



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA – INSTRUMENTACIÓN

MEDICIÓN DE LUZ ESPARCIDA EN SUPERFICIES RUGOSAS UTILIZANDO
ILUMINACIÓN ENFOCADA

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
OMAR RODRÍGUEZ NÚÑEZ

TUTOR PRINCIPAL
DR. NEIL CHARLES BRUCE DAVIDSON
CCADET- UNAM

MÉXICO, D. F. NOVIEMBRE 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dra. Rosete Aguilar Martha

Secretario: Dr. Hautefeuille Mathieu Christian Anne

1er. Vocal: Dr. Bruce Davidson Neil Charles

2do. Vocal: Dr. Garduño Mejía Jesús

3er. Vocal: Dr. Rodríguez Rosales Antonio A.

Lugar donde se realizó la tesis: Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, UNAM.

TUTOR DE TESIS:
NEIL CHARLES BRUCE DAVIDSON

FIRMA

A mis padres, hermanos, mi novia y a mis amigos que durante los últimos 2 años estuvieron conmigo y me brindaron su cariño y apoyo para concluir mis estudios de maestría.

Agradecimientos

Quiero agradecer profundamente al Dr. Neil Bruce por la disposición y el apoyo que me proporcionó para continuar trabajando bajo su tutela en mi proyecto de maestría.

A los sinodales que proporcionaron comentarios muy valiosos que ayudaron a puntualizar y enriquecer enormemente el resultado del trabajo final.

A CONACyT que me proporcionó la beca para realizar mis estudios de maestría de tiempo completo.

A DGAPA-UNAM (PAPIIT-IT100114) por los apoyos económicos brindados para la realización del proyecto.

Al posgrado de Ingeniería de la UNAM, que me brindo las herramientas para continuar preparándome y me proporcionó apoyo económico para asistir al 23 Congreso de la Comisión Internacional de Óptica.

A COMECYT por el complemento económico brindado para terminar la tesis.

Resumen

El esparcimiento de la luz ha sido utilizado como método de caracterización de materiales o rugosidad de superficies en muchas áreas. Se ilumina el material con luz y se mide el patrón de esparcimiento arriba de la superficie. En la literatura, generalmente se ha medido el esparcimiento utilizando un haz incidente grande (del orden de cm) para superficies con escalas de rugosidades del orden de micras. Este tipo de medición da un patrón de esparcimiento que es algún tipo de patrón promedio debido a la rugosidad superficial dentro del haz de iluminación, pero no da información sobre variaciones de rugosidad de un punto a otro de la parte iluminada de la superficie, o de una parte de la muestra en particular. En este trabajo utilizamos un tamaño de spot de iluminación incidente alrededor de 3 a 15 micras y obtuvimos mediciones del patrón de esparcimiento que producen superficies rugosas unidimensionales, los resultados experimentales y los resultados del cálculo numérico basado en la Aproximación de Kirchhoff son comparados para determinar la validez del método propuesto.

Índice general

Agradecimientos	III
Resumen	V
Lista de figuras	XIII
1. Introducción	1
1.1. Antecedentes	1
1.2. Fundamentos de la teoría de esparcimiento	3
1.2.1. Criterios de esparcimiento	4
1.2.2. Descripción estadística	7
1.2.3. Consideraciones para la medición de luz esparcida	12
1.3. Sinopsis de la Tesis	16
1.3.1. Estructura del trabajo	17
2. Aproximación de Kirchhoff	19
2.1. Fundamentos	19
2.2. Método de extinción	21
2.3. Aproximación Escalar de Kirchhoff para esparcimiento individual (Single-Scatter)	27
2.3.1. Formulación de la Aproximación de Kirchhoff (Single-Scatter)	28
2.3.2. Simulación numérica basada en la aproximación de Kirchhoff	38
3. Experimento	39
3.1. Diseño Experimental	39
3.1.1. Filtrado Espacial	40
3.1.2. Lente Asférica Convergente	41
3.1.3. Control de Platinas	42
3.1.4. Detector De Potencia y Energía Óptica	43
3.1.5. Superficie Rugosa	43
3.2. Automatización del Experimento	45

3.2.1. Introducción a LabVIEW	45
3.2.2. Algoritmo del Instrumento Virtual	46
3.2.3. Interface del programa en LabVIEW	48
3.3. Desarrollo Experimental	49
3.3.1. Parámetros Experimentales	49
3.3.2. Adquisición de Datos	50
3.4. Simulación	52
4. Resultados y Análisis	53
4.1. Resultados Experimentales	53
4.1.1. Variación de la Posición Angular del Detector	65
4.1.2. Variación de la Distancia Detector-Superficie	68
4.2. Resultados Simulación	71
4.3. Comparación de Resultados Experimentales VS Simulación Numérica del Experimento	83
5. Conclusiones y Perspectivas	87
5.1. Conclusiones	87
5.2. Perspectivas	88
Bibliografía	90

Índice de figuras

1.1.	<i>Diagrama para determinar la diferencia de fase entre dos rayos paralelos esparcidos en diferentes puntos de una superficie rugosa.</i>	4
1.2.	<i>Esquema de los cambios en la distribución de energía esparcida de un espesor de tamaño finito, además se presenta el incremento de las rugosidades de la superficie ((a) superficie suave, (b) superficie ligeramente rugosa, (c) superficie muy rugosa). En las imágenes se observa la reducción del fuerte campo especular y la aparición de un campo difuso ampliamente extendido. Para superficies rugosas el campo es totalmente difuso [1].</i>	6
1.3.	<i>Distribución Gaussiana con una media de cero y un desviación RMS de σ.</i>	9
1.4.	<i>Superficies Gaussianas con el mismo RMS de alturas (0.5mm) pero diferentes longitudes de correlación. La longitud de correlación, λ_0, controla la razón de cambio de altura de la superficie con la distancia a lo largo de la superficie [1].</i>	10
1.5.	<i>Geometría Fotométrica de Esparcimiento.</i>	14
2.1.	<i>Geometría matemática de esparcimiento [38]</i>	22
2.2.	<i>Discretización de la superficie [38].</i>	24
2.3.	<i>Validez de la aproximación de Kirchhoff.</i>	29
2.4.	<i>Propagación del campo lejano [38].</i>	30
2.5.	<i>Geometría de la Aproximación de Kirchhoff [38].</i>	31
3.1.	<i>Montaje Experimental.</i>	40
3.2.	<i>Diagrama de flujo del programa de automatización en LabVIEW con los aspectos mas básicos del funcionamiento.</i>	47
3.3.	<i>Instrumento Virtual (VI) del programa en LabVIEW</i>	48
3.4.	<i>Fotografía del Sistema Experimental completo</i>	50

4.1.	<i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$</i>	54
4.2.	<i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$</i>	55
4.3.	<i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$</i>	56
4.4.	<i>La gráfica muestra el patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de 3μm, 5μm, 10μm y 15μm, para la superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$.</i>	57
4.5.	<i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma_h = 0,75043\mu m$</i>	58
4.6.	<i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma_h = 0,75043\mu m$</i>	59
4.7.	<i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma_h = 0,75043\mu m$</i>	60
4.8.	<i>La gráfica muestra el patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de 3μm (negro), 5μm(rojo), 10μm(verde) y 15μm(azul), para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma_h = 0,75043\mu m$</i>	61
4.9.	<i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma_h = 0,75043\mu m$</i>	62
4.10.	<i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma_h = 0,75043\mu m$</i>	63

4.11. <i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma_h = 0,75043\mu m$</i>	64
4.12. <i>La gráfica muestra el patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de 3μm (rojo), 5μm(negro), 10μm(verde) y 15μm(azul), para la superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu m$ y $\sigma_h = 0,0995\mu m$</i>	65
4.13. <i>La gráfica muestra una variación de la posición angular del detector a 45°, 47°, 49°, 52°, 55° y 57°, para un spot de iluminación incidente de 3 μm para la superficie 15μm y $\sigma_h = 0,0995\mu m$.</i>	66
4.14. <i>La gráfica muestra una variación de la posición angular del detector a 45°, 47°, 49°, 52°, 55° y 57°, para un spot de iluminación incidente de 3 μm para la superficie $\lambda_0 = 6,75\mu$ y $\sigma_h = 0,75043\mu$.</i>	67
4.15. <i>La gráfica muestra una variación de la posición angular del detector a 45°, 47°, 49°, 52°, 55° y 57°, para un spot de iluminación incidente de 3 μm para la superficie $\lambda_0 = 2,70\mu m$ y $\sigma_h = 0,0995\mu m$.</i>	68
4.16. <i>En la gráfica se presentan los patrones de esparcimiento cuando se varía la distancia entre el Detector y la Superficie de estudio (D-S), las distancias entre los dos elementos de nuestro sistema óptico son 4 cm, 5.05 cm, 6.11 cm, para un spot incidente fijo de 3 micras y una superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$</i>	69
4.17. <i>En la gráfica se presentan los patrones de esparcimiento cuando se varía la distancia entre el Detector y la Superficie de estudio (D-S), las distancias entre los dos elementos de nuestro sistema óptico son 4 cm, 5.05 cm, 6.11 cm, para un spot incidente fijo de 3 micras y una superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma_h = 0,75043\mu m$</i>	70
4.18. <i>En la gráfica se presentan los patrones de esparcimiento cuando se varía la distancia entre el Detector y la Superficie de estudio (D-S), las distancias entre los dos elementos de nuestro sistema óptico son 4 cm, 5.05 cm, 6.11 cm, para un spot incidente fijo de 3 micras y una superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu m$ y $\sigma_h = 0,0995\mu m$</i>	71
4.19. <i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$</i>	72
4.20. <i>La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$</i>	73

- 4.21. La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$ 74
- 4.22. La gráfica muestra el patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de $3\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ y $15\mu\text{m}$, para la superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$. 75
- 4.23. La gráfica presenta resultados simulados del patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$ 76
- 4.24. La simulación presenta una gráfica del patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, esto es para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$ 77
- 4.25. La gráfica presenta las simulaciones para el patrón de esparcimiento cuando se utiliza un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$. 78
- 4.26. La gráfica muestra el resultado simulado del patrón de esparcimiento cuando se utiliza un tamaño de Spot de Iluminación incidente de $3\mu\text{m}$ (negro), $5\mu\text{m}$ (rojo), $10\mu\text{m}$ (verde) y $15\mu\text{m}$ (azul), para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$ 79
- 4.27. La gráfica presenta la simulación del patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras con posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para una superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$ 80
- 4.28. La gráfica presenta la simulación del patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras con posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$ 81
- 4.29. La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$ 82
- 4.30. Simulación del patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de $3\mu\text{m}$ (rojo), $5\mu\text{m}$ (negro), $10\mu\text{m}$ (verde) y $15\mu\text{m}$ (azul), para la superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,0995\mu\text{m}$ 83

-
1. *Poster presentado en el 23º Congreso de la comisión internacional de Óptica, en donde se presentaron resultados preliminares de la tesis.* 89

Capítulo 1

Introducción

1.1. Antecedentes

El esparcimiento de la luz ha sido utilizado para caracterizar materiales y rugosidades de superficies en muchas áreas de la ciencia y tecnología. En particular, se han reportado aplicaciones en percepción remota, pruebas de circuitos impresos, y medición de superficies patrón para crecimiento de estructuras nanométricas [1–7]. En la literatura se reportan trabajos en la parte teórica-numérica [8–18] y en la parte experimental [5–7], [19–28].

En la parte experimental, hay muchos trabajos publicados sobre la medición de la luz esparcida en superficies unidimensionales (con estructura en forma de líneas paralelas), en particular en [29] se realizan cálculos para estudiar el perfil de una superficie rugosa unidimensional para la distribución angular de la luz esparcida para diferentes superficies. Se aborda el problema directo, es decir, la distribución angular de la luz esparcida calculada del perfil. Además, se presenta el problema inverso, es decir, el RMS¹ y la función de autocorrelación son encontradas por un ajuste por mínimos cuadrados para las mediciones de distribución angular. En [19] la dependencia en la polarización del esparcimiento de luz de una superficie rugosa es estudiada y en [20] la matriz de Stokes de una superficie rugosa perfectamente conductora unidimensional es calculada, así como mediciones de la polarización a través de la matriz de Muller (la cual en este caso únicamente tiene cuatro componentes independientes) [25]. Otro parámetro de estudio importante es la variación del ángulo de incidencia, en [30] se muestra la validez de distintas teorías para el efecto de esparcimiento de microtopografía de superficies con rugosidades, entonces se hace una comparación numérica y experimental de las teorías para distintos

¹RMS, por sus siglas en inglés root mean square, en la siguiente sección se especificara este concepto.

