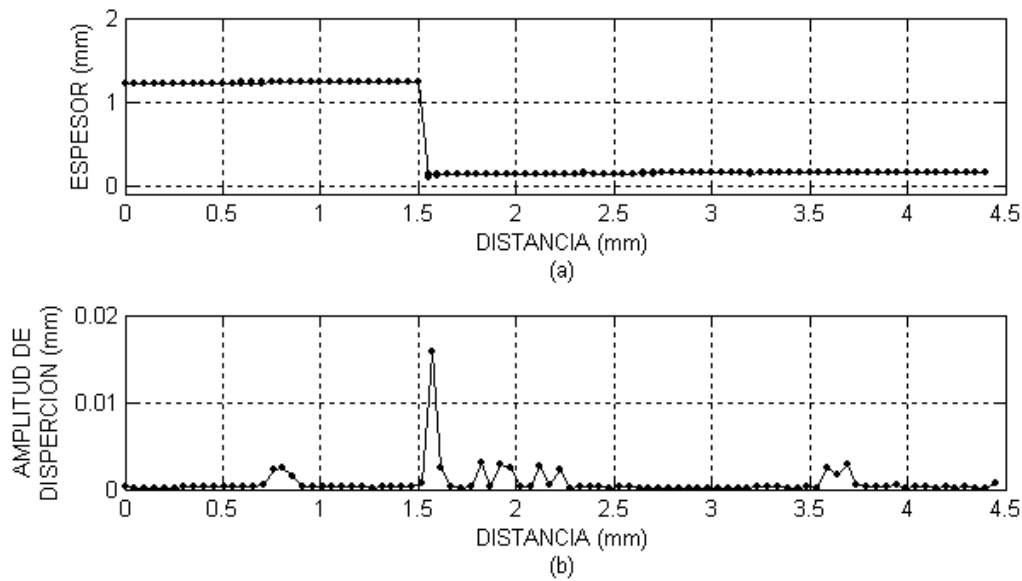


Figura 4- 12. Perfil de la galga (a). Dispersión (b).

4-5-5 Perfil de una ojiva de fundición.

Se realizó un estudio perfilométrico, con la finalidad de determinar la viabilidad de utilizar la técnica para el estudio de forma sobre muestras de fundición, maquinadas, no pulidas y sin tratamiento previo. Para este tipo de mediciones se disponen de pocas técnicas de medición automática que permitan relevar la forma y obtener valores absolutos para las cotas en distintas partes de la pieza.

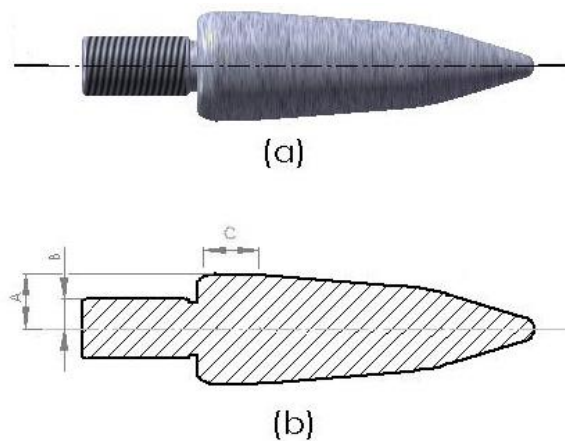


Figura 4- 13. a) imagen de la ojiva; b) corte transversal.

La muestra a estudiar es una ojiva de acero de aproximadamente 6.5 cm, con una superficie maquinada de características irregulares. La muestra presenta una forma ovoide variada, como se puede observar en la figura 4-13-a.

El método de medición utilizado consistió en realizar un barrido sobre la superficie de la muestra de 10 mm, con el haz de luz incidiendo de manera perpendicular a la superficie, la zona de medición se indica en la figura 4-13-b con la letra C. En este caso el movimiento lo realiza la muestra en pasos de 0.05 mm, por cada punto de medición se tomaron 10 adquisiciones y luego se promedia.

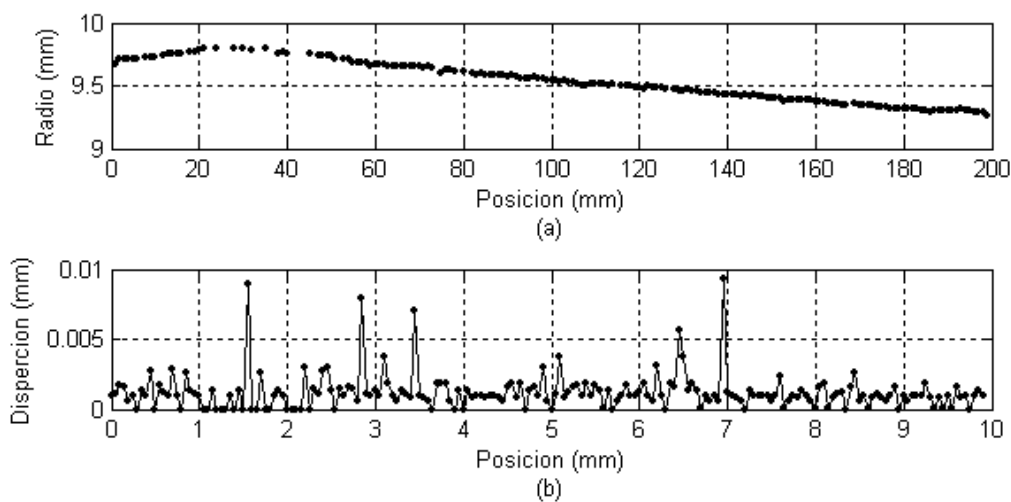


Figura 4- 14. Perfil de la ojiva (a) y dispersión de cada punto (b).

En la figura 4-14-a se muestra el resultado de la medición del perfil de una zona de 1 cm de largo que intencionalmente se comenzó antes del máximo radio de la ojiva finalizando hacia la cabeza de la misma (en la figura 4-13-b la zona C). En la figura 4-14-b se muestran los valores de dispersión obtenidos. El valor promedio de la dispersión a lo largo de toda la medición es de 1,1 μm .

En la figura 4-15 se muestran dos mediciones realizadas en forma consecutivas en la misma región de la ojiva, para analizar la repetitividad del sistema de medida y como se adapta a la muestra.

La variación de radio medido (entre el valor máximo y mínimo de la zona medida) es: 0.6 mm.

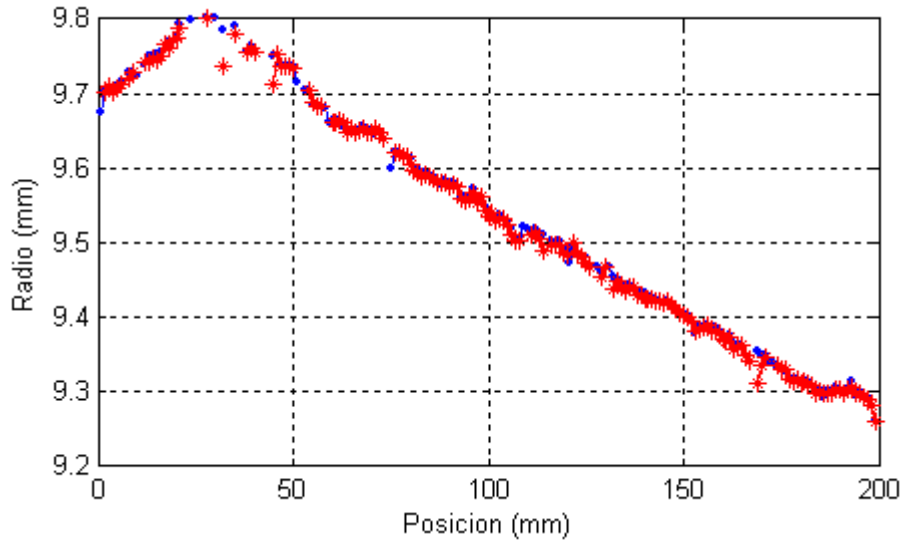


Figura 4- 15. Superposición de dos perfiles medidos.

4-6 Tomografía óptica.

La tomografía óptica es una técnica interferométrica, no invasiva, que permite estudiar materiales penetrando en su interior, con resolución axial y lateral de escala micrométrica o submicrométrica y una longitud de penetración en el orden del mm. Esto es posible debido a la introducción de fuentes de luz de ancho de banda amplia (>100 nm) y alta potencia (> 500 mw).

Por medio de esta técnica es posible determinar distancias características en materiales semitransparentes penetrando en su interior [12-18]. En esta sección se busca aplicar esta idea para la determinación de espesores en medios semitransparentes y el estudio de deformaciones en elementos blandos (lentes de contacto, film de polímeros, tubos y elementos de conducción flexible, etc.).

La metodología empleada es similar a la utilizada en el caso de topografía con la diferencia fundamental de que en este caso se detectan múltiples reflexiones producidas en el interior de la muestra. En las mediciones presentadas en este trabajo nos limitamos al estudio de muestras de una sola capa y el análisis siempre se limita a considerar solo dos reflexiones que son las producidas en cada una de las caras o sea en la interface entre el material y otro medio (en general aire).

4-6-1 Estudio de lubricante.

En este primer caso se realizó un estudio sobre una película de grasa de litio dopada con partículas de negro de humo depositada sobre un sustrato metálico. Estas muestras fueron fabricadas con el fin de estudiar el comportamiento de superficies rugosadas dentro de un proyecto [PICT-2004]. Para eso se debe conocer con precisión el espesor y como complemento el índice de refracción de la capa lubricante [5, 6 y 12].

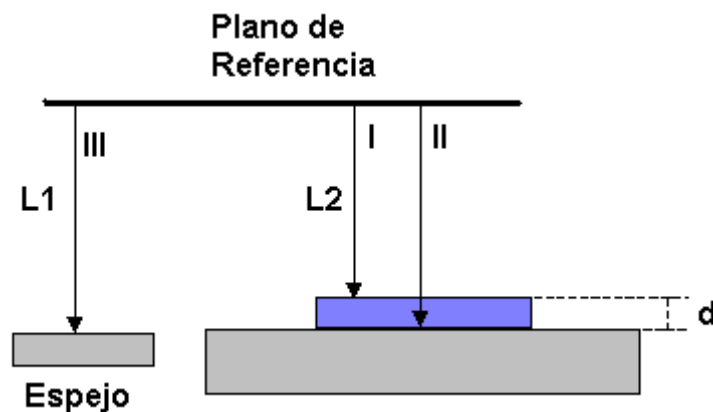


Figura 4- 16. Esquema simplificado del interferómetro. I, II y III reflexiones provenientes de la muestra y de la referencia, L_1 longitud de la rama de referencia y L_2 longitud de la rama muestra. d es el espesor de la muestra.

Las dos reflexiones provenientes de la muestra están indicadas como I y II en la figura 4-16 (diagrama esquemático del interferómetro) y se utiliza una tercera, indicada como III en la figura, en el espejo de referencia. I proviene de la primer interface y II de la segunda interface de la muestra. Al considerar la señal de interferencia entre ellas la diferencia de camino es el producto del índice de refracción de grupo por el espesor de la muestra. De no conocerse el índice de refracción es posible determinarlo por distintas técnicas [5 y 6].

En este caso proponemos determinar el espesor de la capa de grasa y el valor del índice de refracción de grupo utilizando solo interferometría de baja coherencia.

La configuración experimental del porta muestra utilizado se puede apreciar en la figura 4-17, en donde la película de grasa de litio se deposita sobre un sustrato metálico [13].

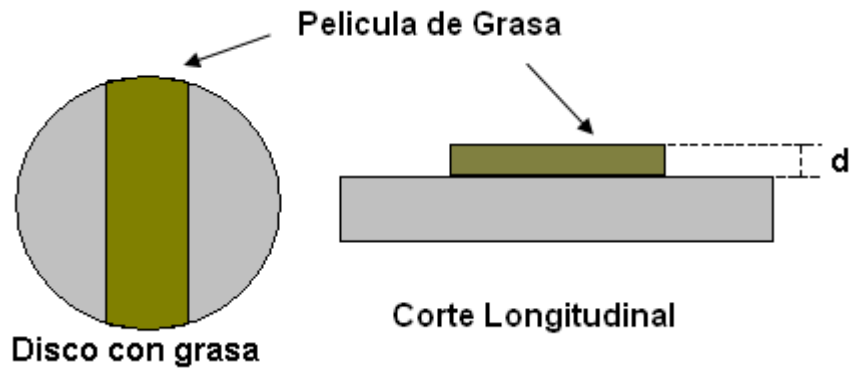


Figura 4-17. Esquema del porta muestra y detalle de la capa lubricante (muestra)

Para facilitar el trabajo de alineación y obtener medidas comparativas para hacer un testeo de la técnica se colocó un cubre objeto de vidrio sobre el mismo sustrato junto a la película de grasa, como se puede apreciar en la figura 4-18.

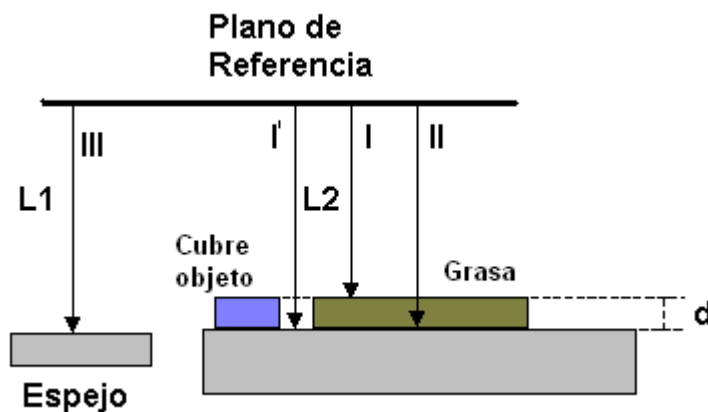


Figura 4-18. Esquema del interferómetro con el cubre objeto.

Como en este caso la superficie del sustrato es plana es posible obtener el espesor de la capa de lubricante (d) y el índice de refracción (n_g) haciendo una perfilometría que comienza en la región donde solo hay sustrato (I') y continúa en la región donde se encuentra la película (reflexión I y II). En este caso la señal de interferencia siempre es con la reflexión de referencia (III). El índice de refracción se puede obtener a través del cociente entre la diferencia de camino entre las reflexiones en cada cara de la muestra (I y II) y el espesor de la película (d).

El proceso de medición, se puede describir de la siguiente manera, primero se hace interferir los haces I' -III, que brindan la información de referencia, luego se realiza un desplazamiento lateral, hasta llegar a la película de grasa, en donde se obtienen dos

haces (I y II), que producen señal de interferencia entre ellos y con la referencia (I-III e II-III). Por lo tanto se obtienen las siguientes relaciones

$$d = OPD_{(I'-III)} - OPD_{(I-III)}$$

Ecuación 4- 3

$$n_g d = OPD_{(I-II)}$$

Ecuación 4- 4

$$n_g = \frac{OPD_{(I-II)}}{OPD_{(I'-III)} - OPD_{(I-III)}}$$

Ecuación 4- 5

De esta manera se pueden determinar tanto el espesor como el índice de refracción de la muestra.

En la figura 4-19 se pueden observar las señales tomadas de la señal de interferencia entre los haces I-II (rojo, (b)) y II-III (verde, (a)).

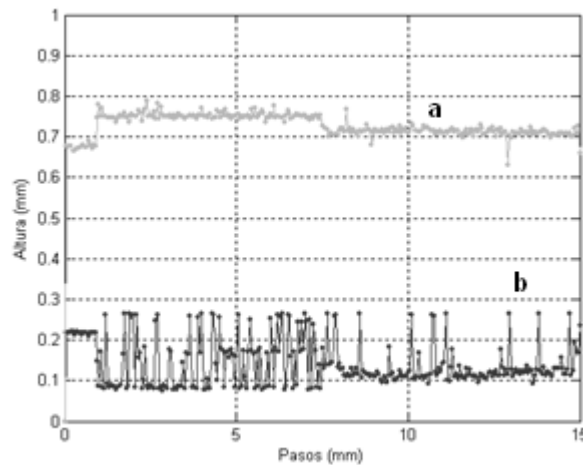


Figura 4- 19. Gráficos de los datos adquiridos en las perfilometrías.

La curva (a) en la zona comprendida entre 1 y 8 mm muestra el perfil de la zona donde solo hay sustrato, la zona entre 0 y 1 mm es vidrio, la zona entre 8 y 15 mm es donde se encuentra la película de grasa de litio. Esta curva es la que se utiliza para determinar el

espesor de la película de grasa. Luego se puede determinar el índice de refracción n_g de acuerdo a la ecuación 4-5.

En la figura 4-20 se observa el índice de refracción obtenido en los dos materiales de la muestra, vidrio y película de la grasa, después de haber realizado un barrido completo.

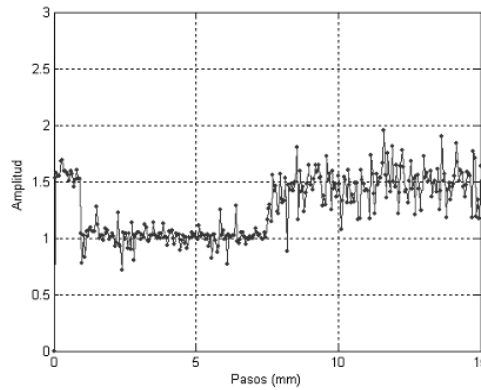


Figura 4- 20. Grafico del índice de refracción ambos materiales.

En la zona de 0 hasta 1 mm se observa el índice de refracción del vidrio, entre 1 y los 8 mm se muestran los valores obtenidos para la región en aire (entre ambas muestras) y a partir de los 8 mm hasta los 15 mm se muestra el valor del índice de refracción de la grasa de litio.

A partir de estas medidas se obtiene el valor promedio del índice de refracción para la grasa de litio: $n_g = 1.503$ y el valor promedio para el espesor de la película $d = 80.46 \mu\text{m}$.