ángulos de incidencia. En general existe un gran número de estudios que han examinado el efecto de la variación del ángulo de incidencia, la forma geométrica, las propiedades ópticas de la superficie rugosa de distintos materiales, la relación entre la forma de la superficie y la intensidad esparcida. En la literatura el tamaño del spot de iluminación es mucho más grande que el tamaño de la rugosidad, por lo tanto no es posible obtener información de las variaciones locales de la estructura superficial de un punto a otro de la muestra. La iluminación sobre un área grande significa que el patrón de esparcimiento es un tipo de promedio sobre toda la superficie iluminada, en los trabajos reportados se ilumina sobre un área mucho más grande que la escala de la estructura o rugosidad sobre la superficie, principalmente para evitar problemas con el ruido de moteado (speckle) en el patrón de luz esparcida. Por ejemplo, iluminando un circuito impreso en una zona de estructura junto a una zona plana (libre de estructura) dará un patrón de esparcimiento que depende de las dos zonas y que podría ser poco sensible a variaciones en la estructura de la primera zona. También, hay reportes de mediciones para aplicaciones específicas utilizando puntos de iluminación más pequeños, por ejemplo en [31] el tamaño de iluminación es importante ya que se estudia el esparcimiento de la luz en un solo segmento (en inglés "scale") del ala de una mariposa. Un segmento tiene un tamaño de alrededor de 100 micras, que determina el tamaño de iluminación requerida.

En la parte teórica, los trabajos se han concentrado en el problema de calcular el patrón de esparcimiento dada la forma y el material de la superficie dentro de la aproximación de difracción escalar (sin cambios en la polarización) para superficies unidimensionales (que son estructuras de líneas paralelas sobre la superficie). Hay muy pocos trabajos sobre la parte de métodos inversos (calcular la superficie dado el patrón de esparcimiento) por las complejidades de la matemática involucrada. Se han utilizado muchos métodos para calcular el patrón de difracción, incluyendo métodos de perturbación [12–15], aproximación de Kirchhoff, [16–18], métodos integrales [11] y métodos modales para superficies periódicas [4, 8–10]. Es importante destacar que, por la complejidad del problema, en general, los resultados reportados en la literatura son el resultado de cálculos numéricos, porque no se pueden resolver las ecuaciones involucradas analíticamente.

En este contexto se presentará un nuevo método para estudiar el efecto de la luz esparcida de superficies rugosas unidimensionales utilizando iluminación enfocada variable, es decir, un tamaño de haz de iluminación alrededor de 3 a 15 micrómetros. Se utilizarán tres distintas superficies rugosas unidimensionales con

propiedades estadísticas distintas pero del orden de unas cuantas micras ya que se busca poder comparar y obtener información de la estructura superficial de la muestra punto a punto (alrededor de 1 micrómetro). El trabajo está enfocado en el estudio del patrón de esparcimiento considerando el haz de luz enfocado interactuando con las rugosidades de la superficie del mismo orden (unas cuantas micras). Programas computacionales basados en el método de Kirchhoff previamente verificados por comparación con resultados experimentales y con resultados de otros métodos de cálculo [16–18], se utilizarán para realizar una comparación con los resultados experimentales obtenidos bajo distintas condiciones del dispositivo experimental. Se espera que la comparación experimento-simulación ayude a interpretar los datos para validar el método propuesto.

1.2. Fundamentos de la teoría de esparcimiento

El estudio de la teoría de esparcimiento de superficies rugosas involucra una gran cantidad de variables, lo que hace que el problema sea muy complejo y en consecuencia interesante para su estudio. Las múltiples variables involucradas en el problema las podemos separar en 3 categorías para describir el fenómeno de esparcimiento de ondas sobre superficies rugosas: **1.** Es necesario conocer el tipo de onda incidente, ya que las características de dichas ondas nos permitirán plantear el problema; **2.** Las características de la superficie, existen distintos criterios que nos ayudan a entender la propagación de ondas sobre superficies rugosas, pero para esto es necesario saber si la superficie es considerada "suave" o "rugosa" y bajo que condiciones; **3.** Estudiar el comportamiento de la onda esparcida después de interactuar con la superficie, es decir saber como se estudiará la onda esparcida y entender que es lo que se mide o calcula en la parte experimental y teórica respectivamente.

Debido a que en el presente trabajo nos interesa estudiar luz visible interactuando con superficies y conocer como es el campo esparcido, en la sección 1.2.1 se presenta una introducción al problema de esparcimiento donde se describen los posibles efectos de las rugosidades de superficie que nos permitirán entender las condiciones bajo las cuales se puede considerar un campo difuso o un campo coherente, y con base en esto tener una idea de como será la distribución de energía esparcida bajo distintas condiciones en el planteamiento del problema.

El principal objetivo del estudio es analizar superficies unidimensionales con estructura que tiene estadística gaussiana del orden de unas cuantas longitudes de

onda de la radiación de iluminación (2 a 15 *micras*), estas superficies tienen función de autocorrelación Gaussiana y distribución de probabilidad de alturas Gaussiana [32]. Ambos parámetros son necesarios para describir cada superficie, es decir, se requiere conocer λ_0 , la longitud de correlación $1/e$, y σ , la desviación estándar de las alturas de la superficie, por lo que en la sección 1.2.2 se presenta la descripción estadística básica para estos parámetros.

En la sección 1.2.3 se realizó un análisis breve de las variables fotométricas necesarias para interpretar los datos experimentales del Capítulo 4, esta introducción es útil para entender los resultados que se obtienen de la configuración experimental y saber que es lo que se está midiendo.

1.2.1. Criterios de esparcimiento

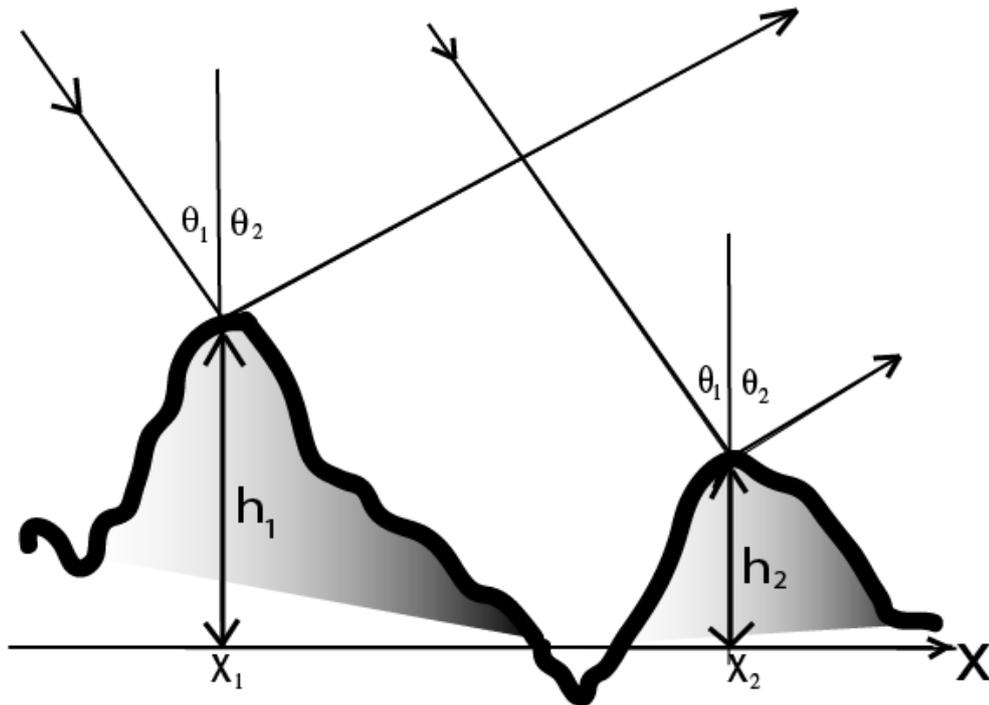


Figura 1.1: Diagrama para determinar la diferencia de fase entre dos rayos paralelos esparcidos en diferentes puntos de una superficie rugosa.

En [1] se desarrolla el criterio de Rayleigh para esparcimiento de ondas de superficies rugosas, de donde se puede obtener la diferencia de fase entre dos rayos

esparcidos de puntos separados en la superficie ver Figura 1.1, dicha cantidad esta dada por

$$\Delta\phi = k[(h_1 - h_2)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + (x_2 - x_1)(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)] \quad (1.2.1)$$

donde k es el módulo del vector de onda incidente (y esparcido) y los puntos de esparcimiento están localizados en x_1 y x_2 . Las alturas de esos puntos sobre algún plano de referencia, son h_1 y h_2 . Para esparcimiento especular ($\theta_1 = \theta_2$) la fase se convierte en

$$\Delta\phi = 2k\Delta h\cos\theta_1 \quad (1.2.2)$$

donde $\Delta h = h_1 - h_2$. La interferencia entre esos rayos depende de la magnitud de esta diferencia de fase comparada con π . Para $\Delta\phi \ll \pi$ las dos ondas estarán casi en fase e interferirán constructivamente. Sin embargo, para $\Delta\phi \approx \pi$ las ondas interferirán destructivamente, lo que provocara que no haya una contribución de energía esparcida en la dirección especular. El «criterio de Rayleigh» establece que si $\Delta\phi < \pi/2$ entonces la superficie es «suave», de otra manera esta será rugosa [1].

La ecuación 1.2.1 puede ser usada para entender el efecto de la rugosidad de la superficie, en un sentido cualitativo. Cuando una onda es esparcida por una superficie, el esparsor puede ser considerado como una fuente de ondas a través de la superficie (principio de Huygens). La fase relativa de esa fuente esta dada por la ecuación 1.2.1. Para una superficie suave, donde $h_1 = h_2$ en todos lados, la diferencia de fase se convierte en

$$\Delta\phi = k(x_2 - x_1)(\sin\theta_1 - \sin\theta_2). \quad (1.2.3)$$

En la dirección especular $\Delta\phi = 0$ para todas las fuentes a través de la superficie y las ondas interfieren constructivamente para dar una intensidad más fuerte al campo esparcido especularmente. Fuera de esta dirección la diferencia de fase es generalmente amplia, sobre la superficie, desde $x_1 - x_2 \gg \lambda/2$ e interferencia destructiva provocara energía no esparcida. Una superficie suave de extensión infinita por lo tanto, conducirá a una onda esparcida en la dirección especular únicamente. Esta es modificada para superficies suaves de extensión finita, donde el esparcimiento fuerte ocurre en, y alrededor, de la dirección especular, con el ancho

de este "lóbulo" de energía dependiente de las dimensiones de la superficie relativa a la longitud de onda incidente (ver Figura 1.2a)).