4-7 Medidas dinámicas.

Esta sección se enfoca en la aplicación de la técnica sobre muestras que sufren cambios en el tiempo. En particular se mostrará la aplicación al estudio de deformaciones en materiales en tiempo real con el objetivo de estudiar sus características elásticas al estar sometidas a la compresión – expansión. Este trabajo se realizó como colaboración entre nuestro laboratorio, la Fundación Favalaro y la Regional Buenos Aires de la UTN con el objetivo de estudiar fenómenos de pulsación y deformación en polímeros utilizados como arterias artificiales. En este trabajo se estudiaron estructuras simple (monocapa). La técnica permite extender las mediciones a sistemas multicapa.

4-7-1 Preparación de la muestra y montaje.

Se ensayaron muestras de distintos materiales comenzando con sistemas en base a silicona. Después de varios ensayos se decidió comenzar con film de polímeros obtenidos en nuestro laboratorio, en base al adhesivo comercial de marca Suprabond® ya que con este material es posible crear films de espesor controlado, homogéneos, transparentes y elásticos.

Para la obtención del film se realiza el siguiente proceso: Se diluyen 20 g de sellador de silicona en 15 ml de acetato de etilo. Se agito a velocidad constante a una temperatura de 40 °C, durante 20 min, para eliminar las burbujas formadas por el propio proceso de mezcla. De esta manera se logra que la mezcla tenga la homogeneidad deseada.

El film se obtiene, luego de verter la mezcla sobre un molde, dejándose secar durante 24 horas.

El sistema para la medición de la señal de interferencia es similar al utilizado anteriormente: La fuente de luz es un diodo superluminiscente (Hamamatsu® L8414-04 -SLD – potencia de salida 3mw con una λ_0 de 840 nm, en la rama de referencia se utilizo un espejo (New Focus® 5103) y un sistema de atenuadores que permiten controlar la visibilidad (β) de la función de interferencia.

El detector utilizado es un espectrómetro (Metrolab®) de distancia focal $f = 15$ cm con una red de difracción de 1200 líneas por milímetro, en cuya salida se adoso una cámara CCD de 640 x 480 píxel (Creative). La limitación en la detección temporal viene de la mano de la cámara CCD utilizada que puede capturar 30 imágenes por segundo. Esto implica un tiempo de muestreo de 0.033 seg., suficiente para el proceso que se desea estudiar que es en el orden del minuto.

La configuración experimental es similar a la mostrada en la figura 4-2, exceptuando la rama de muestra, en donde se implementó un sistema que permita deformar la muestra con amplitud y frecuencia variable.

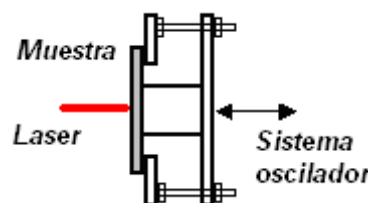


Figura 4- 21. Sistema para generar el movimiento de la muestra.

Para esto el elemento en estudio se colocó tensado sobre un anillo solidario a un parlante de forma que se pueda aplicar sobre la muestra la deformación mecánica deseada. Un esquema del montaje se muestra en la figura 4-21.

La deformación es producida por acción del parlante que está en contacto mecánico con la muestra a través de un disco plástico como indica la figura. De esta manera se logra tener control sobre la frecuencia y amplitud que se desea obtener. El parlante es controlado con un generador de señales Agilent® 33220A.

4-7-2 Comprobación Experimental.

Se asume, que la pieza en estado de reposo tiene la forma de la figura 4-22-a y se deforma como se indica en la figura 4-22-b.

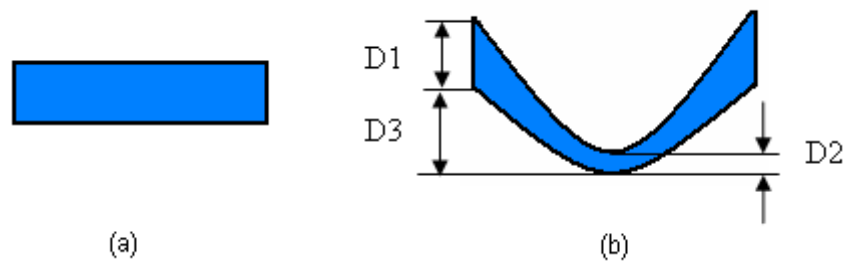


Figura 4- 22. Muestra en reposo (a) y deformada (b)

La idea del análisis es la siguiente: Al aplicar presión la muestra se deforma como se muestra en la figura 4-22-b. En ese estado el espesor de la muestra es función de una variable transversal y pasa de un valor constante D a un valor variable con valores máximo, $D1$ en los extremos y mínimo, $D2$ en el centro de la muestra. Por otro lado es de interés el estudio de la deformación total de cada una de las caras con respecto a un plano de referencia. Llamaremos distancia de deformación, $D3$, a la variación en la posición antes y después de la alteración sufrida por cada una de las superficies de la muestra al someterla a distintos esfuerzos. Siempre medida con respecto a una referencia (que en nuestro caso es la posición del brazo de referencia). La propuesta es medir estas deformaciones junto con el cambio de espesor asociado.

En la figura 4-23 se muestra cuales son las reflexiones involucradas que generan señales de interferencia y que permiten medir la deformación de la muestra ante una perturbación.

Con las señales de interferencia entre las reflexiones en cada una de las caras y la referencia (I-III y II-III) se determina lo que hemos llamado distancia de deformación para cada interfase de la muestra. De la señal de interferencia generada por las reflexiones I y II se obtiene el cambio de espesor de la pared (y/o del índice) de la muestra, este valor también puede ser calculado restando las señales I-III y II-III.

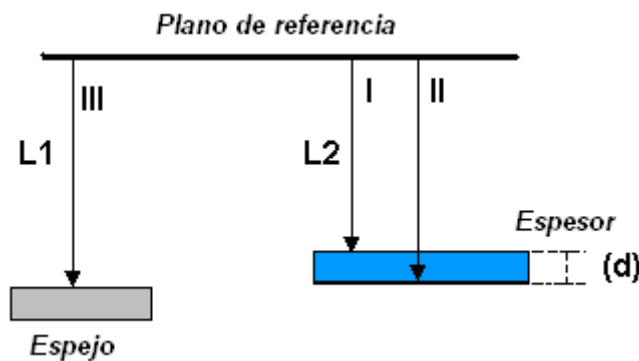


Figura 4- 23.

En la figura 4-24 se muestra una imagen típica obtenida en la condición de reposo de la muestra, donde se puede observar la buena calidad de la imagen de interferencia.

Mediante el análisis de la imagen, se puede obtener los valores del espesor de la muestra y los cambios en las distancias de deformación en cada cara descritas anteriormente. En la figura 4-25-a, se puede apreciar el grafico de intensidad para una línea horizontal obtenida de la figura 4-24.

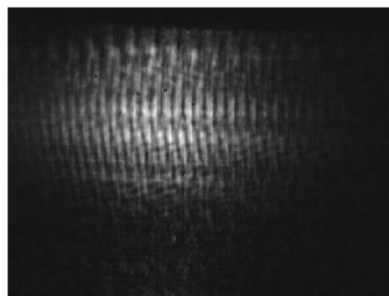


Figura 4- 24. Imagen de la interferencia.

Este gráfico representa la intensidad en función de la longitud de onda de la fuente, tal como se describe en los capítulos anteriores. En esta modulación se encuentra la información de la señal de interferencia buscada. A partir de la transformada de Fourier de la curva de la figura 4-25-a se obtiene la curva de la figura 4-25-b, en la cual se pueden observar la serie de picos buscados.

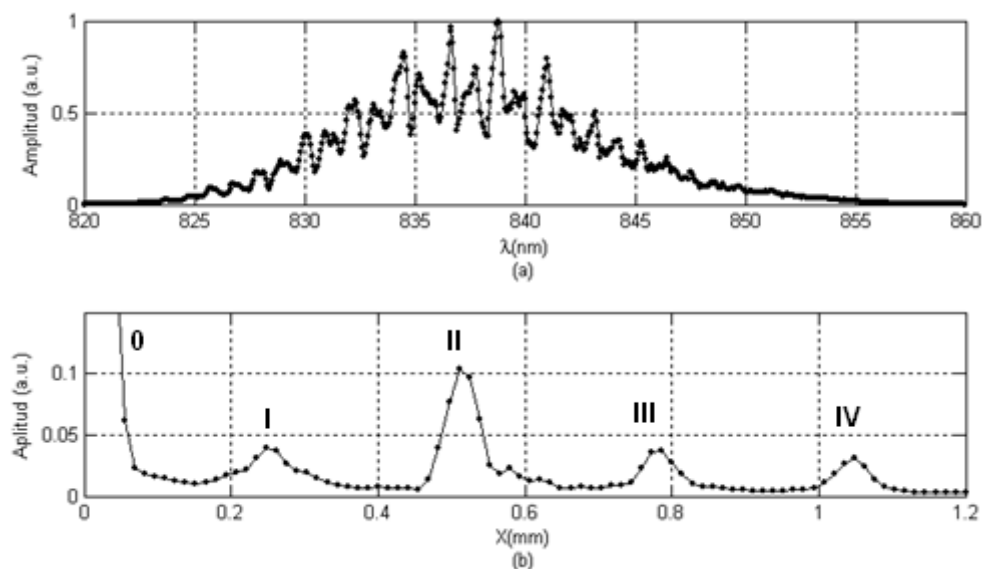


Figura 4- 25. a Señale de interferencia, b transformada de Fourier.

El primer pico (o) centrado en el eje de coordenadas no debe ser tenido en cuenta en este análisis, su existencia se debe a un término constante en la señal de interferencia. El segundo pico (I) nos indica el espesor de la muestra, el tercer pico (II) muestra la distancia relativa de la primera cara de la muestra respecto a la referencia, el cuarto pico (III) muestra la distancia relativa de la segunda cara de la muestra a la referencia. El quinto pico (IV) se produce por la reflexión en la cubierta protectora sobre el array de la CCD y no debe ser tenido en cuenta.

Los resultados que se muestran a continuación corresponden al caso en que se registran los cambios en la muestra en función del tiempo. Para la medición se produce una excitación externa de baja amplitud y baja frecuencia (100 mHz) que provoca desplazamientos en el orden de los cientos de micrones en ambas caras de la muestra. Las imágenes de interferencia fueron almacenadas en un video con una duración de 10 seg, para su posterior análisis.

A modo de ejemplo se muestra en la figura 4-26 la superposición de dos curvas de interferencia obtenidas en tiempos distintos. La curva continua corresponde al estado de reposo y la curva con puntos al estado de máxima deformación de la muestra. También se observa, el detalle del pico que indica el cambio de espesor (I). En este caso los valores de desplazamiento con respecto a la posición de equilibrio es de $55,2 \mu\text{m}$ y el cambio de espesor es de $6,9 \mu\text{m}$. El error típico estimado en estas medidas es de $0,5 \mu\text{m}$.

Se debe tener en cuenta que existe una diferencia entre el valor medido del espesor (pico I) y el calculado por medio de la diferencia entre pico II y III, esta diferencia se podría deberse a vibraciones del sistema de referencia.

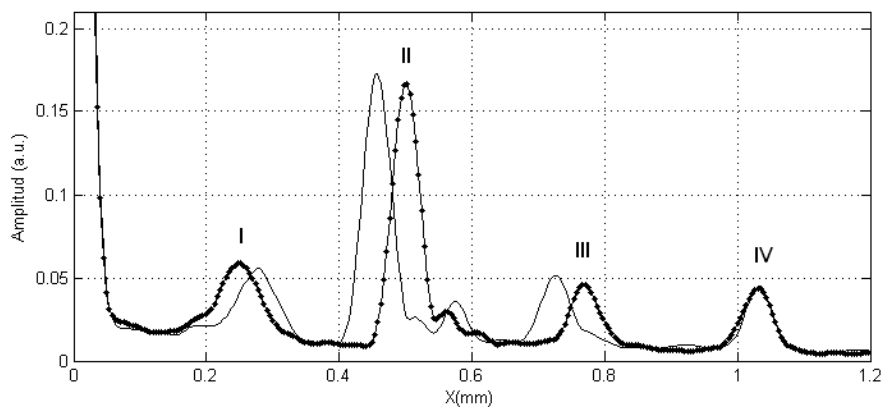


Figura 4- 26. Se aprecia en línea continua los picos correspondientes a la posición de equilibrio y en línea punteada a la posición del punto de máxima deformación.

Para el caso en estudio se tomaron 165 imágenes a razón de 33 por segundo. En los gráficos de la figura 4-27, se muestra la evolución temporal de la posición de la cara exterior figura 4-27-b. La curva muestra la posición del pico II para cada imagen de la película en función del tiempo (representado como número de imagen o frames). En la figura 4-27-a se muestra la evolución temporal de la posición de la cara exterior, pero procesada digital mente para obtener mejor resolución.

El escalonado que se observa en la figura 4-27-b, es debido a la baja resolución del sistema. La cantidad finita de muestras que permite obtener el array, deja que parte de la información permanezca oculta si el pico se desplaza en una unidad menor que el píxel. Esto se puede resolver como muestra la figura 4-27-a, realizando una expansión en frecuencia de la señal muestreada original, que permite mejorar la resolución.

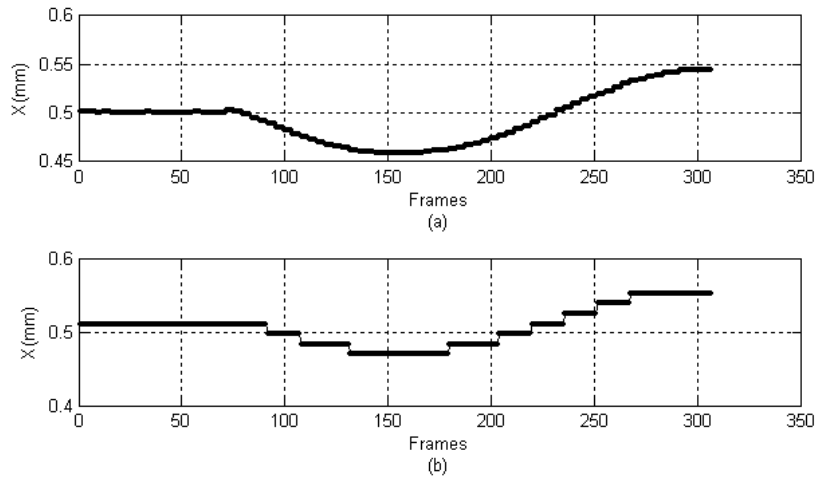


Figura 4- 27. Variación temporal (a). Variación temporal mejorada digitalmente (b).

En la figura 4-28 se representa la variación en la posición de un punto (X) muestreado en la cara interna de la muestra en función del tiempo (representado como número de imagen o frames). Para esta medición se detectó la posición del pico III de la figura 4-25.

En la figura 4-28-a se realizó una superposición de las curvas de posición en función del tiempo para ambas caras.

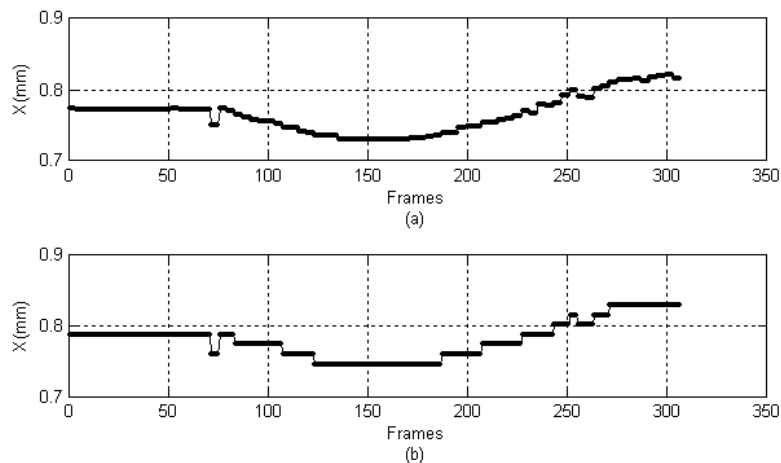


Figura 4- 28. Variación temporal (a). Variación temporal mejorada digitalmente (b).

En este caso particular no se detecta cambio de espesor dentro de la resolución del sistema, que si se observa al hacer la expansión en frecuencia. Se llega a observar el desfase entre ambas caras debido a la acción de deformación que se aplica a una de las

paredes y luego se trasmite hacia la otra pared. El cambio de espesor de la pared se muestra en la figura 4-29-b.

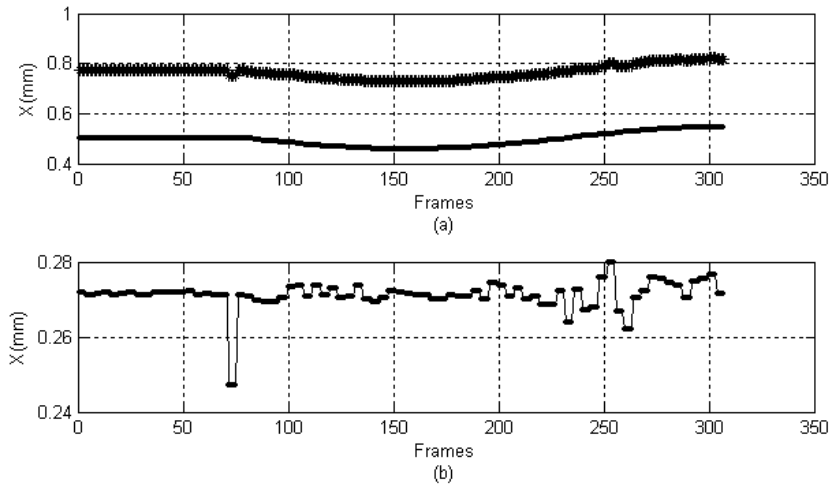


Figura 4- 29. a) Superposición de las curvas de deformación de las paredes externas e internas. b) Curva del cambio de espesor.

Es de destacar que, para este tipo de muestras, la variación de espesor con respecto al número de imágenes es muy pequeña y cercana al límite de la resolución. Esto se observa en la figura 4-29-b, también se puede apreciar que mientras que las variaciones de las posiciones de las paredes es de aproximadamente $100\ \mu\text{m}$, las variaciones del espesor rondan los $10\ \mu\text{m}$. El escalonamiento observado en la figura 4-29-b, es debido a la falta de resolución del sistema de detección y por lo tanto los resultados no permiten observar un cambio de espesor evidente.

4-8 Conclusiones.

En el presente capítulo se han mostrado diferentes resultados y aplicaciones en la caracterización de materiales utilizando la técnica de interferometría de baja coherencia en el dominio de la frecuencia en la configuración de Michelson. Las mediciones realizadas en forma estática probaron tener gran resolución y un error muy inferior a la longitud de coherencia de la fuente utilizada. Se ha demostrado que es posible obtener perfiles de piezas maquinadas (utilizadas como muestras), y obtener detalles de la topografía de la pieza en estudio. Si bien no se realizaron estudios detallados, parece factible obtener, por medio de esta técnica, un análisis de rugosidad.

Por otro lado se mostró que el análisis de las muestras puede ser realizado a partir de un solo barrido lo que habilita la propuesta de considerarlo como método de análisis en tiempo real. Para muestras semitransparentes, además de la perfilometría se obtuvo el índice de refracción punto a punto del área medida.

Al utilizar el sistema en mediciones dinámicas se logró determinar la frecuencia de oscilación de la muestra y la deformación sufrida por la misma. Se pudo observar las deformaciones en cada cara de la muestra de manera separada y a partir de estas determinar la variación en el espesor de la muestra.

4-9 Referencias.

- [1] Vladimir Shidlovski “Short overview of device operation principles and performance parameters”, Superluminescent Diodes, 2004.
- [2] Santiago Constantino “Interferometria de Banda Ancha para la medición de espesores”, Tesis doctoral, 2003, UBA-FCEN.
- [3] Federico Furch “”, Tesis de licenciatura, 2005, UBA-FCEN.
- [4] Sheng-Hua Lu and Cheng-Chung Lee “Measuring large step heights by variable synthetic wavelength interferometry”, Institute of Physics Publishing, Measurement Science and Technology, Meas. Sci. Technol. 13 (2002) 1382–1387 PII: S0957-0233(02)36743-2.
- [5] De Groot P. and L. Deck, “Surface profiling by analysis of white light interferogramas in the special frequency domain,” *J. Mod. Opt.* 42, 389 (1995).
- [6] Jackson J. D. “Classical Electrodynamics,” Wiley (1975).
- [7] S. Costantino, O. E. Martínez, J.Torga,” Wide band interferometry for thickness measurement”, *Optics Express*, Vol. 11, No. 8, 952, (2003).
- [8] Christophe Dorrer, Nadia Belabas, Jean-Pierre Likforman, and Manuel Joffre, “Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry”, *Opt. Soc. Am. B*, Vol. 17, No. 10/October 2000/J.
- [9] Creath K., “Phase-measurement interferometry techniques,” *Prog. Optics*, 26, 349 (1995).
- [10] <http://ipeme.com>.
- [11] <http://www.mitutoyo.com>.
- [12] Dominic F. Murphy and Donal A. Flavin “Dispersion-insensitive measurement of thickness and group refractive index by low-coherence interferometry”, *APPLIED OPTICS*, September 2000, Vol. 39, No. 25.
- [13] Proyectos de Investigación Científica y Tecnológica (PICT) – Agencia Nacional de Promoción Cient. y Tec. - 2004 - código : 25352, Título: Caracterización y Modificación de Superficies de Materiales – Convocatoria 2004
- [14] Stephen A. Boppart, Gary J. Tearney, Brett E. Bouma, James F. Southern, Mark E. Brezinski, and James G. Fujimoto “Noninvasive assessment of the developing cardiovascular system using optical coherence tomography”, *Engineering, Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, Vol. 94, pp. 4256–4261, April 1997.

-
- [15] Huang D., E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, A. C. Puliafito and J. G. Fujimoto. “Optical coherence tomography,” *Science*, 254, 1178 (1991).
- [16] Bouma B. E., G. J. Tearney, S. A. Boppart, M. R. Hee, M. E. Brezinski and J. G. Fujimoto, “High-resolution optical coherence tomographic imaging using a mode-locked Ti:Al₂O₃ laser source,” *Opt. Lett.* 20, 1486 (1995).
- [17] Rollins A. M., Michael V. Sivak, Sunita Radhakrishnan, Jonathan H. Lass, David Huang, Kevin D. Cooper, Joseph A. Izatt, ” Emerging Clinical Applications of Optical Coherence Tomography”, *Optics and Photonics News*, 13, 4, 36, (2002).
- [18] Michael A. Choma, Marinko V. Sarunic, Changhuei Yang, Joseph A. Izatt, “Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography”, *Optics Express*, Vol 11, 18 , 2183, (2003).

Capitulo V

Una nueva esperanza



5-1. Introducción.

En muchas aplicaciones industriales en las que se ha explorado la aplicación de la interferometría de baja coherencia utilizando la configuración Michelson (capítulo II) hemos detectado la necesidad de utilizar una o más puntos de medición, en forma simultánea, en distintos sectores de una misma muestra. Para muestras opacas esto permite la caracterización superficial simultánea de cotas o determinación de espesores, sin necesidad de desplazar la muestra. En lo que respecta a la medición de espesores en medios semitransparentes permite determinar, además del espesor sin desplazamiento, el índice de refracción sin mediciones indirectas.

Con estas ideas se desarrolló un sistema interferométrico en anillo [1-6], basándose en una combinación del interferómetro de Michelson con el interferómetro de Sagnac.

5-2. Interferómetro.

En la figura 5-1 se puede apreciar la configuración del interferómetro de Sagnac-Michelson [2-3]. Donde E1 es el espejo de la rama de referencia, E2 y E3 son los espejos que forman la configuración Sagnac, BS1 y BS2 son divisores de haz (beamsplitter).

El recorrido que realiza el haz de luz se puede describir de la siguiente manera. Después del primer divisor (BS1), un haz viaja hacia la referencia (E1) y el otro hacia el segundo divisor (BS2), en donde se vuelve a separar en dos haces, uno hacia el espejo E2 y el otro hacia el espejo E3. Al llegar a la muestra (M) los haces se reflejan y realizan el camino inverso. Las reflexiones en las tres superficies, el espejo E1 y las dos caras de la muestra C1 y C2, se superponen en el detector y producen la señal de interferencia que contiene la información de interés.

Las diferencias de camino óptico entre las distancias recorridas por los distintos haces de luz generan las modulaciones en la señal de interferencia (ver Capítulo 2, sección 2-2-2). De la misma forma que para los resultados mostrados en el capítulo anterior las señales de interferencia son analizadas en el espacio de Fourier.

De este análisis se pueden determinar las diferencias de camino óptico (DCO) en cada caso, obteniendo la posición del máximo del “pico de interferencia” de la curva de la transformada.

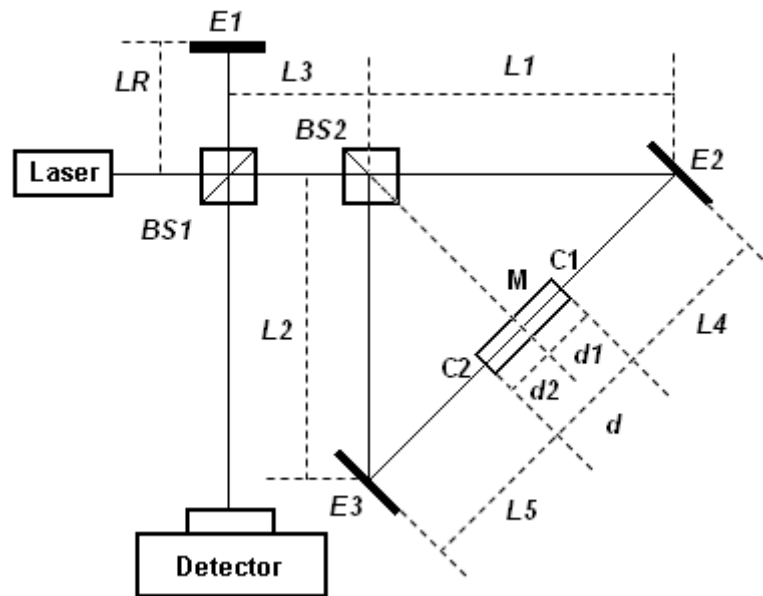


Figura 5- 1. Interferómetro de Sagnac-Michelson.

Llamaremos P_r al pico generado por la señal de interferencia entre la referencia y el haz que recorre el brazo del interferómetro Sagnac cuando este se encuentra sin muestra. P_1 al pico que se produce entre la referencia y una de las caras de la muestra, P_2 al pico de interferencia que se produce entre la referencia y las otra cara de la muestra. Las distancias L_i representan los caminos recorridos por la luz en los distintos sectores del interferómetro (ver figura 5-1), LR es el largo de la rama de referencia y d es el espesor de la muestra. Donde d_1 y d_2 son los segmentos del espesor de la pieza (d) a cada lado del eje de simetría del interferómetro de Sagnac.

$$d = d_1 + d_2$$

Ecuación 5- 1

$$P_r = 2LR - (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + d)$$

Ecuación 5- 2

$$P_1 = 2LR - 2(L_3 + L_1 + L_4)$$

Ecuación 5- 3

$$P_2 = 2LR - 2(L_3 + L_2 + L_5)$$

Ecuación 5- 4

Para poder obtener el valor del espesor que se desea determinar, se tiene que operar con las ecuaciones anteriores, entonces.

$$P_1 - P_r = (2LR - 2(L_3 + L_1 + L_4)) - (2LR - (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + d))$$

Ecuación 5- 5

$$P_1 - P_r = L_2 + L_5 - L_1 - L_4 + d$$

Ecuación 5- 6

$$P_2 - P_r = (2LR - 2(L_3 + L_2 + L_5)) - (2LR - (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + d))$$

Ecuación 5- 7

$$P_2 - P_r = L_1 + L_4 - L_2 - L_5 + d$$

Ecuación 5- 8

$$(P_1 - P_r) + (P_2 - P_r) = L_1 + L_4 - L_2 - L_5 + d + L_2 + L_5 - L_1 - L_4 + d$$

Ecuación 5- 9

$$(P_1 + P_2) - 2P_r = 2d$$

Ecuación 5- 10

Es interesante observar el hecho de que hasta el momento no fue necesario hacer consideraciones con respecto a las longitudes que deben tener las ramas del interferómetro ni sobre la posición de la muestra, por lo que la ecuación (10) es general y se puede utilizar en cualquier condición.

5-3. La alineación.

La alineación del sistema que determina los valores de los picos de interferencia es algo a tener en cuenta. Elegirlos convenientemente requiere de paciencia y comprensión del sistema para que no resulte frustrante. Para poder determinar los valores de posición más favorable a la hora de alinear el sistema es preciso realizar un estudio en detalle de la ubicación de todos los picos de interferencia a utilizar y por consiguiente de la posición de los elementos de las ramas de referencia y muestra. Esto es, la señal de interferencia se produce de igual manera de un lado o del otro de la igualdad de camino óptico del interferómetro de Sagnac.

La tabla 5-1 muestra las distintas posibles combinaciones en los signos de las posiciones de los picos de interferencia. Estos dependen de la diferencia de camino óptico recorridos entre la rama de referencia, el sistema Sagnac, y la posición de ambas caras de la muestra, que se deben analizar. Se indica como positivo si el camino óptico de la rama de referencia es mayor que los caminos ópticos provenientes del interferómetro de Sagnac.

Condicion	Pr	P1	P2
1	+	+	+
2	+	+	-
3	+	-	+
4	+	-	-
5	-	+	+
6	-	+	-
7	-	-	+
8	-	-	-

Tabla 5- 1. Muestra las distintas combinaciones de alineación en función de los picos de interferencia.

Se analizará la condición 1 de alineación, utilizada en las experiencias que se muestran en el presente capítulo, dejando el análisis de las demás condiciones dentro del Anexo V. Para simplificar la notación utilizaremos las siguientes equivalencias.

$$Sg = (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + d)$$

Ecuación 5- 11

$$I = 2(L_3 + L_1 + L_4)$$

Ecuación 5- 12

$$II = 2(L_3 + L_2 + L_5)$$

Ecuación 5- 13

Para utilizar la condición 1 (tabla 5-1) se requieren las siguientes condiciones:

$$P_r = 2LR - Sg > 0$$

Ecuación 5- 14

$$P_1 = 2LR - I > 0$$

Ecuación 5- 15

$$P_2 = 2LR - II > 0$$

Ecuación 5- 16

Por lo tanto.

$$2LR > Sg \wedge I \wedge II$$

Ecuación 5- 17

La ecuación 5-17, muestra la condición general de alineación, pero no dice nada acerca de la relación entre Sg, I y II. De un análisis detallado se puede concluir que las condiciones $I < II$ y $I > II$ son indistintas para la medición. Esto se debe a que ante cualquiera de las dos situaciones solo cambiará la posición relativa de P_1 y P_2 . Es importante evitar la condición $I = II$ ya que esto produce una superposición en los picos de interferencia.

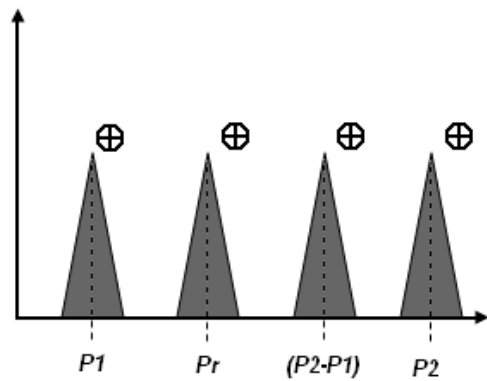


Figura 5- 2. Muestra la situación en donde I es mayor a Sg e II.

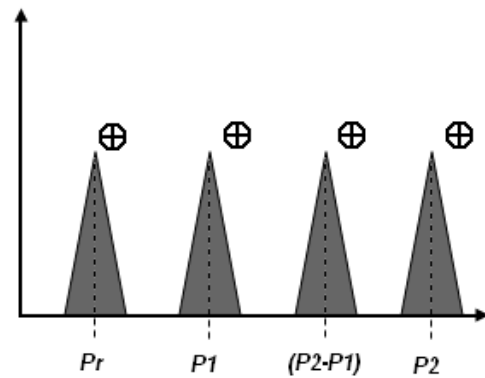


Figura 5- 3. Muestra la situación en donde Sg es mayor a I e II.

Pero la condición que indica la posición de alineación más cómoda, bajo la condición establecida en la ecuación 5-17, está determinada por el valor de Sg contra I o II, ya que si $Sg < I$ entonces $Sg > II$ o viceversa. En este caso el pico de la referencia tendrá que estar entre P_1 y P_2 (o P_2 y P_1) como se muestra en la figura 5-2. Si $Sg > I$ y $Sg > II$, el pico de la referencia será el de menor valor como se muestra en la figura 5-3.

En este caso todos los picos se mantienen positivos, pero para la alineación del sistema se debe tener en cuenta la posición de un cuarto pico P_c ($P_c = P_2 - P_1$) producido por la interferencia entre las dos caras de la muestra sin el aporte de la referencia. Mientras menor sea la posición de este pico más cercanos serán I y II, haciendo que Sg se mantenga mayor. Como idea general el eje de simetría del Sagnac deberá estar dentro del espacio de la muestra para que el valor de Sg se mantenga mayor al de I y II.

5-4. Muestras semitransparentes.

Para muestras semitransparentes las expresiones son similares, pero se debe tener en cuenta que cada haz incidente sobre la interface aire muestra, se divide en un haz reflejado que cumple con las ecuaciones descriptas anteriormente para un medio opaco y un haz transmitido que atraviesa la muestra. Estos últimos pueden ser utilizados para la determinación del índice de refracción.

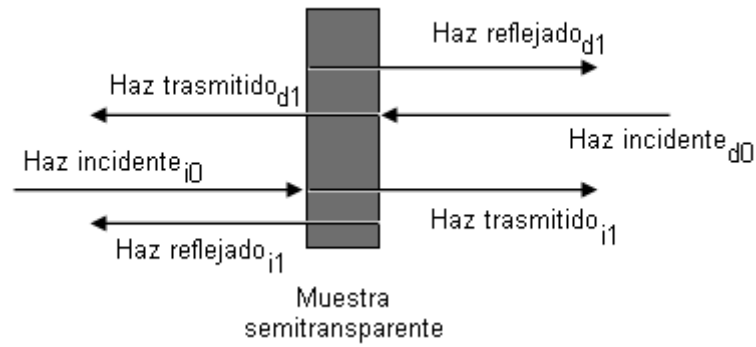


Figura 5- 4. Esquema de haces sobre una muestra semitransparente.

Los haces transmitidos de primer orden (Td₁ y Ti₁), junto con el haz de referencia generan un pico de interferencia que contiene información del espesor junto con el índice de refracción de medio.

Al utilizar el haz transmitido (Td₁ o Ti₁) el sistema de ecuaciones es el siguiente:

$$P_{TR} = 2LR - (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + n_g d)$$

Ecuación 5- 18

$$P_{TR} - P_r = 2LR - (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + n_g d) - 2LR + (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + d)$$

Ecuación 5- 19

$$P_{TR} - P_r = d(1 - n_g)$$

Ecuación 5- 20

Por medio de las ecuaciones 5-10 y 5-20, se puede determinar el índice de refracción de la muestra.