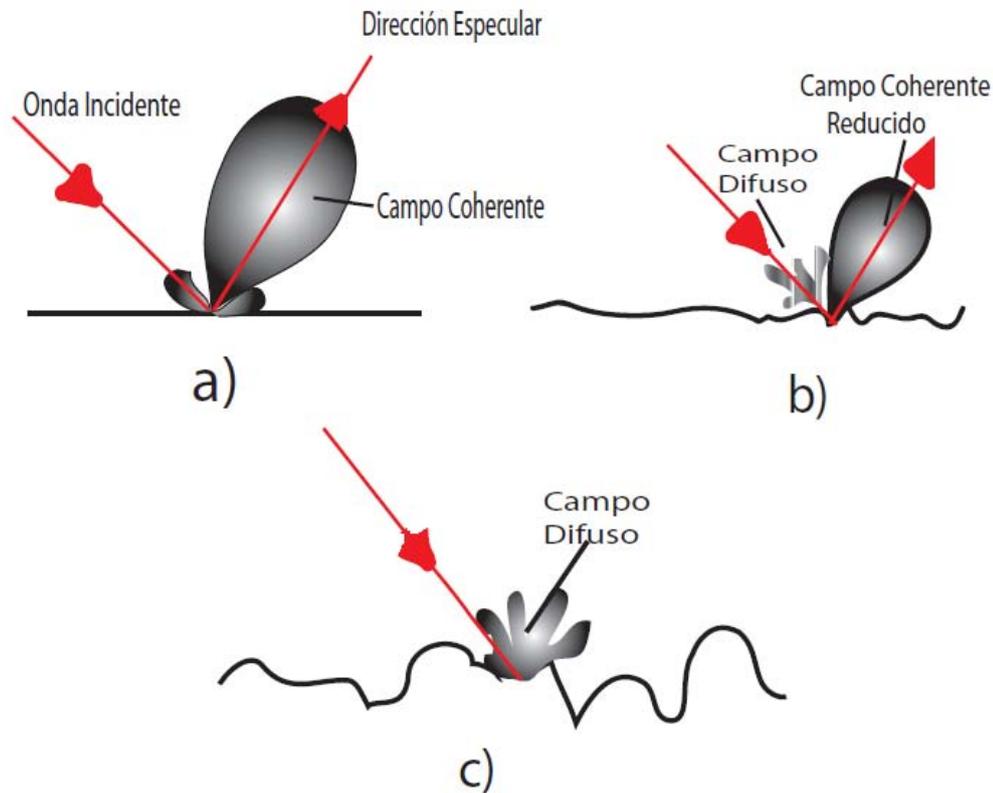


Figura 1.2: Esquema de los cambios en la distribución de energía esparcida de un espesor de tamaño finito, además se presenta el incremento de las rugosidades de la superficie ((a) superficie suave, (b) superficie ligeramente rugosa, (c) superficie muy rugosa). En las imágenes se observa la reducción del fuerte campo especular y la aparición de un campo difuso ampliamente extendido. Para superficies rugosas el campo es totalmente difuso [1].

Si ahora, una superficie es tal que generalmente $h_1 \neq h_2$ entonces la superficie puede esparcir radiación como si esta fuese rugosa. Para la dirección especular la diferencia de fase entre las onditas secundarias están dadas por la ecuación 1.2.2. Si esta es pequeña, para todos los puntos de la superficie, comparados con π , entonces la superficie se comportará como si fuera prácticamente lisa. Sin embargo, cuando esta ya no es despreciable entonces la interferencia destructiva ocurrirá en la dirección especular, reduciendo la amplitud del campo especular. El alcance para la cual este es reducida es obviamente dependiente del promedio del valor de la

ecuación 1.2.2 sobre la superficie.

Para esparcimiento no especular de una superficie rugosa la diferencia de fase entre las onditas secundarias esta dada por la ecuación 1.2.1. El primer termino diferente de cero removerá la interferencia destructiva total que ocurre para una superficie suave, y la energía esta esparcida fuera de las direcciones especulares. En general la fase de esta energía varía sobre todo el espectro de $0 - 2\pi$, como el ángulo de esparcimiento es alterado, y no tiene fase fija con respecto a la fase de la onda incidente. La fase en cualquier dirección esta determinada por la variación de alturas sobre la superficie y no se puede predecir fácilmente sin conocimiento del perfil de la superficie. Esta energía esparcida es usualmente llamada campo incoherente o difuso, por su amplia dispersión angular y la falta de relación de fase con la onda incidente. Similarmente la onda especular es a veces llamada campo coherente, debido a que es predecible y armónica, la fase relativa respecto a la onda incidente. En la Figura 1.1 se representa, esquemáticamente, el cambio esperado de la onda de energía esparcida de superficies que incrementan su rugosidad [1].

1.2.2. Descripción estadística

Una superficie es usualmente descrita en términos de su desviación respecto a una "superficie de referencia" suave. La forma y localización de la superficie de referencia es seleccionada cuidadosamente de acuerdo al comportamiento de largo alcance de la superficie. Por ejemplo, una descripción de un cilindro rugoso podría involucrar mediciones de desviación de alturas a partir de una superficie cilíndrica suave, mientras el perfil de un mar agitado podría ser medido a partir de un plano suave.

Hay esencialmente dos aspectos que describen la naturaleza de una superficie rugosa aleatoria: la propagación de alturas sobre la superficie de referencia y la variación de esas alturas a lo largo de la superficie. Una variedad de distribuciones estadísticas y parámetros pueden ser utilizados para describir esas propiedades de la superficie pero muchas de esas son equivalentes. A continuación se describirá la función de distribución de alturas en una superficie y la función de correlación de la superficie, ya que estas son funciones de la superficie que comúnmente aparecen en la teoría de esparcimiento de ondas de superficies rugosas aleatorias [1].

Distribución de probabilidad de alturas

La desviación de una superficie a partir de la superficie de referencia suave es representada aquí por la función $h(\mathbf{r})$, donde h es la altura de la superficie a partir de la superficie de referencia y \mathbf{r} es el vector posición del punto en la superficie

de referencia. La superficie por lo tanto se supone que es parte de un proceso aleatorio continuo, h . La distribución de alturas de la superficie es descrita por la distribución estadística de alturas, $p(h)$, donde $p(h)dh$ es la probabilidad de que cualquier punto de la superficie esté en una altura entre h y $h + dh$ lejos de la superficie media. Es usual asegurar que h satisface

$$\langle h \rangle_s = \int_{-\infty}^{\infty} hp(h)dh = 0 \quad (1.2.4)$$

donde $\langle \dots \rangle$ denota el promedio espacial, que es promediado sobre la superficie. Esta suposición tiene la ventaja de simplificar mucho la teoría de esparcimiento de ondas de superficies rugosas. Claramente mediciones de perfiles de superficie pueden siempre ser ajustados para asegurar que la ecuación 1.2.4 sea satisfecha, por una selección adecuada de la superficie de referencia. La raíz cuadrática media (RMS) de alturas de la superficie es entonces igual a la desviación estándar y está dado por

$$\sigma = \sqrt{\langle h^2 \rangle_s}. \quad (1.2.5)$$

Otro parámetro a veces utilizado para cuantificar la rugosidad de la superficie, incluyendo el promedio de la línea central, o promedio aritmético, definido mediante

$$R_{plc} = \int_{-\infty}^{\infty} |h| p(h)dh. \quad (1.2.6)$$

Este parámetro puede a veces ser relacionado con σ para un $p(h)$ conocida. Por ejemplo, superficies con una distribución de alturas Gaussiana tienen $R_{plc} = \sigma(2/\pi)^{1/2} \approx 0,8\sigma$ [1].

Otros parámetros de rugosidad incluyen del máximo pico a un mínimo de altura a lo largo de la muestra medida (R_{max}) y la distancia vertical entre el punto mas alto y el punto mas bajo en un perfil ([33] da un resumen de esos parámetros). Sin embargo, esos parámetros pueden ser indebidamente sensibles a las muestras usadas para las mediciones. Por esta razón, y por que estos no aparecen en la

que es considerada. En [1] se discuten las condiciones bajo las cuales se puede suponer una superficie con distribución Gaussiana, en gran medida esta asociado al método de fabricación de la muestra. En el Capítulo 3 del presente trabajo se describe detalladamente la forma de fabricación de las superficies rugosas utilizadas en el presente trabajo, no profundizaremos en el tema por el momento, sin embargo en la Figura 1.4 se presentan los perfiles de las 3 superficies utilizadas obtenidos con el microscopio de fuerza atómica del CCADET².

Correlación de las superficies

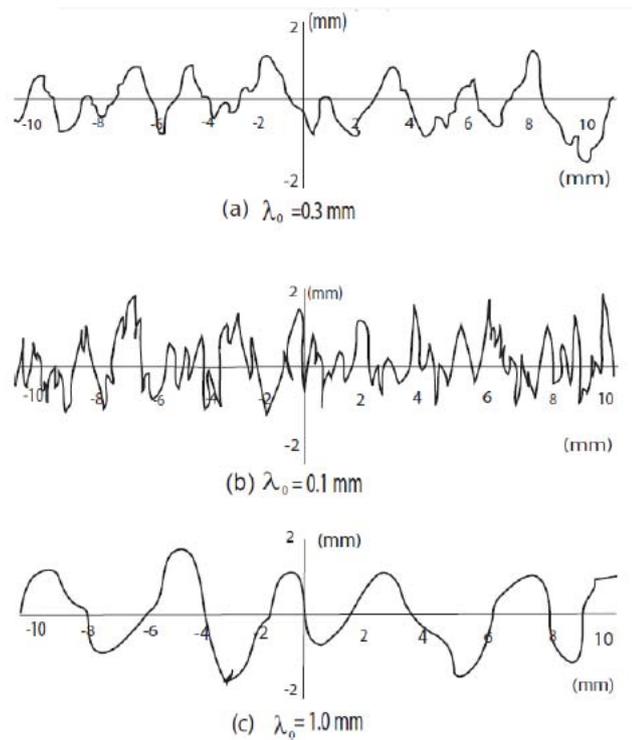


Figura 1.4: *Superficies Gaussianas con el mismo RMS de alturas (0.5mm) pero diferentes longitudes de correlación. La longitud de correlación, λ_0 , controla la razón de cambio de altura de la superficie con la distancia a lo largo de la superficie [1].*

La especificación de una distribución de alturas y el RMS de alturas no discrimina entre, por ejemplo, las tres superficies mostradas en la Figura 1.4 Cada

²Las imágenes del perfil de estructura de las superficies rugosas para el presente trabajo fueron adquiridas en colaboración con el M. en C. José G. Bañuelos Muñetón del grupo de *Materiales y Nanotecnología del CCADET, UNAM*.

superficie tiene una distribución de alturas Gaussiana y un RMS de alturas de $0 - 5mm$. Sin embargo los perfiles de las superficies son muy diferentes debido a los diferentes "tamaños de escala" sobre el cual se producen cambios de altura a lo largo de la superficie.

Tales superficies pueden ser distinguidas por su función de correlación (o función de autocorrelación), definida como

$$C(x_1, y_1, x_2, y_2) = \frac{\langle h(x_1, y_1)h(x_2, y_2) \rangle_s}{\sigma^2} \quad (1.2.8)$$

Una definición alternativa es la función de autocovarianza, $C_0(x_1, y_1, x_2, y_2)$, siendo esta la forma no normalizada de la función de correlación: $C_0 = \sigma^2 C(x_1, y_1, x_2, y_2)$. La función de correlación tiene la propiedad que $C(0) = 1$. Si x_1, y_1, x_2, y_2 incrementa, $C(x_1, y_1, x_2, y_2)$ usualmente decaerá a cero, con la forma de este decaimiento que depende del tipo de superficie y con la tasa de decaimiento que depende de la distancia sobre la cual se convierten en puntos no correlacionados. Sin embargo, esto no será cierto para superficies que no son verdaderamente aleatorias. Por ejemplo, la función de correlación de una superficie senoidal tomará la forma de una función coseno, reflejando la periodicidad natural de la superficie. Únicamente si hay alguna distancia finita sobre la cual el perfil de la superficie no esta verdaderamente correlacionado, la función de correlación decaerá a cero.

Como mencionamos anteriormente la teoría de esparcimiento de ondas de superficies rugosas, a veces supone que la función de correlación de la superficie es Gaussiana y puede estar dada por

$$C(\tau) = \exp -\left(\frac{\tau^2}{\lambda_0^2}\right) \quad (1.2.9)$$

En la ecuación 1.2.9 a λ_0 usualmente se le llama longitud de correlación, siendo esta la distancia sobre la cual la función de correlación cae como $1/e$, además τ es la distancia entre dos puntos cualesquiera (x_1, y_1) y (x_2, y_2) . Por lo tanto, la función de correlación se supone que es independiente de la dirección a lo largo de la superficie, tal que la superficie es isotrópica ³.

³El concepto de superficie isotrópica en el sentido de superficies rugosas esta detallado en el capítulo 2.1.7 de la referencia [1]

Una forma alternativa para la función de correlación, es la exponencial, a veces encontrada para dar un mejor ajuste a las mediciones de los datos de la superficie [34–36]. Esta tiene la forma

$$C(\tau) = \exp -\left(\frac{|\tau|}{\lambda_0^2}\right) \quad (1.2.10)$$

donde λ_0 es otra vez la longitud de correlación. Esta función, sin embargo, conduce a dificultades cuando consideramos propiedades de superficies de orden más alto (tal como gradientes de superficie y derivadas más altas). Esto es debido a la discontinuidad en el gradiente de la función exponencial en el origen [1].