Adicionalmente en la interface interna (muestra aire), se produce una nueva reflexión del haz (Rd₁ o Ri₁), que permite obtener información relacionada con el índice de refracción de la muestra semitransparente en estudio.

Si se utilizan los haces reflejados en la interface muestra aire, como se muestra en la figura 5-4, el sistema de ecuaciones es el siguiente.

$$P_{E1} = 2LR - 2(L_3 + L_1 + L_4 + n_g d)$$

Ecuación 5- 21

$$P_{E2} = 2LR - 2(L_3 + L_2 + L_5 + n_g d)$$

Ecuación 5- 22

$$P_{E1} - P_r = (2LR - 2(L_3 + L_1 + L_4 + n_g d)) - (2LR - (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + d))$$

Ecuación 5- 23

$$P_{E1} - P_r = L_2 + L_5 - L_1 - L_4 + d - n_g d$$

Ecuación 5- 24

$$P_{E2} - P_r = (2LR - 2(L_3 + L_2 + L_5 + n_g d)) - (2LR - (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + d))$$

Ecuación 5- 25

$$P_{E2} - P_r = L_1 + L_4 - L_2 - L_5 + d - n_g d$$

Ecuación 5- 26

$$(P_{E1} - P_r) + (P_{E2} - P_r) = L_1 + L_4 - L_2 - L_5 + d - n_g d + L_2 + L_5 - L_1 - L_4 + d - n_g d$$

Ecuación 5- 27

$$(P_{E1} + P_{E2}) - 2P_r = 2d(1 - 2n_g)$$

Ecuación 5- 28

En este caso por medio de las ecuaciones 5-10 y 5-28 se puede obtener el espesor y el índice de refracción de la muestra en estudio.

Dado que en principio las señales del haz transmitido y del haz reflejado aparecen en forma simultanea, es posible obtener por dos caminos distintos un mismo resultado.

De la misma manera que para el caso de muestras opacas es conveniente analizar los casos que se pueden presentar de acuerdo a la configuración elegida en la alineación del sistema. Teniendo en cuenta el análisis realizado para muestras opacas ($2LR > Sg > I > II$) definimos los parámetros S_{ng} , N_I y N_{II} como.

$$Sn_g = (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + n_g d)$$

Ecuación 5- 29

$$N_I = 2(L_3 + L_1 + L_4 + n_g d)$$

Ecuación 5- 30

$$N_{II} = 2(L_3 + L_2 + L_5 + n_g d)$$

Ecuación 5- 31

Para la utilización de la técnica es necesario un análisis que compare las distancias Sg, Sn_g, I, II, N_I y N_{II}. Esto nos indicará como serán las condiciones de alineación.

$$Sn_g > Sg$$

Ecuación 5- 32

$$N_I > I$$

Ecuación 5- 33

$$N_{II} > II$$

Ecuación 5- 34

Las distintas situaciones se detallan en el anexo V.

5-5. Mediciones en muestras opacas.

La prueba experimental del método se realizo solo sobre muestras opacas. Se utilizaron una serie de galgas patrón clase 2 de acuerdo con la norma ISO 3650 (modelo M7T de la empresa C.E. Johansson Inc.), de forma de paralelepípedo rectangular. Las características más relevantes de la galga se muestran en las tablas 1 y 2.

Longitudes Nominales (ln)	Errores limites de longitud en cualquier punto respecto a la longitud nominal	Tolerancia para la variación de longitud
mm	+/- te	tv µm

	μm	
$0.5 \geq l_n \leq 10$	0.45	0.3

Tabla 5- 2

Para la medición se utilizó la configuración de picos positivos expuesta anteriormente (condición 1 de la tabla 5-1). Esto permite que la determinación del espesor resulte más sencilla y directa.

Longitudes Nominales mm	Tolerancias de planitud tf μm
$0.5 \leq l_n \leq 150$	0.25

Tabla 5- 3

Siguiendo el razonamiento planteado en el capítulo 2 y las relaciones establecidas la expresión para la intensidad se obtiene como la superposición de tres campos, que generan tres picos de interferencia en el espacio de Fourier. Si se define como E1 al campo eléctrico de la rama de referencia, E2 y E3 a los campos eléctricos provenientes de las reflexiones en cada una de las caras de la muestra, la función irradiancia (I) para este caso estará dada por la ecuación 5-35.

$$I(k) = \left\langle (E_1(k) + E_2(k) + E_3(k))^2 \right\rangle_T$$

Ecuación 5- 35

Si consideramos que la fuente tiene un espectro de intensidad gaussiana como la de la ecuación 5-36.

$$I_i(k) = I_{0i} e^{-\left(\frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2}$$

Ecuación 5- 36

La irradiancia total tendrá la forma de la ecuación 5-37

$$I(k) = e^{-\left(\frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2} \left(I_{01} + I_{02} + I_{03} + 2\sqrt{I_{01}I_{02}} \cos(kP_2) \right. \\ \left. + 2\sqrt{I_{01}I_{03}} \cos(kP_3) + 2\sqrt{I_{02}I_{03}} \cos(kP_1) \right)$$

Ecuación 5- 37

Donde I_{01} , I_{02} e I_{03} son las amplitudes máximas de las intensidades de cada una de las ramas y P_1 , P_2 y P_3 son las diferencias de camino óptico entre las correspondientes ramas del interferómetro.

El análisis de la función de irradiancia se realiza en el espacio de Fourier lo que permite obtener los distintos valores de P_i . La FFT de la expresión $I(k)$ es $TI(x)$ cuyo módulo se muestra en la siguiente expresión.

$$|TI(x)|^2 = 2(I_{01}^2 + I_{02}^2 + I_{03}^2) e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 x^2\right)} \\ + 2\left(\sqrt{I_{01}I_{02}}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2(x^2+P_2^2)\right)} \cos(2k_0P_2) \\ + 2\left(\sqrt{I_{02}I_{03}}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2(x^2+P_1^2)\right)} \cos(2k_0P_1) \\ + 2\left(\sqrt{I_{01}I_{03}}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2(x^2+P_3^2)\right)} \cos(2k_0P_3) \\ + \left(\sqrt{I_{01}I_{02}}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2(x-P_2)^2\right)} + \left(\sqrt{I_{01}I_{03}}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2(x-P_3)^2\right)} + \left(\sqrt{I_{02}I_{03}}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2(x-P_1)^2\right)}$$

Ecuación 5- 38

Las primeras cuatro términos en la ecuación 5-38 son picos centrados en el origen que no serán utilizadas en el procesado de la señal. Los últimos tres términos son picos gaussianos centradas en los valores de P_i (con $i = 1, 2, 3, r$).

En un apartado anterior (5-2), se mostró que es posible conseguir el espesor de la muestra (d) con las relaciones siguientes:

$$d = \left| \frac{(P_2 + P_3) - 2P_r}{2} \right|$$

Ecuación 5- 39

Es importante notar que la expresión 5-39 es independiente de la longitud de brazos de interferómetro. Según las ecuaciones 5-3, 5-4 y 5-39 una variación en la posición de la muestra en la dirección de propagación del haz de luz no modifica el valor de d . Esto se debe a que una modificación en P_2 también modifica en la misma cantidad el valor de P_3 (con el signo opuesto). Esto hace a esta configuración poco sensible a las vibraciones en la dirección de propagación del haz de luz.

En esta configuración experimental es posible realizar un desplazamiento lateral de la pieza en estudio lo que permite obtener la topografía de la superficie de cada una de las caras y estudiar el paralelismo entre caras.

5-5-1. Medición del espesor en un punto.

Como primer ejemplo de aplicación de esta configuración se muestra la medición del espesor de una galga clase II de la firma C.E. Johansson de valor nominal 1.3 mm con tolerancia la espesor de $0.45 \mu\text{m}$. La medida se realizó tomando 500 muestras del mismo punto, sin producir desplazamientos laterales ni verticales, con la finalidad de poder obtener el espesor de la muestra y realizar un análisis estadístico del error.

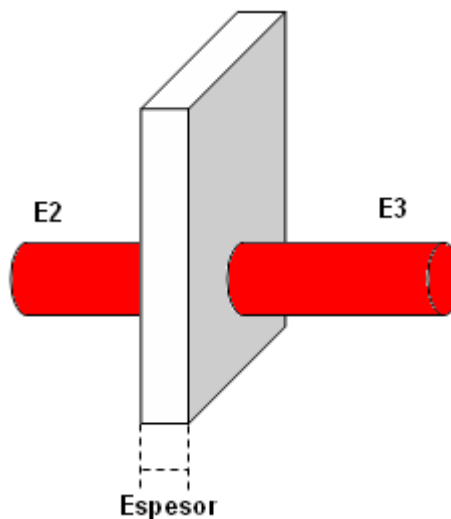


Figura 5- 5. Configuración experimental. Donde E_2 es el haz proveniente del espejo 2 y E_3 es el haz proveniente del espejo 3.

La figura 5-5, muestra como inciden los haces de luz sobre la galga. Donde queda en evidencia que por medio de esta configuración se puede determinar las características superficiales en ambas caras de la muestra.

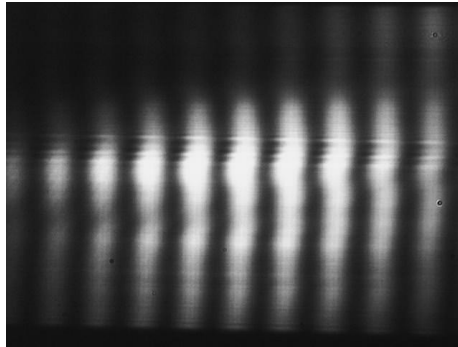


Figura 5- 6

La figura 5-6, muestra una imagen típica de franjas de interferencia obtenidas al superponer los haces reflejados en cada cara de la muestra sin referencia donde se puede ver la buena visibilidad de las franjas. Esta señal permite además centrar la muestra dentro del eje de simetría del interferómetro de Sagnac, ayudando a encontrar la configuración de alineación deseada.

En la figura 5-7, se muestra la señal de interferencia cuando la rama de referencia se encuentra activa.

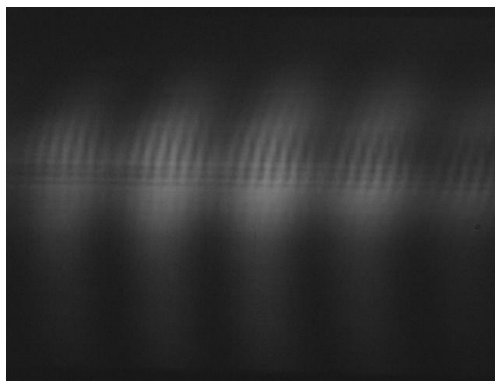


Figura 5- 7

Se observa en esta figura la superposición de las franjas de interferencia debidas a los haces reflejados en cada cara de la muestra y las franjas provenientes de la interferencia entre una reflexión en la muestra y la referencia (de frecuencia mayor en la figura).

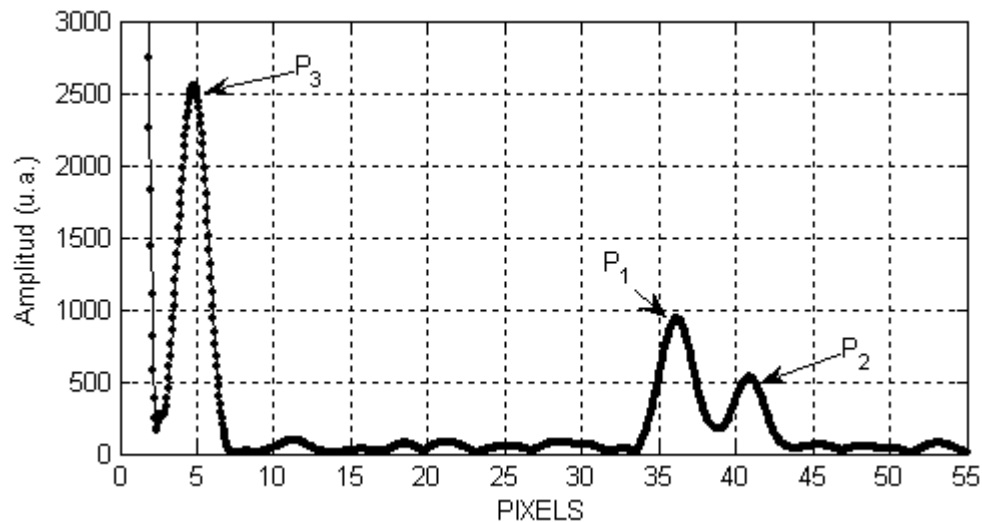


Figura 5- 8. El primer pico es producido por la interferencia entre las caras de la muestra (P₃), el segundo y el tercero (P₂ y P₁), se producen por la interferencia entre las caras de la muestra con la referencia.

Siguiendo el mismo procedimiento que para los casos anteriores a partir de la transformada de Fourier se obtienen tres picos que contienen la información de la diferencia de camino óptico entre la referencia y cada una de las caras (P₁ y P₂) y la diferencia de camino óptico que hay entre las caras (P₃). Una medida típica se puede ver en la figura 5-8.

Los valores medidos se pueden observar en la figura 5-9-a, donde P₁ es la señal de interferencia entre las dos caras de la muestra, P₂ y P₃ son las señales de interferencia entre cada cara de la muestra con la referencia y P_r es la señal de interferencia de referencia.

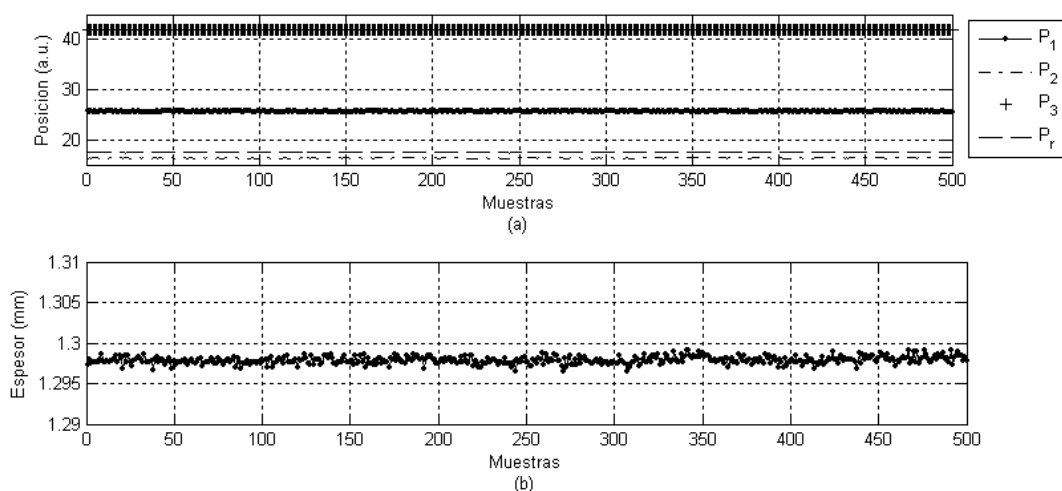


Figura 5- 9. Señales medidas y espesor calculado.

En la figura 4-9-b se pueden apreciar que en todos los casos la dispersión para cada señal medida esta en el orden del micrón. La curva P_1 tiene una dispersión de $3.04 \mu\text{m}$, la curva P_2 una dispersión $0.81 \mu\text{m}$, la curva P_3 una dispersión de $0.27 \mu\text{m}$, y la curva P_r una dispersión de $0.06 \mu\text{m}$.

El valor calculado del espesor se puede ver en la figura 5-9-b, con un valor de 1.2978 mm y una dispersión de $0.85 \mu\text{m}$.

5-5-2. Medición del espesor con barrido.

El siguiente experimento se realizó con la idea de determinar espesor y sus variaciones en distintos puntos de la muestra, se buscó relevar las características superficiales de las caras planas y estudiar la posibilidad de determinar la alineación de las dos caras con respecto a un plano de referencia. Como muestra se utilizo una galga clase II de la firma C.E. Johansson, de forma de paralelepípedo rectangular con un espesor de valor nominal 1.1 mm con tolerancia de $0.45 \mu\text{m}$. Se determinaron los valores de los picos (P_1 , P_2 y P_3) haciendo un barrido de la muestra en la dirección indicada en la figura 5-10 (desplazamiento lateral). El tamaño del desplazamiento fue de 4 mm sobre sus caras, con pasos de $50 \mu\text{m}$ y promediando 50 muestras en cada paso.

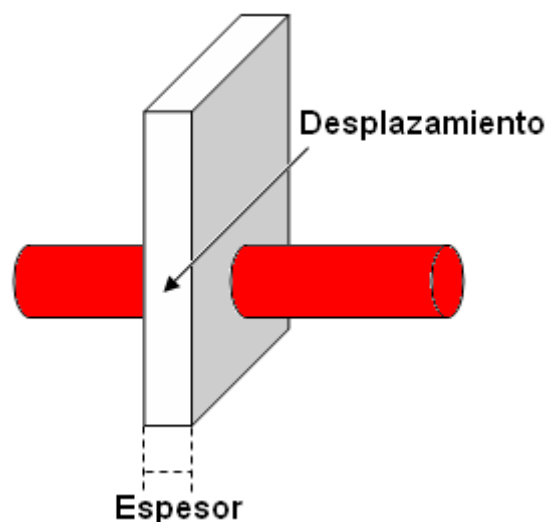


Figura 5- 10. Esquema experimental.

Las medidas que se tomaron en este barrido se pueden observar en la figura 5-11. En todos los gráficos en el eje de las abscisas se coloca el valor del desplazamiento lateral (paso) a partir de un cero arbitrario. En las figuras 5-11-b y 5-11-c se muestra la posición de los picos P_2 y P_3 que corresponden a las señales de interferencia que se producen entre la reflexión en cada cara de la muestra y la del espejo de referencia.

Se puede observar que en cada una de las figuras las curvas presentan una pendiente que indica la inclinación de cada cara con respecto a un plano de referencia. Puede notarse que las pendientes de las figuras 5-11-b y 5-11-c son opuestas. Esto nos indica que la muestra no se está desplazando perpendicularmente a la dirección del haz incidente.

En la figura 5-11-d se puede apreciar el valor del espesor determinado a partir de las señales P_1 , P_2 y P_3 y la ecuación 5-10. El valor obtenido para el espesor es de 1.091 mm, con una dispersión media de $0.9 \mu\text{m}$.

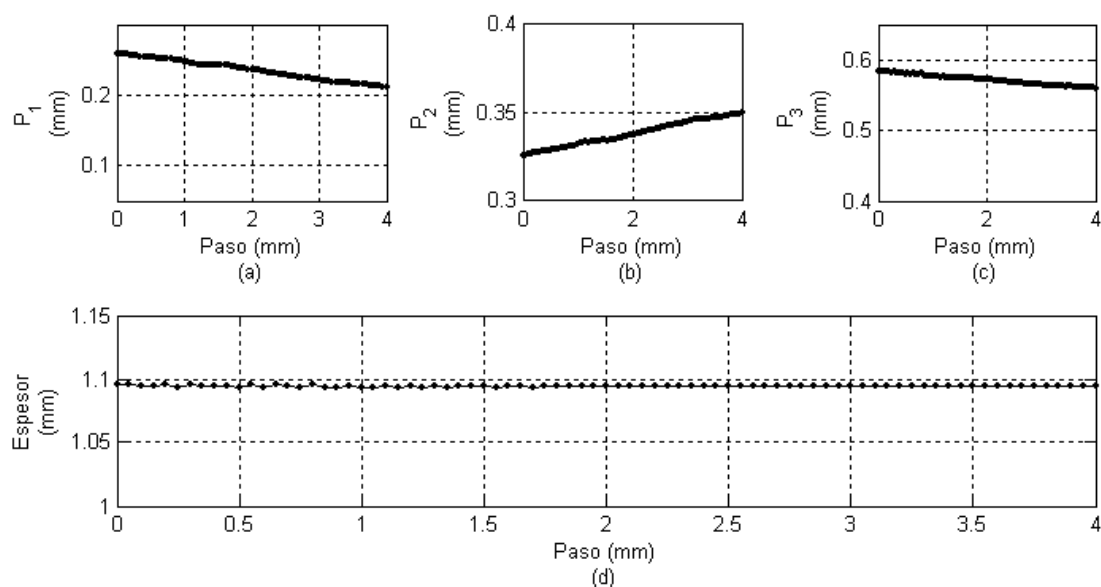


Figura 5- 11. Grafica de los picos P_1 , P_2 y P_3 y el espesor en función del desplazamiento lateral.

Con estos resultados se muestra que es posible una reconstrucción de la galga a través de la medición de su espesor, la topografía de cada una de las caras y la alineación con respecto a una referencia.

5-5-3. Perfilometría de un escalón y medición del espesor.

Un caso interesante es la medición de muestras que presentas cambios abruptos en su superficies. Con este motivo se preparó una muestra utilizando dos galgas de diferente

espesor de manera de simular un escalón abrupto. La medición se realizó sobre dos galgas clase II de la firma C.E. Johansson, una de espesor nominal 1.1 mm y otra de 1.05 mm, ambas con tolerancia de 0.45 μm . Las dos galgas fueron colocadas una junta a otra, como indica la figura 5-12, de manera que se forme un escalón con dos superficies bien definidas y pulidas.

Se realizó un barrido de 15 mm con pasos de 0.05 mm en la región donde se encuentra el escalón. Las mediciones se realizaron siguiendo la siguiente secuencia: Se posiciona la muestra, se toma la medición interferométrica después de un tiempo de 200 ms. En cada punto se toman 50 muestras que permiten promediar y eliminar errores debido a vibraciones.

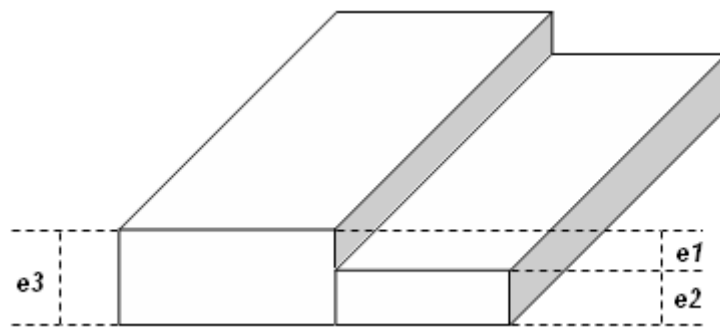


Figura 5- 12. Disposición de las galgas. Los valores nominales de los espesores son: $e_1 = 0.05 \text{ mm}$, $e_2 = 1.05 \text{ mm}$ y $e_3 = 1.1 \text{ mm}$.

A continuación se vuelve a desplazar la muestra y se inicia nuevamente la medición. Las medidas obtenidas se muestran divididas en tres figuras (5-13 a-b-c) y el resultado del cálculo del espesor en la cuarta figura (5-13 d)

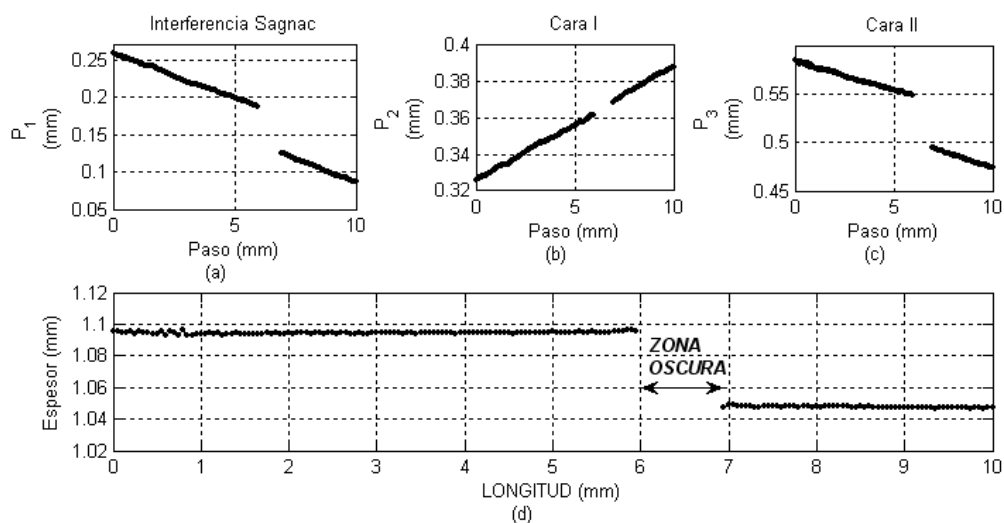


Figura 5- 13. En el grafico se muestran las tres diferentes señales medidas y el espesor calculado.

En la figura 5-13-a, se puede observar la curva obtenida de la posición del pico de interferencia entre las dos caras de las muestras (P_1) en función del desplazamiento lateral sobre la muestra. Se puede apreciar el salto que se observa corresponde a la diferencia de espesor entre las dos galgas. Este valor es independiente de la señal de referencia.

En la figura 5-13-b, se puede ver la señal de interferencia que se produce entre la referencia y la cara de la muestra donde no se presenta el escalón (P_2). El resultado es una única recta, por lo que se puede tomar como una cara plana.

En la figura 5-13-c podemos ver la señal de interferencia entre la referencia y el lado de las galgas donde se presenta el escalón (P_3), cuyo valor coincide con el medido en la figura 5-13-a. Es interesante notar que con las medidas de las figuras 5-13-b y 5-13-c, se puede tener un conocimiento de los perfiles de cada lado de las muestras en una sola medición.

La figura 5-13-d muestra el espesor que tiene cada una de las galgas medidas que coincide con las diferencias obtenidas en los gráficos 5-13-a y 5-13-c.

Los valores obtenidos para los espesores de las galgas son de 1.09173 mm y 1.0474 mm, con una dispersión promedio de 1.32 μm por punto medido.

La región de la figura 5-13-d que se denomina zona oscura, es una región en donde las galgas se unen y el haz del láser salga de alineación. La longitud de esta zona se ve incrementada por la forma que adopta el spot del láser sobre la muestra, esto se puede solucionar si se utiliza una lente de enfoque.

5-5-4. Perfilometría de un escalón y medición del espesor en movimiento continuo.

En este caso se realizó un barrido sobre la misma muestra en forma de escalón descrita en el punto anterior, pero estudiando los efectos sobre la medición cuando la pieza está en movimiento continuo en su desplazamiento transversal, esto es no se detiene la muestra para medir ni se promedia su posición.

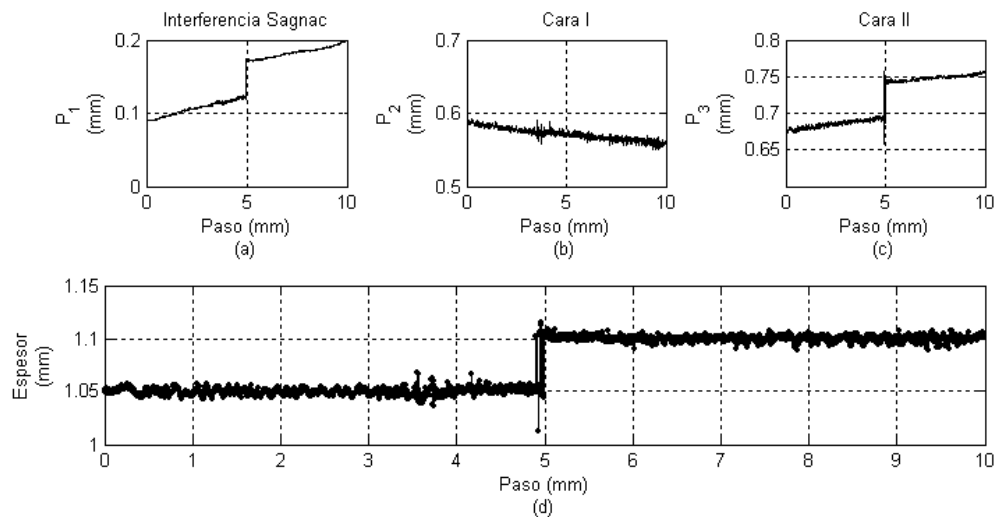


Figura 5- 14. Medidas de las perfiles de la muestra de la figura 5-12 y su espesor, sin promediar.

La muestra se desplazo 10 mm con una velocidad de 0.00015 mm/seg, dando un total de 2099 muestras, en este caso solo se tomo una muestra por adquisición.

En la figura 5-14, se pueden apreciar todas las señales medidas y el cálculo del espesor.

El espesor arrojó los siguientes valores promedio para cada una de las galgas 1.0498 mm con una dispersión de $3.3 \mu\text{m}$ y 1.1006 mm con una dispersión de $2.8 \mu\text{m}$, lo que indica un incremento en los valores de dispersión de aproximadamente 100 %. Este incremento se debe al movimiento del sistema que desplaza la muestra.

5-5-5. Medición del escalón en única medida.

Se realizó una medida para determinar el escalón entre dos galgas sin la necesidad de tener que determinar los espesores de cada galga por separado ni realizando un barrido.

En la configuración experimental se utilizaron dos galgas clase II de la firma C.E. Johansson de valores nominales 1.1 mm y 1.3 mm con una tolerancia de $0.45 \mu\text{m}$

Se midió cada espesor por separado para tener una medida del escalón entre las galgas.

Para este caso se tomaron 500 muestras de un mismo punto en cada galga. Los valores obtenidos de los espesores fueron 1.102 mm con una dispersión de $1.5 \mu\text{m}$ y 1.302 mm con una dispersión de $1.5 \mu\text{m}$, como se puede ver en la figura 5-16-a. A partir de estos valores se determino que el escalón tiene un espesor de $200.17 \mu\text{m}$.

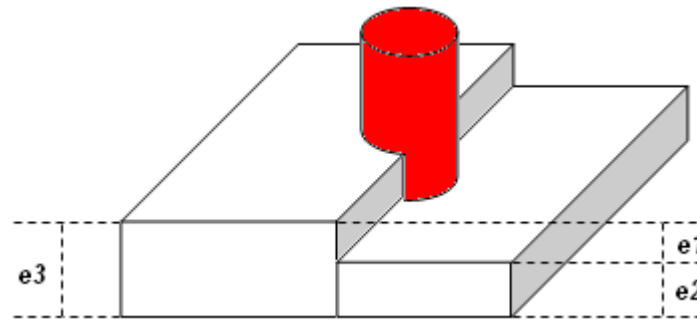


Figura 5- 15. Esquema de iluminación sobre las galgas.

Para obtener el valor del espesor en una única medida se sitúa el láser de manera que el área iluminada cubra en forma aproximada ambas galgas por igual y en forma simultánea, como se indica en la figura 5-15.

Como las reflexiones procedentes de cada galga recorren un camino óptico distinto, entre ellas se produce una señal de interferencia que contiene la información del escalón.

En la figura 5-16-b se pueden ver las 500 muestras tomadas en esta posición. Con este esquema el valor medido para el escalón fue: 197.45 μm con una dispersión de 1.34 μm . Se debe notar que en este caso no se utiliza la señal de referencia ya que con las reflexiones de cada galga se obtiene la información deseada.

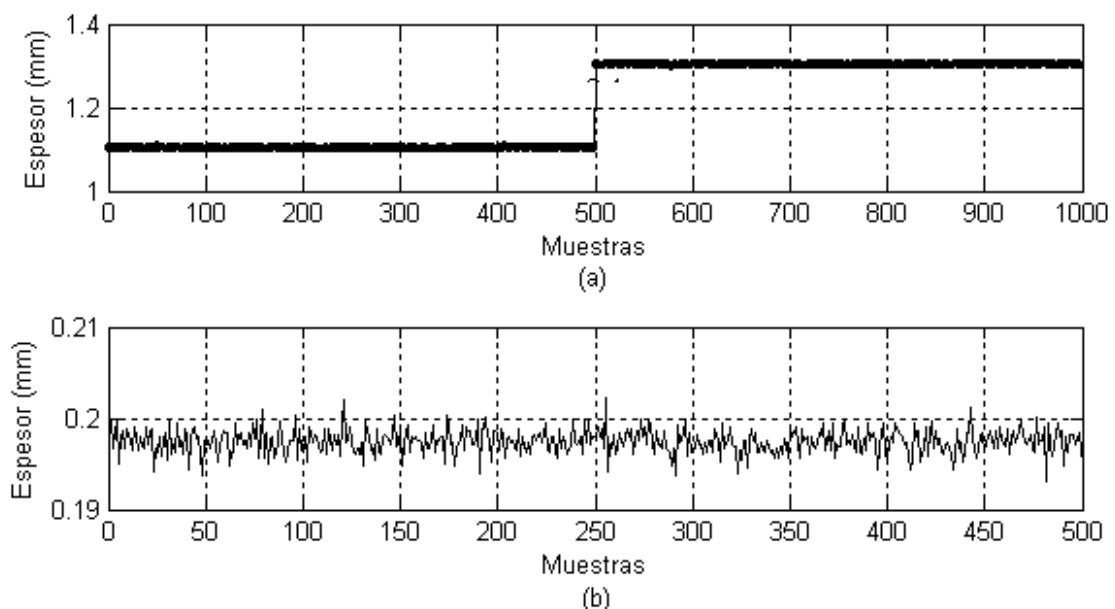


Figura 5- 16. Se muestra en a) la medida de cada espesor por separado y en b) la medida del escalón según el esquema de la figura 5-15.

5-6. Conclusiones.

Se ha mostrado que el sistema en anillo permite realizar medidas iluminando simultáneamente ambas caras de una muestra. Esto ofrece interesantes posibilidades para medición de espesores y topografía de superficies. El sistema mantuvo la precisión del sistema original aunque ofrece un mayor grado de dificultad en la alineación. Otra característica interesante es que es insensible a vibraciones en la dirección de propagación de la luz y permite realizar mediciones en tiempo real.

5-7. Referencias.

- [1] Ming-Jyi Janga, Cheng-Chi Wang, Cheng-Yu Wu “An enhanced common path interference optic measurement system for refractive indices and thickness”, *Optics & Laser Technology*, 17 November 2005.
- [2] Zhi-Cheng Jian, Cheng-Chih Hsu, Der-Chin Su, “Improved technique for measuring refractive index and thickness of a transparent plate”, *Optics Communications* 226 (2003) 135–140.
- [3] *Y. Ishii and S. Seino* “New method for interferometric measurement of gauge blocks without wringing onto a platen”, *Metrologia*, 1998, **35**, 67-73.
- [4] Sheng-Hua Lu, Ching-I Chiueh, Cheng-Chung Lee “Measuring the thickness of opaque plane-parallel parts using an external cavity diode laser and a double-ended interferometer”, *Optics Communications* 226 (2003) 7–13.
- [5] R. Glenn Sellar and Glenn D. Boreman “Limiting aspect ratios of Sagnac interferometers”, *Opt. Eng.* 42(11) 3320–3325 (November 2003) 0091-3286/2003.
- [6] Yann Ferrec, Jean Taboury, Hervé Sauer and Pierre Chavel “Optimal geometry for Sagnac and Michelson interferometers used as spectral imagers”, *Optical Engineering* 45(11), 115601 (November 2006).

Capítulo VI

Conclusiones



6-1 Introducción.

En este capítulo, se desarrollan las conclusiones de la tesis, se comentan los resultados, nuevos desarrollos y se presentan las posibles líneas de investigación derivadas de este trabajo.

6-2 Conclusiones.