En [1] se sugieren otras formas de la función de correlación y se exponen las ventajas y desventajas de utilizar alguna de estas funciones, sin embargo, generalmente se sugiere que la correlación de la superficie sea exponencial cerca del origen, cambiando a Gaussiana para puntos mas lejanos. Sin embargo, medir la correlación de la superficie será sensible a la selección del intervalo utilizado para discretizar la superficie. En el capítulo 3, se desarrollan los fundamentos bajo los cuales están fabricadas las superficies en el presente trabajo.

1.2.3. Consideraciones para la medición de luz esparcida

Fotometría del experimento

Es conveniente analizar las variables y propiedades fotométricas requeridas para la interpretación de los datos experimentales que se presentarán en el Capítulo 4. La propiedad básica la cual es medida, es la magnitud del vector de Poynting \mathbf{S} la cual esta definida como el paso de energía por unidad de área por unidad de tiempo y esta dado por la magnitud de [37].

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1.2.11)$$

donde \mathbf{E} y \mathbf{H} son el campo eléctrico y el campo magnético respectivamente. En [37] se demuestra que la magnitud de \mathbf{S} esta dada por

$$S(x, y, z) = \frac{c}{4\pi} E^2 \quad (1.2.12)$$

y

$$S(x, y, z) = \frac{c}{4\pi n^2} H^2 \quad (1.2.13)$$

donde n es el índice de refracción del medio en el cual el vector de Poynting sera medido. Esto significa que en los cálculos sólo será necesario calcular el campo esparcido eléctrico o magnético. En los casos considerados aquí la detección debe realizarse en la zona lejana lo cual significa que el campo calculado sera función del ángulo (sólido). La cantidad requerida es entonces la energía por unidad de ángulo sólido por unidad de tiempo. En la Figura 1.5 se muestra la geometría del proceso de esparcimiento. Si la potencia total que cruza el área ΔA es W entonces la magnitud del vector de Poynting es

$$S(\theta, \phi) = \frac{W}{\Delta A} \quad (1.2.14)$$

puesto que el ángulo sólido ϕ esta definido como

$$\phi = \frac{\Delta A}{r^2} \quad (1.2.15)$$

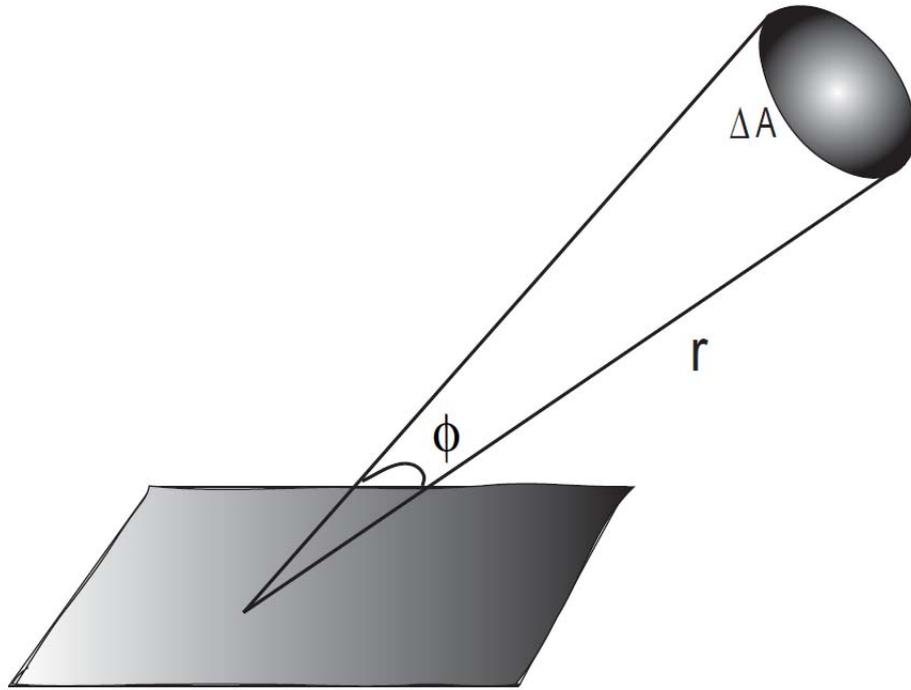


Figura 1.5: *Geometría Fotométrica de Esparcimiento.*

La potencia por unidad de ángulo sólido es entonces

$$\mathbf{J}(\theta, \phi) = \frac{W r^2}{\Delta A} \quad (1.2.16)$$

obteniendo finalmente que la potencia por unidad de ángulo sólido para el campo lejano esta dada por

$$J(\theta, \phi) = \lim_{r \rightarrow \infty} S(\theta, \phi) r^2 \quad (1.2.17)$$

con S dado por la ecuación 1.2.12 o 1.2.13. Para completar, el problema cilíndrico resulta ser, para la magnitud del vector de Poynting

$$\mathbf{S}(\theta) = \frac{W}{\Delta l} \quad (1.2.18)$$

donde W es la potencia total cruzando una delgada capa en el plano del detector de ancho Δl . El ángulo (en radianes), ϕ , está definido como

$$\phi = \frac{\Delta l}{r} \quad (1.2.19)$$

y la potencia por unidad de ángulo es entonces

$$\mathbf{J}(\theta) = \frac{Wr}{\Delta l} \quad (1.2.20)$$

así que la potencia por unidad de ángulo en el campo lejano está dado por

$$\mathbf{J}(\theta) = \lim_{r \rightarrow \infty} S(\theta)r. \quad (1.2.21)$$

La cantidad requerida realmente es el promedio de la potencia por unidad de ángulo en el campo lejano $J(\theta, \phi)$, el promedio será tomado sobre diferentes realizaciones de la superficie con la misma estadística para remover el ruido de speckle presente. Si el tamaño angular del detector es $d\phi$ entonces la medición en cada valor del ángulo esparcido será $\langle J(\theta, \phi) \rangle d\phi$ suponiendo que el valor de $d\phi$ es suficientemente pequeño tal que $\langle J(\theta, \phi) \rangle$ es constante sobre el área del detector.

La potencia esparcida total está dada por

$$P_{sc} = \int \langle J(\theta, \phi) \rangle d\theta d\phi \quad (1.2.22)$$

donde la integral está sobre el hemisferio positivo de la superficie. Suponiendo una onda plana incidente por unidad de amplitud, la potencia incidente está dada por

$$P_{in} = \int \mathbf{S}_{in} \cdot \mathbf{dA} = \frac{c}{4\pi} A \cos(\theta_i) \quad (1.2.23)$$

donde A es el área iluminada de la superficie y θ_i es el ángulo de iluminación incidente (respecto a la normal). Para el caso cilíndrico

$$P_{in} = \frac{c}{4\pi} L \cos(\theta_i) \quad (1.2.24)$$

donde L es la longitud iluminada de la superficie.

En general $P_{sc} \neq P_{in}$ debido a la absorción o transmisión de la superficie del material. Poniendo $P_{sc} = R P_{in}$ el esparcimiento relativo de la sección transversal puede ser definido como

$$\sum(\theta, \phi) = \frac{\langle J(\theta, \phi) \rangle d\phi}{P_{in}} \approx R \frac{\langle J(\theta, \phi) \rangle d\phi}{P_{sc}} \quad (1.2.25)$$

donde se hace la suposición que el efecto de conductividad finita (absorción y transmisión) es un simple factor de escalamiento el cual es una función constante del ángulo. Conductores finitos tienen reflectividades las cuales varían con el ángulo de incidencia mientras conductores perfectos tienen reflectividad unitaria para todos los ángulos. Por lo tanto se podrá esperar que habrá una diferencia distinta de escala en los patrones de esparcimiento. Así, la diferencia entre un conductor perfecto y un buen conductor metálico es aproximadamente este simple escalamiento para las superficies consideradas en este estudio [38].

1.3. Sinopsis de la Tesis

El objetivo de esta tesis es diseñar, construir y verificar la viabilidad de un nuevo sistema experimental que permita estudiar el patrón de esparcimiento de luz de superficies rugosas utilizando iluminación enfocada variable. Mediante la comparación de métodos numéricos (basados en la Aproximación de Kirchhoff) y resultados obtenidos experimentalmente se pretende entender el comportamiento del patrón de luz esparcida al interactuar un spot de luz incidente con una superficie rugosa, mediante el patrón de esparcimiento se pretende entender como son las variaciones locales de las rugosidades de la muestra estudiada y cuáles son las condiciones de medición más óptimas para continuar con el estudio del sistema experimental propuesto.

Los objetivos específicos del proyecto son:

1. Diseñar y construir un experimento para medir la luz esparcida de una superficie rugosa utilizando un haz enfocado como fuente de iluminación.
2. Desarrollar un programa en LabView para realizar un barrido bidimensional del punto de iluminación sobre la superficie, para medir la variación del patrón de esparcimiento con la posición del punto de iluminación.

3. Incluir en el programa de LabView la toma automática de datos del detector.
4. Comparar los resultados experimentales obtenidos con resultados de cálculos numéricos con el método de Kirchhoff, para demostrar la validez del método de medición.
5. Sugerir mejoras o cambios al método e indicar las limitaciones del experimento desarrollado.
6. Concluir sobre la factibilidad del método experimental para la medición del patrón de luz esparcida con un punto de iluminación pequeña, para medir valores locales de rugosidad y sus variaciones para diferentes puntos de la muestra.

1.3.1. Estructura del trabajo

Para lograr los objetivos propuestos, el presente trabajo se organiza como sigue:

En el capítulo 1 se presentan los principios generales que dan origen al proyecto, aquí se especifica la motivación que surge a partir de la creación de un esparcmetro de alta resolución, además, se presentan los principios fundamentales de la teoría de esparcimiento.

El capítulo 2 contiene los fundamentos en los que se basa el trabajo, se presenta el método de extinción como una introducción a la aproximación de Kirchhoff en la cual están basadas las simulaciones numéricas que son comparadas con los resultados experimentales obtenidos.

El objetivo del capítulo 3 es discutir el dispositivo experimental, desde su diseño, construcción y automatización. Así como las posibles mejoras y limitaciones.

En el capítulo 4 se presentan los resultados y la discusión de los mismos haciendo énfasis en los componentes más importantes de la configuración experimental. Además se realizan las comparaciones con los resultados numéricos basados en la Aproximación de Kirchhoff.

El capítulo 5 resume las conclusiones y aportaciones del trabajo, así como las perspectivas del mismo.

Capítulo 2

Aproximación de Kirchhoff

2.1. Fundamentos

Existen diferentes métodos para calcular analíticamente y numéricamente, el campo esparcido por una superficie rugosa. Esos métodos parten de la ecuación integral de Helmholtz-Kirchhoff derivada de las ecuaciones de Maxwell [37].

$$E(\theta, \Phi) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Gamma} \int_{\Gamma} (E_s(x', y', z') \frac{\partial G(kr)}{\partial n} - G(kr) \frac{\partial E_s(x', y', z')}{\partial n}) dx' dy' \quad (2.1.1)$$

donde $E_s(x', y', z')$ es el campo eléctrico en el punto (x', y', z') de la superficie, n es la normal a la superficie en el punto, G es la función de Green para el problema, $E(\theta, \Phi)$ es el campo esparcido como una función del ángulo y la integral es sobre la superficie. La cantidad requerida para una superficie rugosa aleatoria es la intensidad esparcida promedio, promediada para remover el ruido de speckle de la distribución de intensidad resultante. Esta cantidad esta dada por

$$I(\theta, \Phi) = \langle E(\theta, \Phi) E^*(\theta, \Phi) \rangle \quad (2.1.2)$$

aquí el promedio es sobre la realización de diferentes superficies de la misma estadística. Hay dos principales aproximaciones para resolver el problema analíticamente. La primera es aproximar las condiciones a la frontera, permitiendo que el campo de la superficie sea fácilmente expresado en términos de una onda incidente conocida, y el campo esparcido sea calculado de este valor de frontera aproximado. El segundo método es encontrar el campo de la superficie exactamente y entonces usar aproximaciones para encontrar el campo esparcido. Las mismas dos

aproximaciones son validas resolviendo el sistema numéricamente en cuyo caso las ecuaciones resultantes son discretizadas antes de ser programadas en una computadora [38].

El método mas utilizado y posiblemente el método de cálculo mas simple es la óptica física o aproximación de Kirchhoff, la cual fue usada por Beckmann and Spizzichino en su libro [2], por Beckmann [39], Sancer [40] y Nieto-Vesperinas [41]. Este método es del primer tipo mencionado anteriormente, las condiciones a la frontera son unicamente aproximadamente satisfechas y el campo esparcido resultante de este campo de superficie aproximado es calculado. El campo de la superficie total $E_t(x, y, z)$ es estimado como

$$E_t(x, y, z) = (1 + R)E_i(x, y, z) \quad (2.1.3)$$

donde $E_i(x, y, z)$ es el campo incidente y R es el coeficiente de reflexión local de Fresnel en el punto (x, y, z) . Esto simplemente esta indicando que el campo total en un punto es la suma del campo incidente y el campo reflejado en el punto. Dado que el coeficiente de reflexión de Fresnel es calculado para una superficie plana, hay una limitación inmediata en el rango de validez del método, esta será que la superficie debe ser localmente plana. Otra forma de indicar esta condición es que el radio de curvatura del perfil de la superficie en cualquier punto debe ser grande comparado con la longitud de onda incidente. De la ecuación 2.1.3 se puede observar que este método es una aproximación de esparcimiento individual, dado que el campo total en cualquier punto, depende del campo incidente únicamente en ese punto y no depende de la onda incidente en cualquier otro punto de la superficie. Es también claro que el sombreado debería ser tomado en cuenta para dar un resultado físicamente más realista [40]. La cuestión de la región de validez de la aproximación de Kirchhoff ha sido abordada numéricamente por Nieto-Vesperinas y Soto-Crespo [42] y por Thorsos [43]. Ambos comparando los resultados de la óptica física con el resultado del cálculo exacto usando el teorema de extinción [38].

En la presente sección se describirá el método de extinción el cual proporciona resultados precisos de la distribución de intensidad esparcida pero este no proporciona una visión del mecanismo físico involucrado del esparcimiento en superficies rugosas. La principal limitación del método de extinción es que no es posible separar términos de esparcimiento individual y múltiple esparcimiento, además no proporciona información sobre el efecto que tiene el sombreado del campo incidente y el campo esparcido en el patrón de esparcimiento. Un método el cual permite

separar estos posibles efectos físicos es la aproximación de Kirchhoff, este método además nos da una visión mas clara del mecanismo físico involucrado ya que es posible estudiar el campo esparcido en función de los términos por separado. Ambos métodos son estudiados en este capítulo, se hace la descripción del método de extinción y se exponen las limitaciones del mismo, una vez estudiado como una introducción el método de extinción, se presenta el desarrollo de la aproximación de Kirchhoff, el cual es la base teórica de las simulaciones numéricas con las que se comparan los resultados experimentales del Capítulo 4.

2.2. Método de extinción

El método de extinción usualmente es usado para proporcionar soluciones numéricas al problema de esparcimiento de superficies rugosas de cualquier material. Los cálculos con este método dan curvas de distribución de intensidad esparcida que pueden ser comparadas con resultados experimentales y también se pueden comparar con cálculos de otros métodos, particularmente con la aproximación de Kirchhoff.

El punto de partida para este método es la ecuación integral de Helmholtz-Kirchhoff [44] para un campo $\varphi(x, z)$, este campo puede ser eléctrico o magnético derivado de las ecuaciones de Maxwell para el caso (cilíndrico) unidimensional, para el campo eléctrico la ecuación esta dada por [45]

$$\left. \begin{array}{l} \varphi(x, z) \\ 0 \end{array} \right\} = \frac{i}{4} \int_{\Gamma} (\varphi_s(x', z') \frac{\partial H(kr)}{\partial n} - H(kr) \frac{\partial \varphi_s(x', z')}{\partial n}) ds' \quad (2.2.1)$$

donde $\varphi(x, z)$ es el campo cuando el punto (x, z) esta dentro del área definida por la superficie cerrada Γ la cual rodea el punto (x, z) y es cero cuando el punto esta fuera de esta área. El punto (x', z') esta en la superficie γ y n es el normal a la superficie en el punto dirigido hacia el área. $H(kr)$ es la función de Green unidimensional dada por la función de Hankel de orden cero de primer tipo $H_0^{(1)}(kr)$ [44], r es el parámetro que nos da la distancia del punto (x, z) a (x', z') , k es el vector de onda en el material particular a través del cual se propaga la onda esparcida (usualmente espacio libre). El vector de onda k esta relacionado con el vector de onda en espacio libre (k_0) por $k = k_0 n$, donde n es el índice de refracción del material.

Supongamos que consideramos la geometría de la Figura 2.1, se puede observar el perfil de la superficie que divide dos áreas donde Γ_1 es la superficie en el espacio libre y Γ_2 es la superficie del material.

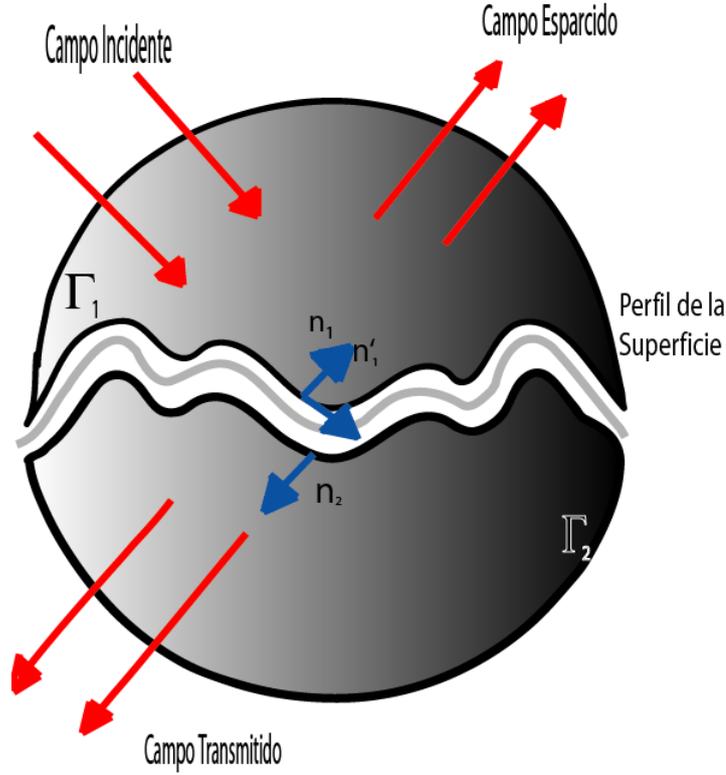


Figura 2.1: Geometría matemática de esparcimiento [38]

Entonces de la ecuación 2.2.1 podemos establecer dos ecuaciones, una para el vector de onda k_0 y otra para el vector de onda $k = k_0 n$, donde n es el índice de refracción en el medio mas bajo.

$$\left. \begin{array}{l} (x, z) \in \Gamma_1 \rightarrow \varphi(x, z) \\ (x, z) \notin \Gamma_1 \rightarrow 0 \end{array} \right\} = \varphi_i(x, z) + \frac{i}{4} \int_{\Gamma_1} (\varphi_{s1}(x', z') \frac{\partial H(k_0 r)}{\partial n_1} - H(k_0 r) \frac{\partial \varphi_{s1}(x', z')}{\partial n_1}) ds_1 \quad (2.2.2)$$

y

$$\left. \begin{array}{l} (x, z) \in \Gamma_2 \rightarrow \varphi(x, z) \\ (x, z) \notin \Gamma_2 \rightarrow 0 \end{array} \right\} = \frac{i}{4} \int_{\Gamma_2} (\varphi_{s2}(x', z') \frac{\partial H(kr)}{\partial n_2} - H(k_0 r) \frac{\partial \varphi_{s2}(x', z')}{\partial n_2}) ds_2 \quad (2.2.3)$$

donde $\varphi_i(x, z)$ es el campo incidente en el punto (x, z) y es conocido.

Las variables de las ecuaciones 2.2.2 y 2.2.3 son $\varphi_{s1}(x', z')$ y $\varphi_{s2}(x', z')$, además sus

derivadas normales están dadas por $\partial\varphi_{s1}(x', z')/\partial n_1$ y $\partial\varphi_{s2}(x', z')/\partial n_2$, respectivamente. Por lo tanto, encontrando estas variables, podemos encontrar el campo esparcido y el campo transmitido $\varphi_{sc}(x, z)$ y $\varphi_{tr}(x, z)$ que están dados por las ecuaciones

$$\varphi_{sc}(x, z) = \frac{i}{4} \int_{\Gamma_1} (\varphi_{s1}(x', z') \frac{\partial H(k_0 r)}{\partial n_1} - H(k_0 r) \frac{\partial \varphi_{s1}(x', z')}{\partial n_1}) ds_1 \quad (2.2.4)$$

$$\varphi_{tr}(x, z) = \frac{i}{4} \int_{\Gamma_2} (\varphi_{s2}(x', z') \frac{\partial H(kr)}{\partial n_2} - H(kr) \frac{\partial \varphi_{s2}(x', z')}{\partial n_2}) ds_2 \quad (2.2.5)$$

Dados los campos como se muestran en las ecuaciones 2.2.4 y 2.2.5, podemos reducir las variables de 4 a 2, ya que los campos de la superficie y sus derivadas normales solo un poco dentro del medio (Γ_2) y a las afueras del medio (Γ_1) están conectados por las condiciones de frontera derivadas de las ecuaciones de Maxwell [37].

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) &= 0 \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) &= 4\pi\rho \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) &= 0 \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

donde \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{H} y \mathbf{B} son cantidades de campo vectorial usuales [37], además ρ y \mathbf{J} son la carga superficial y la distribución de corriente respectivamente. De lo anterior podemos decir que solo se requieren dos expresiones que involucran los campos de la superficie. Estas son las ecuaciones igualadas a cero de las ecuaciones 2.2.2 y 2.2.3 las cuales están dadas por

$$\varphi_i(x, z) = -\frac{i}{4} \int_{\Gamma_1} (\varphi_{s1}(x', z') \frac{\partial H(k_0 r)}{\partial n_1} - H(k_0 r) \frac{\partial \varphi_{s1}(x', z')}{\partial n_1}) ds_1 \quad (2.2.7)$$

$$0 = \frac{i}{4} \int_{\Gamma_2} (\varphi_{s2}(x', z') \frac{\partial H(kr)}{\partial n_2} - H(kr) \frac{\partial \varphi_{s2}(x', z')}{\partial n_2}) ds_2 \quad (2.2.8)$$

La interpretación física de estas ecuaciones es en términos de una condición de frontera no local [46]. Lo que indica que los campos son tales que el campo incidente con el vector de onda k_0 es cancelado en todos lados dentro del medio (i.e. la parte igualada a cero de la ecuación 2.2.2) y remplazado por un vector de onda de campo $k_0 n$ el cual es el campo real transmitido (la parte diferente de cero de la ecuación 2.2.3). Combinado con esto el campo con vector de onda $k_0 n$ no debe tener contribución arriba de la superficie, fuera del material, ya que claramente no hay presencia de dicho campo (i.e. la parte igualada a cero en la ecuación 2.2.3) y el campo reflejado esta dado por la contribución del termino del vector de onda k_0 (i.e. el término diferente de cero en la ecuación 2.2.2) [38].

Para poder resolver este sistema de ecuaciones en una computadora usando una cantidad de memoria y tiempo de computo razonable, las ecuaciones deben ser discretizadas [47], [48]. Entonces, se debe dividir la longitud de la superficie en segmentos de una longitud adecuadamente pequeña (Figura 2.2).