En general, se implementó la técnica de interferometría de baja coherencia en dos configuraciones experimentales distintas. En ambas se probó la capacidad de la técnica de obtener características topográficas y tomográfica en distintos materiales con resolución inferior a la longitud de coherencia, además se pudo determinar que ambas configuraciones se pueden emplear como sistemas de tiempo real.

En particular, en el capítulo III, se estudió el tipo de señal que es capturada por el sistema de detección, como está compuesta, y su dependencia con los elementos de este sistema. A partir de este análisis se obtuvieron las expresiones que indican la dependencia de la resolución axial, lateral y el rango dinámico con los elementos del sistema interferométrico.

Se demostró que la utilización del windowing mejora la señal, filtrando componentes de alta frecuencia y se determinó cuales serían las ventanas más apropiadas a utilizar.

Se probó que a pesar de tener una cantidad de muestras finitas, determinadas por el tamaño del array CCD utilizado, se puede realizar mejoras significativas en la resolución utilizando las técnicas de Zero Padding o transformada Chirp de Fourier y se mostraron sus ventajas y señalaron cuáles son sus limitaciones.

En el capítulo IV se han mostrado diferentes aplicaciones, en la caracterización de materiales, utilizando la configuración interferométrica de Michelson. Las mediciones realizadas en forma estática probaron tener una resolución inferior a la longitud de coherencia (típicamente $< 1/10$) y se mostró que es posible su aplicación en la obtención de perfiles de piezas y la metrología asociada.

Queda pendiente el estudio de rugosidad a partir de las medidas obtenidas. Se ha mostrado que el sistema es sensible al cambio de rugosidad, se abre a partir de estas medidas preliminares la posibilidad de un estudio posterior que permite un análisis

completo. Este tipo de mediciones han resultado de interés en una gran cantidad de aplicaciones solicitadas al laboratorio por empresas de la zona.

Se mostró la posibilidad de obtener a partir de una sola exposición características de la topografía la pieza, si bien solo se obtuvieron resultados para un escalón, es una línea que sería interesante continuar y extender.

Al analizar muestras semitransparentes, además de la determinación de espesores y la perfilometría de las interfaces, se pudo obtener el índice de refracción punto a punto. También se demostró su aplicación en sistemas de múltiples capas. Este tipo de aplicaciones han resultado de interés industrial en muestras donde se requiere características de capas interiores en ensayos no destructivos.

Al utilizar la técnica en muestras dinámicas (que cambian su forma con el tiempo) se logro realizar mediciones de la deformación sufrida por la muestra. En este caso se mostró que es posible observar las deformaciones en cada cara de la muestra en forma simultánea, lo que abre la posibilidad de aplicar la técnica al estudio de propiedades mecánicas del material.

El sistema interferométrico presentado en el capítulo V, Sagnac-Michelson, permite obtener el espesor de las muestras sin tener que depender de una superficie de referencia manteniendo la precisión de la configuración estándar. Adicionalmente puede relevar las topografías de ambas caras de la muestra en forma simultánea.

Con esta configuración se mostró que es posible medir escalones o cambios de topografía con una sola medición. Se han hecho medidas en sistemas simples y se abre la posibilidad para aplicaciones posteriores.

Otra característica interesante en este sistema es que disminuye el error por vibraciones en la dirección de propagación de la luz.

6-2 Desarrollo futuro.

En base a los resultados y la experiencia ganada a lo largo de este trabajo se han iniciado una serie de proyectos en donde se utiliza la técnica con una aplicación industrial concreta.

Se está desarrollando un sistema industrial de medición de espesores de películas de polímeros semitransparentes multicapas que son utilizados como sistema de envasado

de alimentos. El objetivo es la medición, en la línea de producción, del espesor de capas interiores del film que funcionan como barrera protectora.

Otro proyecto es el desarrollo de un sistema de medición para perfilometría de piezas metálicas de fundición de gran tamaño.

Se continuará con las líneas de investigación relacionadas a determinar características mecánicas de deformación a partir de la medición por medio de tomografía óptica. En esta línea se busca incursionar en el área de la oftalmología y en el estudio de elastografía arterial.

Por otro lado queda abierta una línea orientada a la mejora de la técnica fundamentalmente en el aumento del rango de medición, mejora de resolución axial y lateral y aumento en la frecuencia de muestro.

Anexos



Anexo Capitulo II

A-II-1 Señal analítica.

Definiremos como señal analítica a aquella que no tenga componentes de frecuencia negativas. Por lo tanto si $x(t)$ es una señal real cuya transformada de Fourier es $X(w)$, la señal analítica asociada a $x(t)$ será $x_a(t)$, definida por medio de la siguiente ecuación.

$$x_a(t) = x(t) + j\{x * h\}(t)$$

Ecuación A-2- 1

Donde

$$H(w) = -j \operatorname{sgn}(w)$$

Ecuación A-2- 2

Una función analítica es compleja pero está íntegramente caracterizada por su parte real
Algunas propiedades.

- $x(t) = \operatorname{Re}\{x_a(t)\}$
- $X(w) = F\{x_a^r(t)\}$
- $F\{x_a^i(t)\} = -j \operatorname{sgn}(w) X(w)$

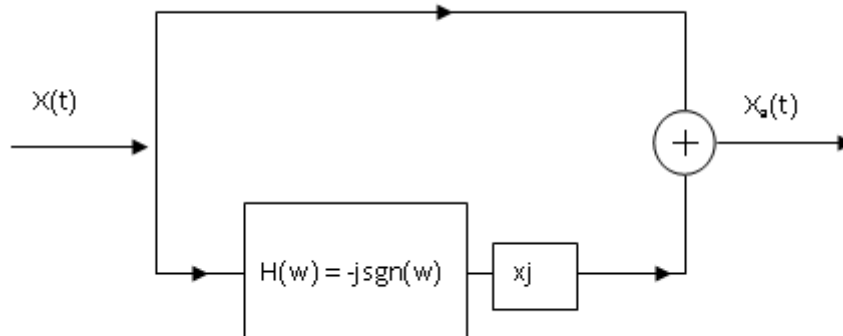


Figura A-2- 1.

A-II-2 Interpretación de la interferencia de tres picos.

La señal de interferencia de tres ondas tiene la siguiente forma:

$$I(k) = Ae^{-\left(\frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2} \begin{pmatrix} I_1^2 + I_2^2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(kD_1) + \\ I_1^2 + I_3^2 + 2\sqrt{I_1 I_3} \cos(kD_3) + \\ I_2^2 + I_3^2 + 2\sqrt{I_2 I_3} \cos(kD_2) \end{pmatrix}$$

Ecuación A-2- 3

Si a la señal $I(k)$ se le realiza la transformada de Fourier, queda la siguiente expresión.

$$I(x) = A\sqrt{\pi^3} \left[\begin{aligned} &4(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 x^2 - jk_0 x} + \\ &\sqrt{I_1 I_2} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 (x-D_1)^2 - jk_0(x-D_1)} + \sqrt{I_1 I_2} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 (x+D_1)^2 - jk_0(x+D_1)} + \\ &\sqrt{I_2 I_3} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 (x-D_2)^2 - jk_0(x-D_2)} + \sqrt{I_2 I_3} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 (x+D_2)^2 - jk_0(x+D_2)} + \\ &\sqrt{I_1 I_3} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 (x-D_3)^2 - jk_0(x-D_3)} + \sqrt{I_1 I_3} e^{-\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 (x+D_3)^2 - jk_0(x+D_3)} \end{aligned} \right]$$

Ecuación A-2- 4

Si calculamos el modulo cuadrado de la señal $I(x)$ obtendremos la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned}
 |I(x)|^2 = & \\
 & 4(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 x^2\right)} + \\
 & \left(\sqrt{I_1 I_2}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_1)^2\right)} + \left(\sqrt{I_1 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_3)^2\right)} + \left(\sqrt{I_2 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_2)^2\right)} + \\
 & \left(\sqrt{I_1 I_2}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x+D_1)^2\right)} + \left(\sqrt{I_1 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x+D_3)^2\right)} + \left(\sqrt{I_2 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x+D_2)^2\right)} + \\
 & 2I_2 \sqrt{I_1 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x+D_1)^2 + (x+D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 - D_2)) + 2I_2 \sqrt{I_1 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x+D_1)^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 + D_2)) + \\
 & 2I_2 \sqrt{I_1 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_1)^2 + (x+D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 + D_2)) + 2I_2 \sqrt{I_1 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_1)^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 - D_2)) + \\
 & 2I_1 \sqrt{I_2 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x+D_1)^2 + (x+D_3)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 - D_3)) + 2I_1 \sqrt{I_2 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x+D_1)^2 + (x-D_3)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 + D_3)) + \\
 & 2I_1 \sqrt{I_2 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_1)^2 + (x+D_3)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 + D_3)) + 2I_1 \sqrt{I_2 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_1)^2 + (x-D_3)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 - D_3)) + \\
 & 2I_3 \sqrt{I_1 I_2} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x+D_3)^2 + (x+D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_2 - D_3)) + 2I_3 \sqrt{I_1 I_2} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x+D_3)^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_2 + D_3)) + \\
 & 2I_3 \sqrt{I_1 I_2} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_3)^2 + (x+D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_2 + D_3)) + 2I_3 \sqrt{I_1 I_2} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_3)^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_2 - D_3)) + \\
 & 8(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) \sqrt{I_1 I_2} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + (x+D_1)^2)\right)} \cos(k_0 D_1) + 8(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) \sqrt{I_1 I_2} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + (x-D_1)^2)\right)} \cos(k_0 D_1) + \\
 & 8(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) \sqrt{I_2 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + (x+D_2)^2)\right)} \cos(k_0 D_2) + 8(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) \sqrt{I_2 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0 D_2) + \\
 & 8(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) \sqrt{I_1 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + (x+D_3)^2)\right)} \cos(k_0 D_3) + 8(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) \sqrt{I_1 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + (x-D_3)^2)\right)} \cos(k_0 D_3) + \\
 & 2\left(\sqrt{I_1 I_2}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_1^2)\right)} \cos(2k_0 D_1) + \\
 & 2\left(\sqrt{I_2 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_2^2)\right)} \cos(2k_0 D_2) + \\
 & 2\left(\sqrt{I_1 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_3^2)\right)} \cos(2k_0 D_3)
 \end{aligned}$$

Ecuación A-2- 5

Como la transformada de Fourier es simétrica podemos eliminar los términos del lado izquierdo, para facilitar el análisis, si además tenemos en cuenta que los términos cruzados corresponden a la multiplicación de dos pulsos gaussianos ubicados a cada lado del eje de simetría, podemos decir que ese producto se puede despreciar, quedando la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned}
|I(x)|^2 = & \\
& 4(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 x^2\right)} + \\
& \left(\sqrt{I_1 I_2}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_1)^2\right)} + \left(\sqrt{I_1 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_3)^2\right)} + \left(\sqrt{I_2 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_2)^2\right)} + \\
& 2I_2 \sqrt{I_1 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_1)^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0 (D_1 - D_2)) + \\
& 2I_1 \sqrt{I_2 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_1)^2 + (x-D_3)^2)\right)} \cos(k_0 (D_1 - D_3)) + \\
& 2I_3 \sqrt{I_1 I_2} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_3)^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0 (D_2 - D_3)) + \\
& 8(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) \sqrt{I_1 I_2} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + (x-D_1)^2)\right)} \cos(k_0 D_1) + \\
& 8(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) \sqrt{I_2 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0 D_2) + \\
& 8(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) \sqrt{I_1 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + (x-D_3)^2)\right)} \cos(k_0 D_3) + \\
& 2\left(\sqrt{I_1 I_2}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_1^2)\right)} \cos(2k_0 D_1) + \\
& 2\left(\sqrt{I_2 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_2^2)\right)} \cos(2k_0 D_2) + \\
& 2\left(\sqrt{I_1 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_3^2)\right)} \cos(2k_0 D_3)
\end{aligned}$$

Ecuación A-2- 6

Si además consideramos que el valor de Δk es pequeño y los valores de D_1 , D_2 y D_3 son tales que el pico en el origen y los correspondientes a D_1 , D_2 y D_3 no se superponen, la expresión del modulo cuadrado de la transformada de Fourier tomara la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
|I(x)|^2 = & \\
& 4(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 x^2\right)} + \\
& \left(\sqrt{I_1 I_2}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_1)^2\right)} + \left(\sqrt{I_1 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_3)^2\right)} + \left(\sqrt{I_2 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_2)^2\right)} + \\
& 2I_2 \sqrt{I_1 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_1)^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 - D_2)) + \\
& 2I_1 \sqrt{I_2 I_3} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_1)^2 + (x-D_3)^2)\right)} \cos(k_0(D_1 - D_3)) + \\
& 2I_3 \sqrt{I_1 I_2} e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 ((x-D_3)^2 + (x-D_2)^2)\right)} \cos(k_0(D_2 - D_3)) + \\
& 2\left(\sqrt{I_1 I_2}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_1^2)\right)} \cos(2k_0 D_1) + \\
& 2\left(\sqrt{I_2 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_2^2)\right)} \cos(2k_0 D_2) + \\
& 2\left(\sqrt{I_1 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_3^2)\right)} \cos(2k_0 D_3)
\end{aligned}$$

Ecuación A-2- 7

Si contemplamos el caso en que D_1 , D_2 y D_3 sean diferentes entre sí, la expresión se podrá reducir a su mínima expresión:

$$\begin{aligned}
|I(x)|^2 = & \\
& 4(I_1^2 + I_2^2 + I_3^2) e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 x^2\right)} + \\
& \left(\sqrt{I_1 I_2}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_1)^2\right)} + \left(\sqrt{I_1 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_3)^2\right)} + \left(\sqrt{I_2 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{2}\Delta k^2 (x-D_2)^2\right)} + \\
& 2\left(\sqrt{I_1 I_2}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_1^2)\right)} \cos(2k_0 D_1) + \\
& 2\left(\sqrt{I_2 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_2^2)\right)} \cos(2k_0 D_2) + \\
& 2\left(\sqrt{I_1 I_3}\right)^2 e^{\left(-\frac{1}{4}\Delta k^2 (x^2 + D_3^2)\right)} \cos(2k_0 D_3)
\end{aligned}$$

Ecuación A-2- 8

Anexo Capítulo III

A-III-1 Dispersión de la luz policromática.

La dispersión de la luz de una idea de cómo se separa el haz incidente en sus distintas componentes. Esto se logra en el monocromador mediante un prisma de refracción o una red de difracción. La dispersión de la luz se puede caracterizar como:

- La dispersión angular, $d\theta / d\lambda$, que representa el cambio en el ángulo de desviación en función de la longitudes de onda.
- La dispersión lineal se expresa por $dx / d\lambda$, que designaremos con D y representa la distancia, en el plano focal entre dos longitudes de onda separadas por $\Delta\lambda$.

La dispersión lineal recíproca, D^{-1} , o el inverso de la dispersión lineal, se define como:
 $D^{-1} = d\lambda / dx$.

La ecuación general que rige la dispersión de la luz en una red de difracción es:

$$m\lambda = d(\text{sen}(\theta_r) + \text{sen}(\theta_i))$$

Ecuación A-3-1

- m = orden del espectro = 0, 1, 2, 3...
- d = espaciado de la red de difracción.
- θ_d = Angulo de difracción.
- θ_i = Angulo de incidencia.

Derivando la ecuación de la red respecto de θ_d y λ entonces:

$$d \cos(\theta_r) \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} = m$$

Ecuación A-3- 2

y despejando $d\theta_d / d\lambda$ se obtiene la dispersión angular:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} = \frac{m}{d \cos(\theta_r)}$$

Ecuación A-3- 3

Como la dispersión lineal es: $dx / d\lambda = D = f(d\theta / d\lambda)$, donde f es la distancia focal del monocromador, reemplazando la dispersión angular de la red en esta ecuación, se obtiene:

$$\frac{\partial x}{\partial \lambda} = D = f \frac{m}{d \cos(\theta_r)}$$

Ecuación A-3- 4

Y tomando el inverso, se tiene la dispersión lineal recíproca para la red en función del número de onda:

$$\frac{\partial k}{\partial x} = \frac{k^2 d \cos(\theta_r)}{2\pi f m}$$

Ecuación A-3- 5

Las medidas de la dispersión de la red se utilizan como parámetros para comparar la calidad de diferentes espectrómetros, en cuanto a la pureza de la radiación obtenida.

A-III-2 Ventanas.

Existen varios tipos de ventanas $w[n]$ que se pueden utilizar.

- Ventana rectangular

$$w[n] = \begin{cases} 1 & 0 \leq n \leq M \\ 0 & \text{cc} \end{cases}$$

- Ventana de Bartlett o triangular

$$w[n] = \begin{cases} 2n/M & 0 \leq n \leq M/2 \\ 2 - 2n/M & M/2 < n \leq M \\ 0 & \text{cc} \end{cases}$$

- Ventana de Hanning

$$w[n] = \begin{cases} 0.5 - 0.5 \cos(2\pi n/M) & 0 \leq n \leq M \\ 0 & \text{cc} \end{cases}$$

- Ventana de Hamming

$$w[n] = \begin{cases} 0.5 - 0.46 \cos(2\pi n/M) & 0 \leq n \leq M \\ 0 & \text{cc} \end{cases}$$

- Ventana de Blackman

$$w[n] = \begin{cases} 0.42 - 0.5 \cos(2\pi n/M) + 0.08 \cos(4\pi n/M) & 0 \leq n \leq M \\ 0 & \text{cc} \end{cases}$$

- Ventana de Blackman-Harris

$$w[n] = \begin{cases} a_0 - a_1 \cos(2\pi n/M) + a_2 \cos(4\pi n/M) + a_3 \cos(6\pi n/M) & -\frac{M}{2} \leq n \leq \frac{M}{2} \\ 0 & \text{cc} \end{cases}$$

Tal que

- $a_0 = 0.35875$
- $a_1 = 0.48829$
- $a_2 = 0.14128$
- $a_3 = 0.01168$

Las ventanas descritas anteriormente tienen la deseable propiedad de que su transformada de Fourier se concentra en el origen y tanto sus expresiones funcionales como sus transformadas de Fourier son relativamente sencillas, lo que provee una ventaja a la hora de utilizarlas en algoritmos de procesamiento.

Una característica importante a la hora de seleccionar el tipo de ventana con el que se va a trabajar es su contenido espectral. En la figura A-3-1-a se pueden observar la forma de las distintas ventanas y en la figura A-3-1-b y A-3-1-c sus espectros.

Como se puede apreciar la que llega más suavemente a cero en los extremos es la ventana de Blackman, y la que lo hace mas abruptamente es la Rectangular.

Un análisis espectral de las distintas ventanas permitirá determinar cuál es la ventana más conveniente de utilizar, en los gráficos (b) y (c) de la figura A-3-1, se muestra el espectro de las ventanas, en el grafico (b) de la figura A-3-1 se puede apreciar, el espectro en modulo normalizado. Si bien la ventana rectangular es la que tiene el lóbulo central de menor anchura, es la que tiene los lóbulos laterales de mayor amplitud, el reciproco es el caso de la ventana de Blackman-Harris, la cual tiene el mayor ancho de lóbulo pero sus lóbulos laterales son los de menor amplitud.

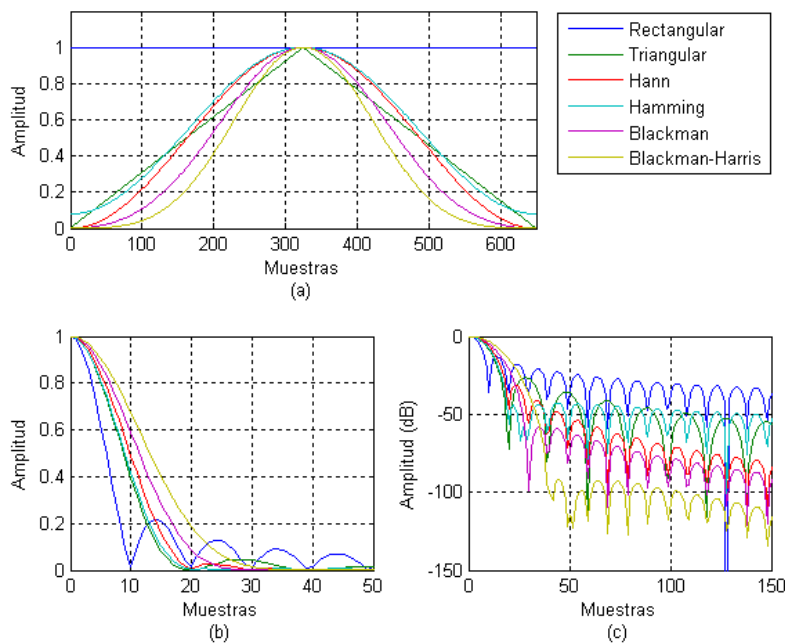


Figura A-3-1. Gráficos de las ventanas $w(t)$, y de sus espectros para $M=640$.

En el gráfico c de la figura A-3-1, donde se observa la amplitud en dB ($20\log(W)$). Se puede apreciar en detalle cómo son las amplitudes de los lóbulos laterales de cada una

de las ventanas, y compararlas con el lóbulo central. Para facilitar el análisis se realizó el gráfico en escala logarítmica en el eje de amplitudes.

Tipo de ventana	Amplitud de pico del lóbulo lateral (relativa)	Anchura aproximada del lóbulo principal
Rectangular	-13	$4\pi/(M+1)$
Bartlett	-25	$8\pi/M$
Hanning	-31	$8\pi/M$
Hamming	-41	$8\pi/M$
Blackman	-57	$12\pi/M$
Blackman-Harris	-93	$12\pi/M$

Tabla A-3- 1. Comparación entre las ventanas comúnmente utilizadas, donde M es el número de muestras.

En la tabla A-3-1, se dan las características del valor del lóbulo lateral y del ancho del lóbulo central para las distintas ventanas.

En interferometría de baja coherencia si bien el ancho del lóbulo central es importante, lo es más la amplitud de los lóbulos laterales, que son los causantes de distorsión en la señal de interferencia transformada.

En algunos casos es necesario aplicar más de una ventana a la vez, un caso común aparece cuando la señal de interferencia solo ocupa una fracción del array del detector, es en estos casos en donde por medio de una ventana rectangular se selecciona solo los píxeles que interesan y luego por medio de una ventana del tipo Hann o Blackman se suavizan los bordes.

A-III-3 Demostración del algoritmo de la transformada Chirp.

Para poder determinar el algoritmo a utilizar, se define $W = e^{j\Delta\theta}$, pudiendo escribir la entonces a la ecuación 3-9, de la siguiente manera.

$$X^d(\theta[k]) = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-j\theta_0 n} W^{-nk}$$

Ecuación A-3- 6

Si se utiliza la siguiente identidad

$$nk = 0.5[n^2 + k^2 - (k - n)^2]$$

Ecuación A-3- 7

Remplazando la entidad nk en la ecuación A-3-6

$$X^d(\theta[k]) = W^{-0.5k^2} \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-j\theta_0 n} W^{-0.5n^2} W^{-0.5(k-n)^2}$$

Ecuación A-3- 8

De la ecuación A-3-8 se pueden definir dos secuencias g[n] y h[n].

$$g[n] = x[n] e^{-j\theta_0 n} W^{-0.5n^2}$$

Ecuación A-3- 9

$$h[n] = W^{0.5n^2}$$

Ecuación A-3- 10

En función de las dos secuencias se puede reescribir la ecuación A-3-6 como el producto de convolución.

$$X^d(\theta[k]) = W^{-0.5k^2} \{g * h\}[k]$$

Ecuación A-3- 11

La secuencia g[n] es finita y tiene la misma cantidad de elementos que la secuencia x[n], pero la secuencia h[n] es infinita. Sin embargo, solo interese la secuencia $X^d[k]$ en un numero finito de k, por lo tanto solo se necesita un segmento finito de la secuencia h[n] $-(N-1) \leq n \leq (k-1)$.

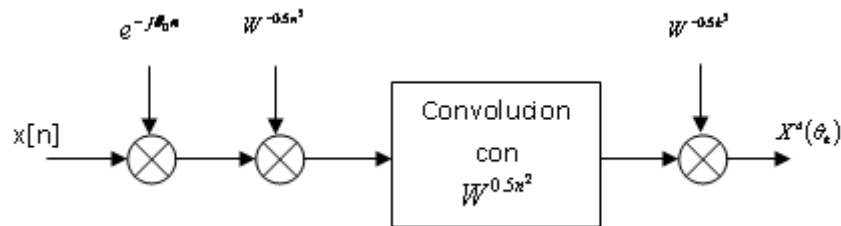


Figura A-3- 2. Diagrama en bloque del algoritmo de la transformada Chirp de Fourier

A-III-5 Programa de matlab de la transformada Chirp.

A continuación se transcribe la función de la transformada Chirp utilizada en Matlab®.

```
function [X Y Z] = chirpfnasII(x,puntoi,puntof,k)

% Calcula la transformada chirp de Fourier
% en un intervalo de de muestras.
%
% Parámetros de entrada:
%
%     x      : Señal
%     puntoi : Muestra inicial
%     puntof : Muestra final
%     k      : Numero de puntos
%              en el eje de las frecuencias
%     paso   : Incremento
%
% Salida:
%
%     X      : Transformada Chirp de Fourier
%     Y      : Posición de las muestras
%     Z      : Paso

N = length(x);           % N Cantidad de muestras de la secuencia de
                          % entrada

theta0=(2*pi/N)*puntoi;
paso=(puntof-puntoi)/k
dtheta0=(2*pi/N)*paso;
```

```
x = reshape(x,1,N);
n = 0:N-1;
g = x.*exp(-j*(0.5*dtheta0*n+theta0).*n);

L = 1;           % L < N+k-1
while (L < N+k-1) % Para que la convolucion circular sea
    L = 2*L;     % igual a la convolucion lineal.
end             %

g = [g, zeros(1,L-N)];
h = [exp(j*0.5*dtheta0*(0:k-1).^2), ...
     exp(j*0.5*dtheta0*(-L+k:-1).^2)];
X = ifft(fft(g).*fft(h));
X = X(1:k).*exp(-j*0.5*dtheta0*(0:k-1).^2);
N1 = length(X);
Y = (0:1:N1-1)*paso+puntoi;
Z = paso;
```

Anexo Capítulo IV

A-IV-1 Tabla de Calibración.

Desplazamiento	Frecuencia	Desplazamiento	Frecuencia	Desplazamiento	Frecuencia
7.50E-02	-6.15E+01	6.50E-01	-1.96E+01	1.23E+00	2.15E+01
1.00E-01	-5.99E+01	6.75E-01	-1.82E+01	1.25E+00	2.34E+01
1.25E-01	-5.77E+01	7.00E-01	-1.64E+01	1.28E+00	2.54E+01
1.50E-01	-5.57E+01	7.25E-01	-1.45E+01	1.30E+00	2.67E+01
1.75E-01	-5.43E+01	7.50E-01	-1.26E+01	1.33E+00	2.88E+01
2.00E-01	-5.24E+01	7.75E-01	-1.07E+01	1.35E+00	3.05E+01
2.25E-01	-5.05E+01	8.00E-01	-9.26E+00	1.38E+00	3.26E+01
2.50E-01	-4.86E+01	8.25E-01	-7.40E+00	1.40E+00	3.45E+01
2.75E-01	-4.67E+01	8.50E-01	-5.52E+00	1.43E+00	3.61E+01
3.00E-01	-4.52E+01	8.75E-01	-3.52E+00	1.45E+00	3.81E+01
3.25E-01	-4.34E+01	9.00E-01	-1.26E+00	1.48E+00	3.97E+01
3.50E-01	-4.15E+01	9.25E-01	4.77E-01	1.50E+00	4.14E+01
3.75E-01	-3.96E+01	9.50E-01	1.47E+00	1.53E+00	4.36E+01
4.00E-01	-3.77E+01	9.75E-01	3.52E+00	1.55E+00	4.52E+01
4.25E-01	-3.62E+01	1.00E+00	5.51E+00	1.58E+00	4.74E+01
4.50E-01	-3.44E+01	1.03E+00	7.40E+00	1.60E+00	4.86E+01
4.75E-01	-3.24E+01	1.05E+00	9.23E+00	1.63E+00	5.05E+01
5.00E-01	-3.05E+01	1.08E+00	1.06E+01	1.65E+00	5.25E+01
5.25E-01	-2.86E+01	1.10E+00	1.26E+01	1.68E+00	5.46E+01
5.50E-01	-2.72E+01	1.13E+00	1.44E+01	1.70E+00	5.62E+01
5.75E-01	-2.53E+01	1.15E+00	1.63E+01	1.73E+00	5.81E+01
6.00E-01	-2.34E+01	1.18E+00	1.80E+01	1.75E+00	5.95E+01
6.25E-01	-2.15E+01	1.20E+00	1.96E+01		

Tabla A-4- 1. Valores de calibración.

Anexo Capitulo V

A-V-1 Análisis de las posibles posiciones de alineación en muestras opacas.

El análisis de la situación 2, impone las siguientes condiciones que se deben cumplir

$$P_r = 2LR - Sg > 0$$

Ecuación A-5- 1

$$P_1 = 2LR - I > 0$$

Ecuación A-5- 2

$$P_2 = 2LR - II < 0$$

Ecuación A-5- 3

Por lo tanto.

$$II > 2LR > Sg > I$$

Ecuación A-5- 4

Esto se debe a que si II es mayor que Sg entonces I tiene que ser menor que Sg. Por lo tanto la posición esperada de los picos tendrá la forma de la figura 5-1.

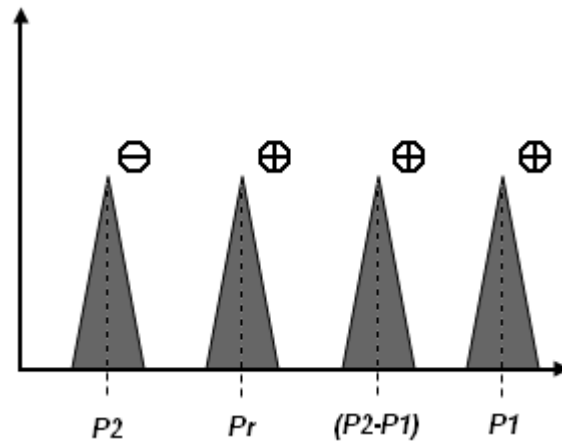


Figura A-5- 1. En este caso el pico P_2 es de valor negativo.

El análisis de la situación 3, impone las siguientes condiciones que se deben cumplir

$$P_r = 2LR - Sg > 0$$

Ecuación A-5- 5

$$P_1 = 2LR - I < 0$$

Ecuación A-5- 6

$$P_2 = 2LR - II > 0$$

Ecuación A-5- 7

Por lo tanto.

$$I > 2LR > Sg > II$$

Ecuación A-5- 8

La posición de los picos es similar al de la figura A-5-1 pero lógicamente, hay que cambiar P_1 por P_2 .

El análisis de la situación 4, impone las siguientes condiciones que se deben cumplir

$$P_r = 2LR - Sg > 0$$

Ecuación A-5- 9

$$P_1 = 2LR - I < 0$$

Ecuación A-5- 10

$$P_2 = 2LR - II < 0$$

Ecuación A-5- 11

Por lo tanto.

$$2LR > Sg$$

Ecuación A-5- 12

$$I > 2LR$$

Ecuación A-5- 13

$$II > 2LR$$

Ecuación A-5- 14

Como se menciona anteriormente, no pueden ser simultáneamente I y II mayores que Sg, y el caso de que I = II se vio en el primer análisis. Por lo tanto este caso no es posible.

El análisis de la situación 5, impone las siguientes condiciones que se deben cumplir

$$P_r = 2LR - Sg < 0$$

Ecuación A-5- 15

$$P_1 = 2LR - I > 0$$

Ecuación A-5- 16

$$P_2 = 2LR - II > 0$$

Ecuación A-5- 17

Por lo tanto.

$$Sg > 2LR$$

Ecuación A-5- 18

$$2LR > I$$

Ecuación A-5- 19

$$2LR > II$$

Ecuación A-5- 20

En este caso la rama de referencia tiene una longitud menor a la mitad de Sg , es un caso difícil de analizar ya que como $2LR$ es mayor que I y II , se requiere que el eje de simetría se encuentre dentro de la muestra y que $2LR$ sea solo una distancia igual a la mitad de la muestra mayor que I y II , y por lo tanto, si bien Sg será mayor que $2LR$, la diferencia entre ellos deberá ser pequeña.

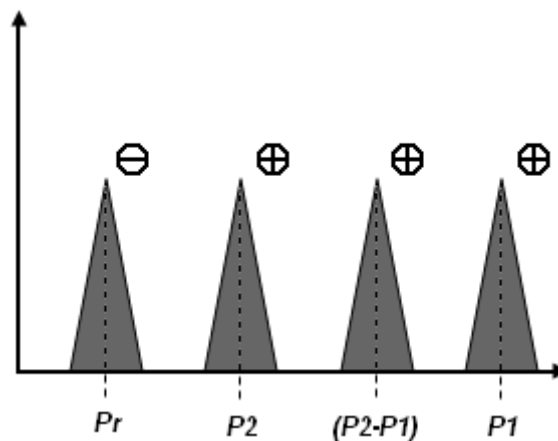


Figura A-5- 2. En este caso el pico P_r es de valor negativo.

El análisis de la situación 6, impone las siguientes condiciones que se deben cumplir

$$P_r = 2LR - Sg < 0$$

Ecuación A-5- 21

$$P_1 = 2LR - I > 0$$

Ecuación A-5- 22

$$P_2 = 2LR - II < 0$$

Ecuación A-5- 23

Por lo tanto.

$$Sg > 2LR$$

Ecuación A-5- 24

$$2LR > I$$

Ecuación A-5- 25

$$2LR < II$$

Ecuación A-5- 26

Entonces.

$$II > Sg > 2LR > I$$

Ecuación A-5- 27

En este caso la muestra estará volcada hacia un lado dejando fuera el eje de simetría, la posición esperada de los picos de muestran en la figura A-5-3.

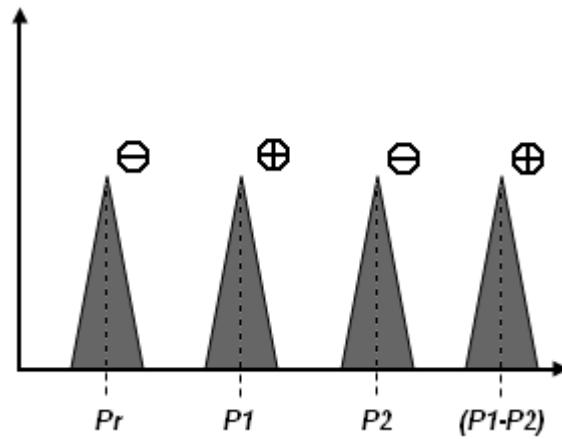


Figura A-5- 3. En este caso el pico P_2 y P_r son de valor negativo.

El análisis de la situación 7, impone las siguientes condiciones que se deben cumplir

$$P_r = 2LR - Sg < 0$$

Ecuación A-5- 28

$$P_1 = 2LR - I < 0$$

Ecuación A-5- 29

$$P_2 = 2LR - II > 0$$

Ecuación A-5- 30

Por lo tanto.

$$Sg > 2LR$$

Ecuación A-5- 31

$$2LR < I$$

Ecuación A-5- 32

$$2LR > II$$

Ecuación A-5- 33

Entonces.

$$I > Sg > 2LR > II$$

Ecuación A-5- 34

Este caso es similar al anterior y la posición esperada de los picos es la que se muestra en la figura A-5-3 intercambiando P_1 por P_2 .