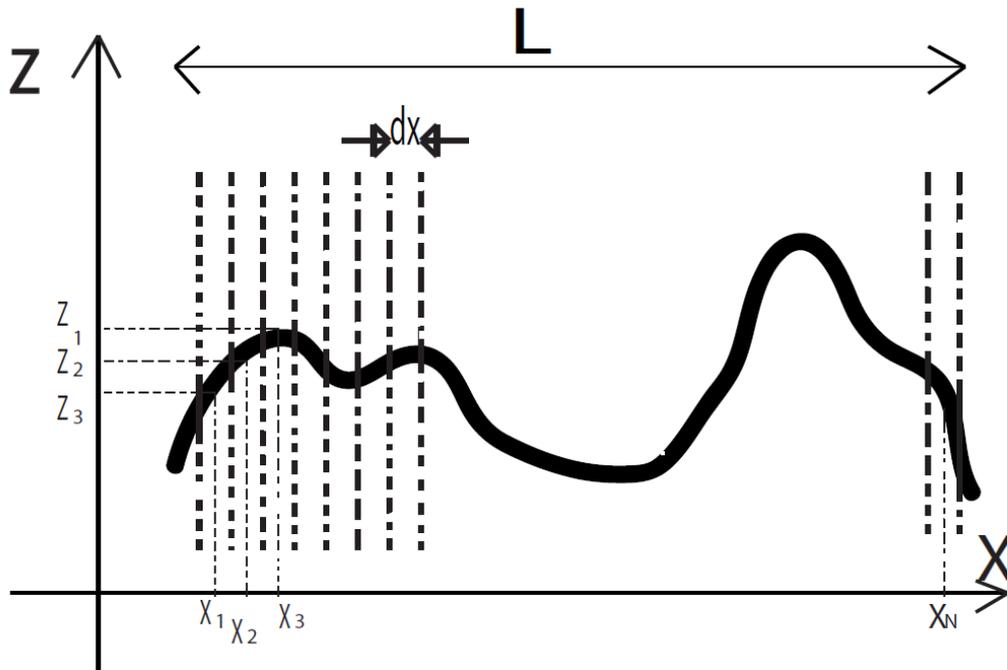


Figura 2.2: *Discretización de la superficie [38].*

La longitud finita L de la superficie se divide en N secciones cada una de longitud dx , $L=Ndx$. Hay $N-1$ puntos a lo largo de la dirección- X , $x_1, x_2, x_3, \dots, x_N$ y $N-1$ valores de las alturas obtenidos suponiendo que el perfil sigue una línea recta dentro de cada segmento de gradiente

$$m_u = \frac{z_{u+1/2} - z_{u-1/2}}{x_{u+1/2} - x_{u-1/2}}. \quad (2.2.9)$$

El subíndice 1/2 indica el valor medio entre las x'_u s de la superficie. La distancia dx es determinada del estudio numérico para una superficie particular la cual tiene que dar una buena conservación de energía y reciprocidad.

Para discretizar las ecuaciones 2.2.7 y 2.2.8 se requiere la siguiente expresión:

$$\frac{\partial H_0^{(1)}(kr)}{\partial n} = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}) H_1^{(1)}(kr) \quad (2.2.10)$$

donde $H_1^{(1)}(kr)$ es la función de Henkel de primer orden de primer tipo y \mathbf{k} es el vector de onda esparcido en la dirección entre la fuente y el punto de detección. La longitud del segmento de superficie ds_u esta dado por

$$ds_u = \sqrt{(dx^2 + dz_u^2)} = \sqrt{(1 + m_u^2)} dx \quad (2.2.11)$$

donde $dz_u = z_{u+1/2} - z_{u-1/2}$. También, de la figura 2.1, las normales están relacionada por $\mathbf{n}_2 = -\mathbf{n}_1$.

La ecuación 2.2.7 requiere un punto de observación fuera de Γ_1 usando el vector de onda k_0 . Permitiendo que la superficie Γ_1 vaya infinitesimalmente cerca de la superficie de arriba, es decir, que el campo incidente tomé los valores en los puntos sobre la superficie. Si el punto de observación es en Γ_2 y se permite ir infinitesimalmente cerca de la superficie de abajo, ambos puntos (x, y) y (x', y') se puede decir que se encuentran en la superficie. Lo mismo puede decirse para la ecuación 2.2.8 con el punto de observación ahora infinitesimalmente arriba de la superficie y el punto fuente infinitesimalmente abajo. Esto se puede escribir de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \varphi_i(x_v, z_v) = & -\frac{i}{4} \sum_{u=1}^N \int_{(u-1/2)dx}^{(u+1/2)dx} (\varphi_{s_1}(x_u, z_u) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_{1u}) H_1^1(k_0 r) \sqrt{(1 + m_u^2)} dx \\ & - \varphi'_{s_1}(x_u, z_u) \sqrt{(1 + m_u^2)} dx H_0^1(k_0 r)) dx \end{aligned} \quad (2.2.12)$$

$$0 = -\frac{i}{4} \sum_{u=1}^N \int_{(u-1/2)dx}^{(u+1/2)dx} (\varphi_{s_2}(x_u, z_u) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_{1u}) H_1^1(kr) \sqrt{(1+m_u^2)} dx - \varphi'_{s_2}(x_u, z_u) \sqrt{(1+m_u^2)} dx H_0^1(k_0r)) dx \quad (2.2.13)$$

donde la integral sobre toda la superficie es remplazada por la suma de integrales sobre cada segmento del perfil de la superficie, la derivada parcial con respecto a la normal \mathbf{n}_1 del campo de la superficie ha sido escrita como $\varphi'_s(x_u, z_u)$ y $r = \sqrt{(x_v - x_u)^2 + (z_v - z_u)^2}$. Si la división de la superficie fuera lo suficientemente pequeña entonces los términos de campo de la superficie pueden ser tomados como constantes sobre cada segmento y la ecuación 2.2.12 y 2.2.13 discretizadas quedarían de la siguiente forma,

$$\varphi_i(x_v, z_v) = -\frac{i}{4} \sum_{u=1}^N \varphi_{s_1}(x_u, z_u) \int_{(u-1/2)dx}^{(u+1/2)dx} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_{1u}) H_1^1(k_0r) \sqrt{(1+m_u^2)} dx - \varphi'_{s_1}(x_u, z_u) \sqrt{(1+m_u^2)} dx \int_{(u-1/2)dx}^{(u+1/2)dx} H_0^1(k_0r) dx \quad (2.2.14)$$

$$0 = -\frac{i}{4} \sum_{u=1}^N \varphi_{s_2}(x_u, z_u) \int_{(u-1/2)dx}^{(u+1/2)dx} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_{1u}) H_1^1(k_0r) \sqrt{(1+m_u^2)} dx - \varphi'_{s_2}(x_u, z_u) \sqrt{(1+m_u^2)} dx \int_{(u-1/2)dx}^{(u+1/2)dx} H_0^1(kr) dx \quad (2.2.15)$$

Por lo tanto el campo esparcido $\varphi_{sc}(x, z)$, puede ser encontrado computacionalmente únicamente sustituyendo las variables del campo de la superficie dentro de la forma discretizada de la ecuación 2.2.4, para encontrar dichas variables es necesario utilizar las condiciones de frontera presentadas en las ecuaciones 2.2.6 y además utilizar la aproximación de observación de campo lejano (cuando $r \rightarrow \infty$)¹ [38].

En el método de extinción todos los posibles efectos deben ser incluidos en el

¹El desarrollo completo para encontrar el campo $\varphi_{sc}(x, z)$ se encuentra en [38], no se especifican todas las condiciones para encontrar esta ecuación ya que el método de extinción se presenta como una introducción a la teoría utilizada en el presente trabajo de tesis, es decir, la Aproximación de Kirchhoff que se desarrollará en la siguiente sección.

valor calculado del campo de superficie, incluyendo términos de múltiple esparcimiento y sombreado. En el método tratado en el presente capítulo los términos de esparcimiento simple y múltiple no pueden ser separados, por lo tanto, el efecto de doble esparcimiento no puede ser encontrado. El método de Kirchhoff puede separar estos posibles efectos físicos.

2.3. Aproximación Escalar de Kirchhoff para esparcimiento individual (Single-Scatter)

La teoría de Kirchhoff², también conocida como teoría de plano tangente o teoría de la óptica física, es la teoría mas extensamente utilizada en el estudio de esparcimiento de ondas en superficies rugosas. Esto debido quizás a dos principales razones: la teoría tiene unas bases físicas fácilmente entendibles, en algún limite importante, conduce a una expresión analítica relativamente simple para la amplitud de campo esparcido, siendo esta fácilmente comparada con el experimento. La mayor objeción a esta teoría es que, de acuerdo con muchas aproximaciones físicamente intuitivas, esta precisión no es fácilmente cuantificable.

La teoría de Kirchhoff proporciona una aproximación para el campo de ondas en la superficie de un esparsor. Cualquier punto en un esparsor es tratado como si este fuera parte de un plano infinito, paralelo a la tangente local de superficie. La teoría es por lo tanto exacta para un esparsor infinito, suave y plano, pero es aproximada para esparsores que tienen un tamaño finito, no plano o rugoso. Cuanto mayor es la rugosidad, en cierto sentido, mas pobre es la aproximación.

La aproximación de Kirchhoff es utilizada en conjunción con una formula integral, para dar una expresión para el campo esparcido a cierta distancia de un esparsor en términos del campo de la superficie aproximado. La formula integral depende de la naturaleza del campo (ondas electromagnéticas, ondas acústicas u ondas elásticas) y, si es necesario, su polarización [1].

²El método de plano tangente que estudia el esparcimiento de ondas de superficies rugosas tiene sus orígenes en el estudio de difracción de la luz por una abertura (Kirchhoff 1891) donde se asume que el campo esparcido en cualquier punto se determina por el campo incidente en los puntos a lo largo de la abertura. El nombre de "teoría de Kirchhoff" se deriva de esta analogía.

2.3.1. Formulación de la Aproximación de Kirchhoff (Single-Scatter)

La aproximación de Kirchhoff aproxima el campo de la superficie total y su derivada normal, de tal forma que el resultado puede ser interpretado en términos del mecanismo físico involucrado. Nuevamente el campo esparcido para la aproximación general de Kirchhoff sera obtenido y discretizado para poder estudiar el comportamiento en una computadora.

El campo de superficie usado es

$$\varphi_{s_1}(x', z') = (1 + R)\varphi_{inc}(x', z'), \quad (2.3.1)$$

donde R es coeficiente de reflexión de Fresnel para la superficie del material a un ángulo local de incidencia, $\varphi_{inc}(x', z')$ es el campo incidente en el punto sobre la superficie (x', z') .

La interpretación física de esta ecuación es que aproxima el campo total en un punto sobre la superficie por la suma del campo incidente y el campo localmente reflejado en ese punto. Esto es claramente una aproximación de esparcimiento individual, tal que, el campo total en cualquier punto depende unicamente del campo incidente en el punto y su coeficiente de reflexión en el mismo punto. En particular el campo total no depende del campo en cualquier otro punto sobre la superficie. Entonces de la ecuación 2.3.1 podemos obtener la derivada normal de forma directa por

$$\frac{\partial \varphi_{s_1}(x', z')}{\partial n} = i(1 - R)\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{n}\varphi_{inc}(x', z') \quad (2.3.2)$$

esta aproximación tiene validez tomando en cuenta los coeficientes de Fresnel. Estos son derivados como coeficientes de reflexión de superficies planas [37]. Si la superficie fuera totalmente plana la aproximación sería exactamente la solución correcta. Para superficies rugosas la aproximación será valida si la superficie parece ser plana sobre una región suficientemente grande alrededor del punto de interés, o de otra manera podemos decir que el radio de curvatura de la superficie en cada punto debe ser mas largo que la longitud de onda. En la Figura 2.3 se muestran tres diferentes radios de curvatura y las tangentes locales son comparadas. Para un radio de curvatura mas grande la tangente local será una mejor aproximación, a diferencia de partes de la superficie con estructura mas afilada donde los radios

de curvatura son mas pequeños, en este caso el perfil real de la superficie cambia muy rápidamente y la aproximación puede no ser muy precisa.