El análisis de la situación 8, impone las siguientes condiciones que se deben cumplir

$$P_r = 2LR - Sg < 0$$

Ecuación A-5- 35

$$P_1 = 2LR - I < 0$$

Ecuación A-5- 36

$$P_2 = 2LR - II < 0$$

Ecuación A-5- 37

Por lo tanto.

$$Sg > 2LR$$

Ecuación A-5- 38

$$I > 2LR$$

Ecuación A-5- 39

$$II > 2LR$$

Ecuación A-5- 40

Entonces.

$$Sg \wedge I \wedge II > 2LR$$

Ecuación A-5- 41

En este caso hay que hacer un análisis similar al del caso analizado en el Capítulo V, considerando primero como serán las posiciones de los picos en el caso de ser $Sg > I$ y $Sg > II$.

En este caso se da la condición que el mayor camino óptico pertenece al sistema Sagnac pudiendo en forma indistinta ser I mayor o menor que II, pero en cualquiera de ambos casos la diferencia entre ellos deberá ser menor al espesor de la muestra (una forma de garantizar que se encuentren los picos P_2 y P_3 , separados una distancia menos que el espesor de la muestra es la utilización de un cuarto pico de interferencia P_c , $P_c = P_2 - P_1$, en términos absolutos, que marca la diferencia de camino óptico recorrido entre I y II), la posición esperada de los picos se muestra en la figura A-5-4.

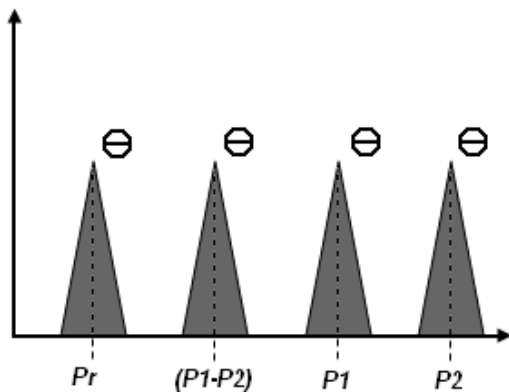


Figura A-5- 4.

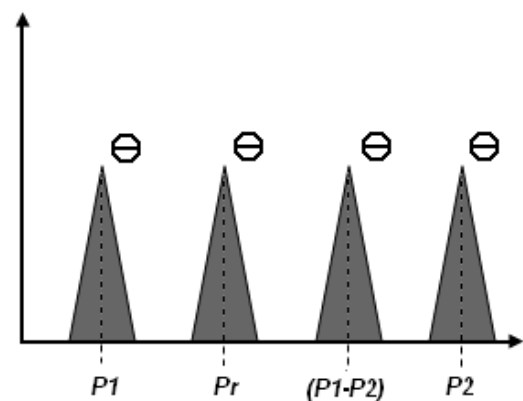


Figura A-5- 5.

La segunda condición a tener en cuenta permite a I ser mayor que Sg , pero a II lo obliga a ser menor que Sg , este es el caso en el que la diferencia entre I y II es mayor al espesor de la muestra, la posición esperada de los picos de muestra en la figura A-5-5.

En ambos casos la diferencia entre I y II, depende de cuan centrado al eje de simetría de interferómetro de Sagnac se encuentre la muestra, si está centrada se estará en el primer caso, si se encuentra descentrada en el segundo.

Después de un análisis de las ocho maneras de configurar el sistema, la más sencilla de utilizar es la primera, en la condición $S_g > I$ y $S_g > II$, puesto que se puede utilizar al pico P_c para centrar a la muestra en el Sagnac. La utilización de las otras configuraciones en la alineación, requieren que se tengan presente los cambios de signo en los valores de los picos, hecho que en la práctica resulta tedioso.

Con la obtención de las posiciones de los picos se puede utilizar la ecuación 5-10, para determinar el espesor de la muestra.

A-V-2 Análisis de las posibles posiciones de alineación en muestras semitransparentes.

A partir de las relaciones se puede realizar un análisis de las posibles situaciones que se pueden esperar. Se puede determinar que la condición $S_{ng} > N_I > N_{II}$ o $S_{ng} > N_{II} > N_I$, son imposibles de obtener al igual que la condición $S_{ng} > N_I = N_{II}$, esto se debe a que la el haz reflejado en la interface muestra aire recorre dos veces la distancia $n_g \cdot d$ y el haz transmitido solo una. Y si suponemos la situación $2LR > S_g > I > II$, entonces.

$$2LR > N_I > N_{II} > S_{ng} > S_g > I > II$$

Ecuación A-5- 42

Esta situación se presenta cuando el eje de simetría del interferómetro de Sagnac se intercepta con la muestra, pero la muestra no es simétrica con respecto al eje.

En esta condición todos los picos son positivos, como lo muestra la figura A-5-6. En donde el orden de aparición los picos está relacionada con las diferencias de camino óptico de cada uno de los haces de luz involucrados con la referencia.

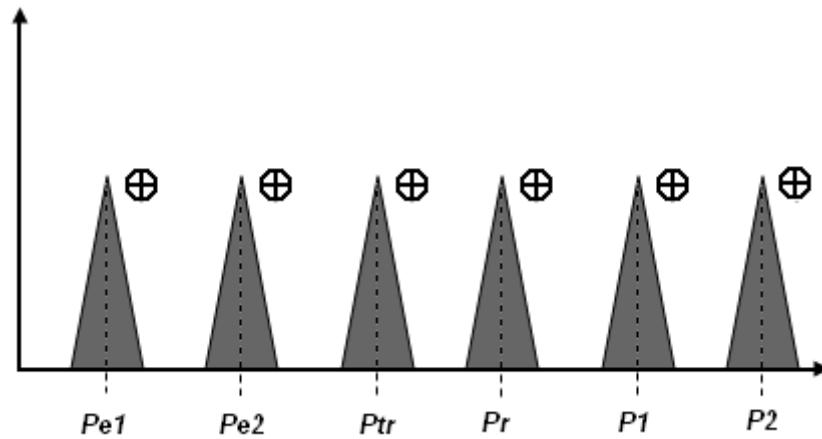


Figura A-5- 6. Grafica de la posición esperada de los picos.

Otra condición que se puede dar es la siguiente.

$$2LR > N_I = N_{II} > Sng > Sg > I = II$$

Ecuación A-5- 43

Esta situación es similar a la anterior pero en este caso la muestra se encuentra simétrica con respecto al eje de simetría del interferómetro de Sagnac, por tal motivo es que las distancias I e II, N_I y N_{II} son iguales.

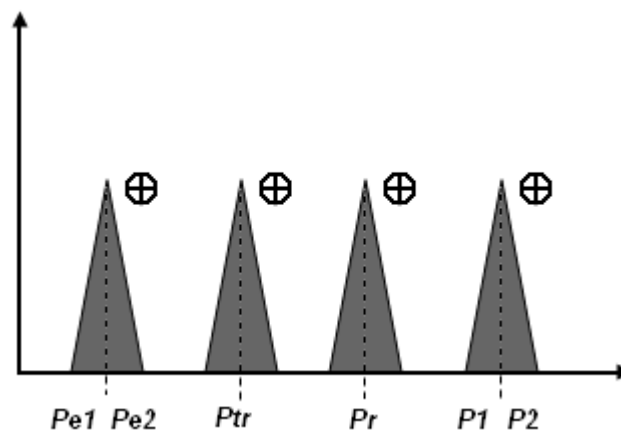


Figura A-5- 7. Situación en donde se produce igualdad, en la posición de algunos picos.

En la figura A-5-7 se muestran la posición esperada de los picos de cada interface contra la referencia, en este caso los picos también quedan todos positivos.

En la figura A-5-6 y A-5-7, solo se muestran los picos de interferencia entre las reflexiones en las distintas interfaces y la referencia, pero no se consideraron las señales de interferencia que se generan por combinación de las reflexiones.

Estas señales de interferencia tienen las siguientes ecuaciones.

$$P_c = P_2 - P_1 = 2[(L_2 + L_5) - (L_1 + L_4)]$$

Ecuación A-5- 44

$$P_{Ec} = P_{E2} - P_{E1} = 2[(L_2 + L_5) - (L_1 + L_4)]$$

Ecuación A-5- 45

$$P_{TRE1a} = N_I - Sn_g = (L_1 + L_4) - (L_2 + L_5) + n_g d$$

Ecuación A-5- 46

$$P_{TRE2a} = N_{II} - Sn_g = (L_2 + L_5) - (L_1 + L_4) + n_g d$$

Ecuación A-5- 47

$$P_{RE1} = N_I - I = 2n_g d$$

Ecuación A-5- 48

$$P_{RE2} = N_{II} - II = 2n_g d$$

Ecuación A-5- 49

$$P_{TRE1b} = Sn_g - I = (L_2 + L_5) - (L_1 + L_4) + n_g d$$

Ecuación A-5- 50

$$P_{TRE2b} = Sn_g - II = (L_1 + L_4) - (L_2 + L_5) + n_g d$$

Ecuación A-5- 51

Como se deduce de las ecuaciones anteriores varios de los picos de interferencia que aparecen por interacción entre las interfaces ocupan la misma posición, como P_c y P_{Ec} , P_{TRE1a} y P_{TRE2b} , P_{TRE2a} y P_{TRE1b} , P_{RE1} y P_{RE2} .

Estos picos son de gran utilidad ya que se pueden utilizar para determinar cuan centrada se encuentra la muestra con respecto al eje de simetría del interferómetro de Sagnac y de esta manera poder determinar en qué condición de alineación se encuentra el sistema interferométrico.

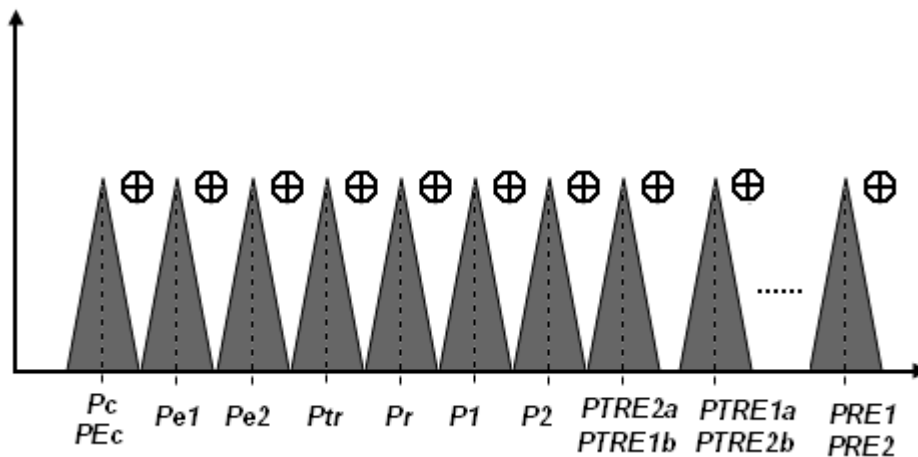


Figura A-5- 8. Se pueden apreciar todos los picos que se esperan y sus posiciones más probables.

Cuando la muestra se encuentra centrada con el eje de simetría del interferómetro de Sagnac, los picos de interferencia P_c y P_{Ec} valen cero y los picos de interferencia P_{TRE1a} , P_{TRE2b} , P_{TRE2a} , P_{TRE1b} , P_{RE1} , P_{RE2} son iguales a $n_g \cdot d$.

Es de destacar que un índice de refracción alto se considera con un valor de 3 a 5 y si definimos que el índice de refracción de grupo en una material cualquiera (n_g) es el índice de refracción de grupo del aire ($n_0 = 1.000233$, que lo tomamos como 1), mas una variación Δn_g .

$$n_g = n_0 + \Delta n_g$$

Ecuación A-5- 52

Si se considera la aproximación de que el índice de refracción de grupo del aire es uno.

$$n_g = 1 + \Delta n_g$$

Ecuación A-5- 53

Entonces.

$$Sn_g = (2L_3 + L_1 + L_2 + L_4 + L_5 + (1 + \Delta n_g)d)$$

Ecuación A-5- 54

$$Sn_g = Sn + \Delta n_g d$$

Ecuación A-5- 55

$$N_I = I + \Delta n_g d$$

Ecuación A-5- 56

$$N_{II} = II + \Delta n_g d$$

Ecuación A-5- 57

$$2LR > Sn + \Delta n_g = I + \Delta n_g = II + \Delta n_g > Sg > I > II$$

Ecuación A-5- 58

Por lo que es importante considerar las diferencias de camino óptico entre el primer y el último pico para determinar el rango dinámico requerido. Ya que de acuerdo a la condición preestablecida para casos donde el índice de refracción de grupo sea mayor a dos el camino óptico recorrido en la referencia tendrá que ser mayor a Sg en por lo menos un factor superior a Δn_g , para poder ser mayor que Sn_g .

Anexo B

Producción científica.

ARTÍCULOS PUBLICADOS

- **“Signal processing in Fourier low coherence interferometry”** Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. *XI Reunión de Trabajo en Procesamiento de la Información y Control, 2005*. Trabajos completos (proceeding) I.S.B.N. 950-665-340-2.
- **"Simultaneous measurement of deformation and thickness variation in polymer films."** Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. Conference on "Interferometry XIII: Applications This conference is part of the SPIE Symposium on Optics & Photonics" which will be held 13-17 August 2006 at the San Diego Convention Center in San Diego, California USA. Proceedings of SPIE -- Volume 6293, doi: 10.1117/12.680546, ISSN 0277-786X, ISBN 0-8194-6372-8.
- **“Limitaciones debido al detector en la interferometría de baja coherencia”**. Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. *Opt. Pura Apl.* 41 (1) 69-74 (2008), © Sociedad Española de Óptica. ISSN: 0030-3917.
- **“Simple method for thickness measurement in opaque samples with a Michelson-Sagnac interferometer”**. E. N. Morel and J. R. Torga RIAO/OPTILAS 2007: 6th Ibero-American Conference on Optics (RIAO); 9th Latin-American Meeting on Optics, Lasers and Applications (OPTILAS) Campinas, São Paulo (Brazil), 21–26 October 2007 AIP Conference Proceedings Volume 992, pp. 793-797. ISBN: 978-0-7354-0511-0. ISSN: [0094-243X](#)
- **“Dimensional characterization of opaque samples with a ring interferometer”**, E.N. Morel, J.R. Torga, *Optics and Lasers in Engineering*, Volume 47, Issue 5, May 2009, Pages 607-611, ISSN 01438166, DOI: 10.1016/j.optlaseng.2008.09.007. (<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V4G-4TY8W9F-/2/61838ce04df2f839d4a5cc0593ec55e7>). Keywords: Interferometry; Low coherence.
- **“Characterization of reference standards for dirt by Laser Ablation Induced Photoacoustics (LAIP)”**. D. J. O. Orzi, E. N. Morel, J. R. Torga, A.N. Roviglione and G. M. Bilmes. 2010 *J. Phys.: Conf. Ser.* 214 012078 doi: [10.1088/1742-6596/214/1/012078](#).

PRESENTACIONES EN CONGRESOS

- **“Interferometría de baja coherencia aplicada a la determinación de topografía de superficies”** Eneas N. Morel, Federico J. Furch, Santiago Constantino, Jorge R. Torga y Oscar E. Martínez. 89° . Póster.
- **“Análisis de la resolución de un sistema de interferometría de baja coherencia en el dominio de la frecuencia”** Eneas N. Morel, Jorge R. Torga. 90° . Póster.
- **“Signal processing in Fourier low coherence interferometry”** Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. *XI Reunión de Trabajo en Procesamiento de la Información y Control, 2005*. Presentación oral.
- **"Simultaneous measurement of deformation and thickness variation in polymer films."** Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. Conference on "Interferometry XIII: Applications This conference is part of the SPIE Symposium on Optics & Photonics" which will be held 13-17 August 2006 at the San Diego Convention Center in San Diego, California USA.
- **“Interferometría de banda ancha en ensayos no destructivos”**. Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica y Eléctrica (Conime) 24 y 25 de Agosto 2006. Colegio de ingenieros mecánicos y electricistas de Buenos Aires (CIMEBA) y Universidad Tecnológica Nacional, Facultad Regional General Pacheco.
- **“Interferómetro de banda ancha”**. Eneas N. Morel, Jorge R. Torga, Federico Furch, Santiago Constantini, Oscar Martínez, Innovar 2007.
- **“Measurement of the thickness of opaque samples using a Michelson-Sagnac interferometer”**. Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. VI Reunión Iberoamericana de Óptica (VI RIAO) y IX Encuentro Latinoamericano de Óptica, Láser y sus Aplicaciones (IX OPTILAS) 2007. Campinas-SP, BRAZIL.

- **“Método simple de medición de espesores en muestras opacas utilizando el interferómetro de Michelson-Sagnac”**. Eneas N. Morel, Jorge R. Torga. Encuentro de óptica aplicada (EOA), 29 de Octubre de 2007 - Facultad de Ingeniería-UBA, Buenos Aires y 30 de Octubre de 2007 - Centro de Investigaciones Ópticas (CIOP) - La Plata.
- **“Modelado estructural de las señales digitales en interferometría de baja coherencia en el dominio de Fourier”**. Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. 94° . Póster.
- **“Medición de espesores en películas semitransparentes no rígidas”**. Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. ISBN: 978-987-23957-1-1, VII CORENDE, Rosario, 2009.
- **“Interferómetro de uso alternativo con fuentes de baja y alta coherencia”**. Andres Aguilar Eneas N. Morel y Jorge R. Torga. *XIII Reunión de Trabajo en Procesamiento de la Información y Control (RPIC)*, Rosario, 2009.
- **“Characterization of Dirt Reference Standards by Photoacoustic Induced by Laser Ablation (PILA)”**. G.M. Bilmes, D. Orzi, F. Liporace, E. Morel, J. Torga y A. Roviglione, 15th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Belgica, Bruselas, 2009.