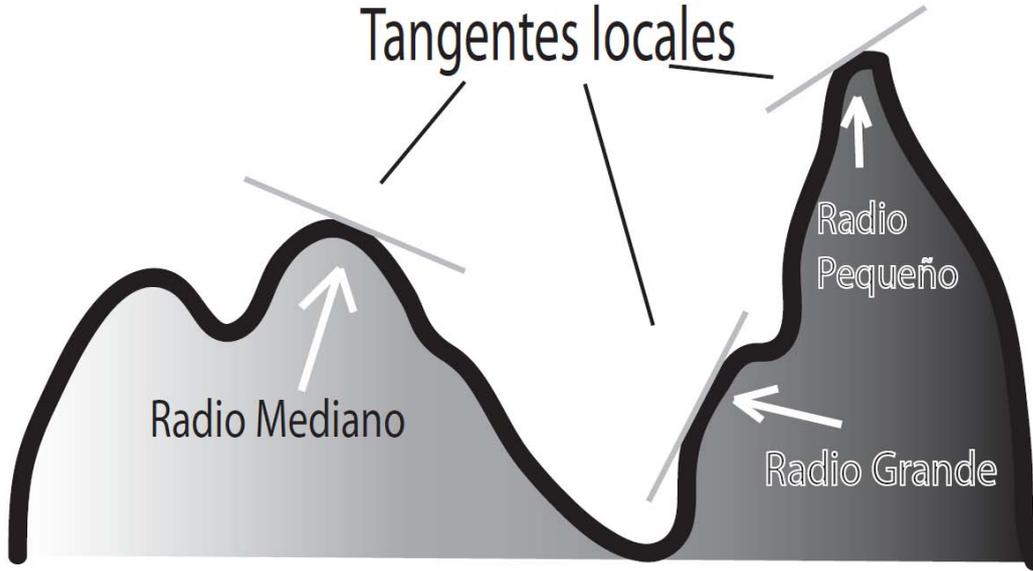


Figura 2.3: Validez de la aproximación de Kirchhoff.

Si sustituimos las ecuaciones 2.3.1 y 2.3.2 en la ecuación 2.2.4 obtenemos

$$\varphi_{sc}(x, z) = \frac{i}{4} \int_{\Gamma_1} ((1+R)\varphi_{inc}(x', z') \frac{\partial H_0^{(1)}(k_0 r)}{\partial n_1} - H_0^{(1)}(k_0 r) i(1-R) \mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{n} \varphi_{inc}(x', z')) ds_1 \quad (2.3.3)$$

Ahora tomamos el campo incidente como una onda plana de amplitud unitaria

$$\varphi_{inc}(x', z') = e^{i\mathbf{k}_{inc} \mathbf{r}'} \quad (2.3.4)$$

(despreciando la dependencia temporal wt) donde \mathbf{r}' es el vector (x', z') . Dado que se requiere el campo esparcido en la zona lejana, entonces se requiere el valor de los términos de la Función de Hankel cuando $r \rightarrow \infty$, estos límites para campo lejano están dados por [49]

$$\lim_{r \rightarrow \infty} H_0^{(1)}(k_0 r) = \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \quad (2.3.5)$$

y

$$\lim_{r \rightarrow \infty} H_1^{(1)}(k_0 r) = \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{3\pi}{4})} \quad (2.3.6)$$

El factor r en estas dos ecuaciones debe ser removido para permitir el cálculo (ya que es infinito).

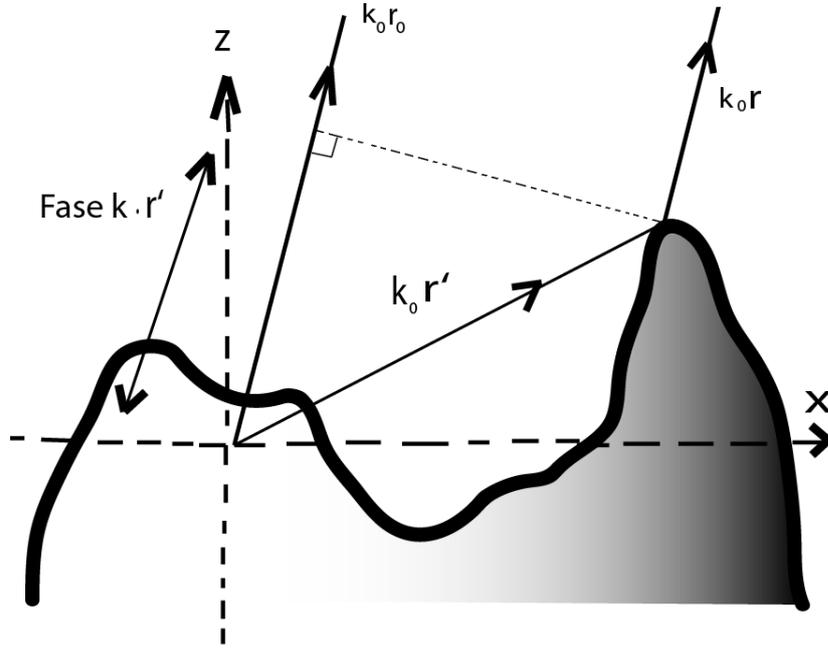


Figura 2.4: Propagación del campo lejano [38].

Entonces de la Figura 2.4 el término exponencial puede ser escrito como

$$e^{i(k_0 r)} = e^{i(k_0 r_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}')} \quad (2.3.7)$$

entonces

$$\lim_{r \rightarrow \infty} H_0^{(1)}(k_0 r) = \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i k_0 r_0} e^{i(-\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}' - \frac{\pi}{4})} \quad (2.3.8)$$

y

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial H_0^{(1)}(k_0 r)}{\partial n} = \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}) e^{i k_0 r_0} e^{i(-\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}' - \frac{3\pi}{4})} \quad (2.3.9)$$

Sustituyendo la ecuación 2.3.4, 2.3.8 y 2.3.9 dentro de la ecuación 2.3.3 nos da

$$\varphi_{sc}^{\infty}(x, z) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \int_{\Gamma} e^{i(\mathbf{k}_{inc} - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}'} ((1 + R)\mathbf{k} \cdot \mathbf{n} - (1 - R)\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{n}) ds_1 \quad (2.3.10)$$

lo cual puede ser simplificado como

$$\varphi_{sc}^{\infty}(x, z) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \int_{\Gamma} e^{i(\mathbf{k}_{inc} - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}'} ((\mathbf{k} + \mathbf{k}_{inc}) \cdot \mathbf{n} + R(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{inc}) \cdot \mathbf{n}) ds_1 \quad (2.3.11)$$

así, hemos separado el término dependiente del coeficiente de reflectividad R .

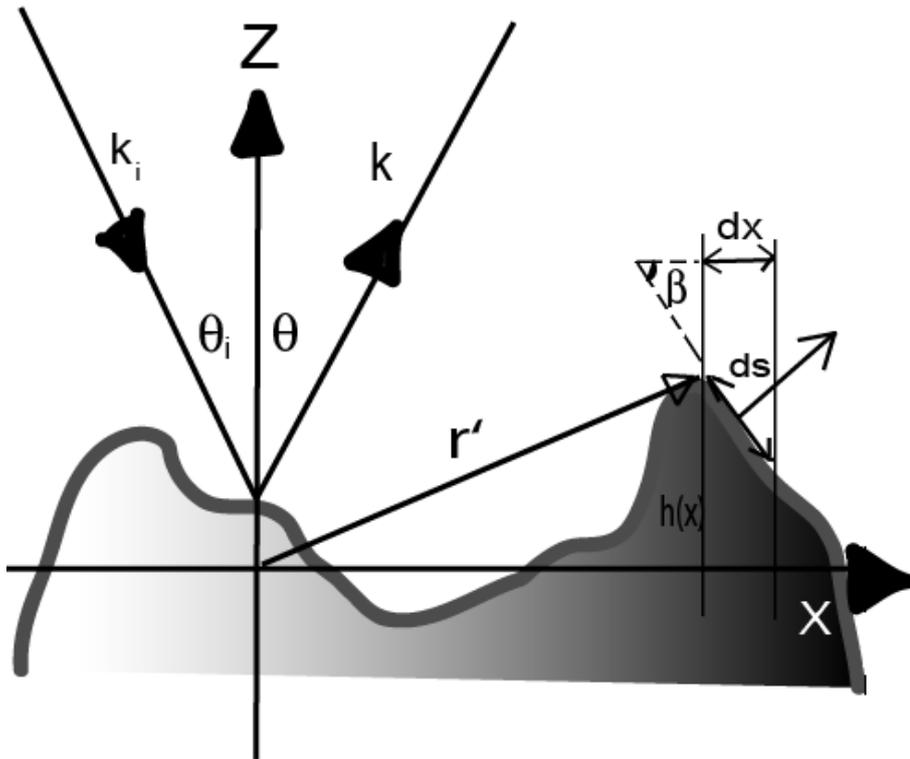


Figura 2.5: Geometría de la Aproximación de Kirchhoff [38].

Usando la Figura 2.5 podemos escribir las siguientes expresiones

$$\mathbf{k}_i = k_0 \sin \theta_{inc} \mathbf{x} - k_0 \cos \theta_{inc} \mathbf{z}$$

$$\mathbf{k} = k_0 \sin \theta \mathbf{x} - k_0 \cos \theta \mathbf{z} \quad (2.3.12)$$

$$\mathbf{r}' = x \mathbf{x} + h(x) \mathbf{z} \quad (2.3.13)$$

$$\mathbf{n} = -\sin \beta \mathbf{x} + \cos \beta \mathbf{z} \quad (2.3.14)$$

$$ds = \frac{dx}{\cos \beta} \quad (2.3.15)$$

$$\tan \beta = \frac{dh(x)}{dx} = h'(x) \quad (2.3.16)$$

dando

$$\begin{aligned} \varphi_{sc}^{\infty}(\theta_{inc}, \theta) &= \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \int_{\Gamma_1} e^{i[k_0(\sin \theta_{inc} - \sin \theta)x - k_0(\cos \theta_{inc} + \cos \theta)h(x)]} \\ &\quad \times [-k_0(\sin \theta + \sin \theta_{inc})h'(x) + k_0(\cos \theta - \cos \theta_{inc}) \\ &\quad - Rk_0(\sin \theta - \sin \theta_{inc})h'(x) + Rk_0(\cos \theta + \cos \theta_{inc})] dx \end{aligned} \quad (2.3.17)$$

R es función del ángulo local de incidencia la cual varía con x , por lo que debe estar dentro de la integral. Para poder realizar el cálculo en la computadora es necesario representar la superficie como una serie de puntos discretos a lo largo del eje X con valores discretos de las alturas. La superficie entre esos puntos $(x, h(x))$ es aproximada como una línea recta. La aproximación es razonable si el valor de la separación de los puntos en el eje X es suficientemente pequeña tal que la

curvatura de la superficie pueda ser despreciada. El ángulo entre la dirección de la onda incidente y la normal a la superficie es, por lo tanto, constante sobre cada uno de los pequeños segmentos de superficie tal que la dirección normal es constante. Esto significa que el coeficiente de reflexión es una constante en el integrando para el termino integral sobre los pequeños segmentos de superficie. Después de dividir la superficie en segmentos en la ecuación integral 2.3.17, la ecuación puede ser dividida como la suma de integrales sobre las partes mas pequeñas de la superficie

$$\begin{aligned} \varphi_{sc}^{\infty}(\theta_{inc}, \theta) &= \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \sum_{(j-1)\Delta x}^{j=N} \int_{(j-1)\Delta x}^{j\Delta x} (e^{i[k_0(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)x - k_0(\cos\theta_{inc} + \cos\theta)h(x)]} \\ &\quad \times [-k_0(\sin\theta + \sin\theta_{inc})h'(x) + k_0(\cos\theta - \cos\theta_{inc}) \\ &\quad - R_j k_0(\sin\theta - \sin\theta_{inc})h'(x) + R_j k_0(\cos\theta + \cos\theta_{inc})] dx \end{aligned} \quad (2.3.18)$$

Reescribiendo una parte de la integral de la siguiente manera, tenemos

$$\begin{aligned} I &= [-k_0(\sin\theta + \sin\theta_{inc}) - R_j k_0(\sin\theta - \sin\theta_{inc})] \\ &\quad \times \int_{(j-1)\Delta x}^{j\Delta x} h'(x) e^{-i[k_0(\cos\theta_{inc} + \cos\theta)h(x)]} e^{i[k_0(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)x]} dx \end{aligned} \quad (2.3.19)$$

Donde el coeficiente de reflexión ha sido sacado de la integral, ya que este es una constante sobre cada segmento. La integral puede ser integrada por partes, de tal forma que podemos escribir la integral por partes como sigue:

$$\int_0^L u(x)v(x)dx = [u(x) \int v(x)dx]_0^L - \int_0^L \frac{du(x)}{dx} v(x)dx \quad (2.3.20)$$

entonces

$$\begin{aligned} u(x) &= e^{ik_0(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)x} \\ v(x) &= h'(x) e^{ik_0(\cos\theta_{inc} + \cos\theta)h(x)} \end{aligned} \quad (2.3.21)$$

los términos de la integral quedan de la siguiente manera

$$I = [-k_0(\sin\theta + \sin\theta_{inc}) - Rk_0(\sin\theta - \sin\theta_{inc})]$$

$$\left(-\frac{1}{ik} \frac{1}{(\cos\theta + \cos\theta_{inc})} \right) [e^{ik_0((\sin\theta_{inc}-\sin\theta)x+(\cos\theta_{inc}+\cos\theta)h(x))}]_{(j-1)\Delta x}^{j\Delta x} \quad (2.3.22)$$

$$+ \left(\frac{(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)}{\cos\theta_{inc} + \cos\theta} \right) \int_{(j-1)\Delta x}^{j\Delta x} e^{ik_0((\sin\theta_{inc}-\sin\theta)x+(\cos\theta_{inc}+\cos\theta)h(x))} dx$$

El primer término del lado derecho de la ecuación 2.3.22, es decir

$$\left(-\frac{1}{ik} \frac{1}{(\cos\theta + \cos\theta_{inc})} \right) [e^{ik_0((\sin\theta_{inc}-\sin\theta)x+(\cos\theta_{inc}+\cos\theta)h(x))}]_{(j-1)\Delta x}^{j\Delta x} \quad (2.3.23)$$

puede ser tomado separadamente. Al sumar este término sobre toda la superficie (todos los valores de j) la integral de los segmentos vecinos estarán dados por

$$\dots + [f(x)]_{(j-2)\Delta x}^{(j-1)\Delta x} + [f(x)]_{(j-1)\Delta x}^{j\Delta x} + [f(x)]_{j\Delta x}^{(j+1)\Delta x} + \dots \quad (2.3.24)$$

donde $[f(x)]$ representa el término en corchetes cuadrados en la ecuación 2.3.23. Escribiendo esto en su totalidad nos queda

$$\dots + f((j-1)\Delta x) - f((j-2)\Delta x) + f(j\Delta x) - f((j-1)\Delta x) + f((j+1)\Delta x) - f(j\Delta x) + \dots \quad (2.3.25)$$

de modo que los términos de los segmentos vecinos se anulan. Únicamente los términos que contiene la diferencia entre los valores en los extremos de la superficie iluminada contribuirán al resultado final

$$- \left(\frac{1}{ik} \right) \left(\frac{1}{(\cos\theta + \cos\theta_{inc})} \right) [e^{ik_0((\sin\theta_{inc}-\sin\theta)x+(\cos\theta_{inc}+\cos\theta)h(x))}]_{-L}^L \quad (2.3.26)$$

donde L es la mitad de la longitud de la superficie iluminada, se puede mostrar que este término es un efecto de borde el cual es despreciable comparado con la parte integral de la ecuación 2.3.22. Si se consideran 2 superficies S y S' ambas son muchísimo mas grandes que la longitud de onda de la luz de iluminación $L \gg \lambda$ y $L' \gg \lambda$, y S' ligeramente mas grande que S . Suponiendo que la altura de la superficie al final tenderá suavemente a cero, $h(L) = h(L') = h(-L) = h(-L') = 0$ entonces la ecuación 2.3.26 nos queda para la superficie S'

$$-\left(\frac{1}{ik}\right) \left(\frac{1}{(\cos\theta + \cos\theta_{inc})}\right) \left[e^{ik_0((\sin\theta_{inc} - \sin\theta)L')} - e^{-ik_0((\sin\theta_{inc} + \sin\theta)L')} \right] \quad (2.3.27)$$

si ahora simplificamos obtendremos

$$-\left(\frac{1}{ik}\right) \left(\frac{1}{(\cos\theta + \cos\theta_{inc})}\right) \left(\frac{\sin(k_0(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)L')}{2i}\right) \quad (2.3.28)$$

Para $\theta_{inc} = \theta$ la ecuación 2.3.28 es proporcional a $\sin(\sin 0)$ lo cual es 0. Para esparcimiento arriba de la superficie el valor mas grande de $(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)$ es 2 lo cual ocurre para $\theta_{inc} = 90^\circ$ y $\theta = -90^\circ$. Para este caso el término *seno* esta dado por

$$\sin\left(\frac{2L'2\pi}{\lambda}\right) \quad (2.3.29)$$

y para que este término vaya a cero se requiere que $4L'/\lambda$ sea un entero tal que $\sin(N\pi) = 0$ para cualquier entero N . Por lo tanto la condición para la longitud de la superficie es

$$L' = N \left(\frac{\lambda}{4}\right) \quad (2.3.30)$$

Y así el cambio mas largo en la longitud necesita satisfacer esta condición $\lambda/4$ ya que los posibles valores para la longitud están separados $\lambda/4$. Por lo tanto, este argumento muestra que el efecto de los términos dados por la ecuación 2.3.26 pueden ser eliminados para despreciar a lo mas $\lambda/4$ en los bordes de la superficie (es decir, este es el termino de efecto de borde). Ya que supusimos que la longitud de

la superficie era mucho mas pequeña que la longitud de onda, el esparcimiento de S y S' deben ser muy similares incluso cuando el efecto de borde es eliminado mediante la reducción de la longitud S' por una cantidad muy pequeña. Por tanto el efecto de este término debe ser despreciablemente pequeño, así este término puede ser ignorado en la ecuación 2.3.22. La condición de que la longitud de la superficie sea mucho mas grande que la longitud de onda será asumida para mantener todas las superficies consideradas.

Ahora, si sustituimos la ecuación 2.3.22 en la ecuación 2.3.18 nos da

$$\begin{aligned}
 \varphi_{sc}^{\infty}(\theta_{inc}, \theta) &= \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \\
 &\times \sum_{j=0}^{j=N} \left(I + \int_{(j-1)\Delta x}^{j\Delta x} (e^{i[k_0(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)x - k_0(\cos\theta_{inc} + \cos\theta)h(x)]} \right. \\
 &\quad \left. \times [k_0(\cos\theta - \cos\theta_{inc}) + R_j k_0(\cos\theta + \cos\theta_{inc})] dx \right)
 \end{aligned}
 \tag{2.3.31}$$

lo cual se puede simplificar al sustituir en la ecuación 2.3.32 los términos de la ecuación 2.3.22 que nos son despreciables por el término de efecto de borde. Entonces la expresión quedaría de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
 \varphi_{sc}^{\infty}(\theta_{inc}, \theta) &= \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \\
 &[-(\sin\theta - \sin\theta_{inc}) \left(\frac{\sin\theta_{inc} - \sin\theta}{\cos\theta_{inc} + \cos\theta} \right) + (\cos\theta + \cos\theta_{inc}) \\
 &\times \sum_{j=0}^{j=N} \int_{(j-1)\Delta x}^{j\Delta x} R_j e^{i[k_0(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)x - k_0(\cos\theta_{inc} + \cos\theta)h(x)]} dx] \\
 &+ [-(\sin\theta + \sin\theta_{inc}) \left(\frac{\sin\theta_{inc} - \sin\theta}{\cos\theta_{inc} + \cos\theta} \right) + (\cos\theta - \cos\theta_{inc}) \\
 &\times \sum_{j=0}^{j=N} \int_{(j-1)\Delta x}^{j\Delta x} e^{i[k_0(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)x - k_0(\cos\theta_{inc} + \cos\theta)h(x)]} dx]
 \end{aligned}
 \tag{2.3.32}$$

donde el término angular con R_j esta dado por

$$F(\theta_{inc}, \theta) = -(\sin\theta - \sin\theta_{inc}) \left(\frac{\sin\theta_{inc} - \sin\theta}{\cos\theta_{inc} + \cos\theta} \right) + (\cos\theta + \cos\theta_{inc}) \quad (2.3.33)$$

lo cual se reduce a

$$F(\theta_{inc}, \theta) = 2 \left(\frac{1 + \cos(\theta + \theta_{inc})}{\cos\theta + \cos\theta_{inc}} \right). \quad (2.3.34)$$

El término angular independiente de R_j es

$$F(\theta_{inc}, \theta)_{ind} = -(\sin\theta + \sin\theta_{inc}) \left(\frac{\sin\theta_{inc} - \sin\theta}{\cos\theta_{inc} + \cos\theta} \right) + (\cos\theta - \cos\theta_{inc}). \quad (2.3.35)$$

que simplemente se reduce a cero. El término integral en la ecuación 2.3.33 es aproximado por el valor del integrando en el punto medio de cada segmento multiplicado por el ancho del segmento Δx . Esto suponiendo que la curvatura de la función dada por el integrando de la ecuación 2.3.33 es despreciable sobre un segmento de la superficie. Esto conduce a que la función sea aproximada por una línea recta, una aproximación que sera valida si el ancho del segmento es suficientemente pequeño. Tomando esto en cuenta nos da finalmente la contribución del esparcimiento individual

$$\varphi_{sc}^{\infty}(\theta_{inc}, \theta) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} F(\theta_{inc}, \theta) \sum_{(j=0)}^{j=N} R_j e^{i[k_0(\sin\theta_{inc} - \sin\theta)x_j - k_0(\cos\theta_{inc} + \cos\theta)h(x_j)]} \Delta x \quad (2.3.36)$$

La ecuación 2.3.36 esta escrita en esta forma para permitir que el comportamiento sea calculado mediante el método de Monte Carlo.

2.3.2. Simulación numérica basada en la aproximación de Kirchhoff

El programa utilizado para comparar los resultados experimentales que se presentarán en el capítulo 4, calcula la intensidad de luz esparcida de una superficie rugosa unidimensional utilizando la aproximación de la óptica física utilizando la función que se presenta en la ecuación 2.3.36. Se utilizó el método de Monte Carlo para realizar las simulaciones numéricas, este método está desarrollado en las referencias [42] y [43], [50] para calcular la ecuación 2.3.36. La implementación del método a detalle para la aproximación de Kirchhoff de superficies rugosas aleatorias ha sido exhaustivamente reportado en [16, 17]- [51, 53] por lo que no repetiremos el estudio aquí. Únicamente especificaremos que nosotros estudiamos superficies que tienen estadística Gaussiana, siendo σ la desviación *rms* de alturas aleatorias, y que tienen función de correlación Gaussiana,

Capítulo 3

Experimento

En este capítulo se realiza una descripción del sistema experimental empleado para la medición del patrón de esparcimiento de superficies rugosas. Se presenta el diseño experimental y el funcionamiento de todos sus componentes, además de los detalles de la automatización del dispositivo experimental, la descripción del algoritmo, el código y las características de la adquisición de datos que permiten manejar el sistema únicamente introduciendo parámetros iniciales.

3.1. Diseño Experimental

La Figura 3.1 muestra un diagrama esquemático de la configuración del dispositivo experimental implementado para éste estudio. El primer paso consiste en proyectar el haz luminoso de un diodo láser de 633 nm de longitud de onda. El haz es espacialmente filtrado y colimado por la lente L1 de 15 cm de distancia focal. Una vez colimado el haz con un diámetro de una pulgada, incide sobre una lente esférica convergente L2 la cual tiene la función de enfocar el haz sobre la superficie de estudio (se seleccionó una lente de distancia focal de 25 milímetros). Al esparcirse la luz sobre la superficie es colectada por un medidor de potencia y energía óptica. El detector está colocado sobre una montura ligada a un brazo sobre una platina rotatoria la cual permite realizar una detección angular de la intensidad de luz esparcida. La superficie de estudio, es colocada sobre un par de platinas lineales, las cuales nos permiten mover la superficie para escanearla bidimensionalmente con una precisión menor a una micra.

Es necesario automatizar el experimento para poder realizar un número muy grande de mediciones (mayor a 2000) y al mismo tiempo tener un control más preciso y sofisticado del sistema. Por esta razón se automatizó el movimiento de las pla-

tinias, es decir, tenemos control de las mismas mediante la computadora de tal forma que se puede hacer el movimiento bidimensional y simultáneamente medir la intensidad de luz que colecta el detector óptico.

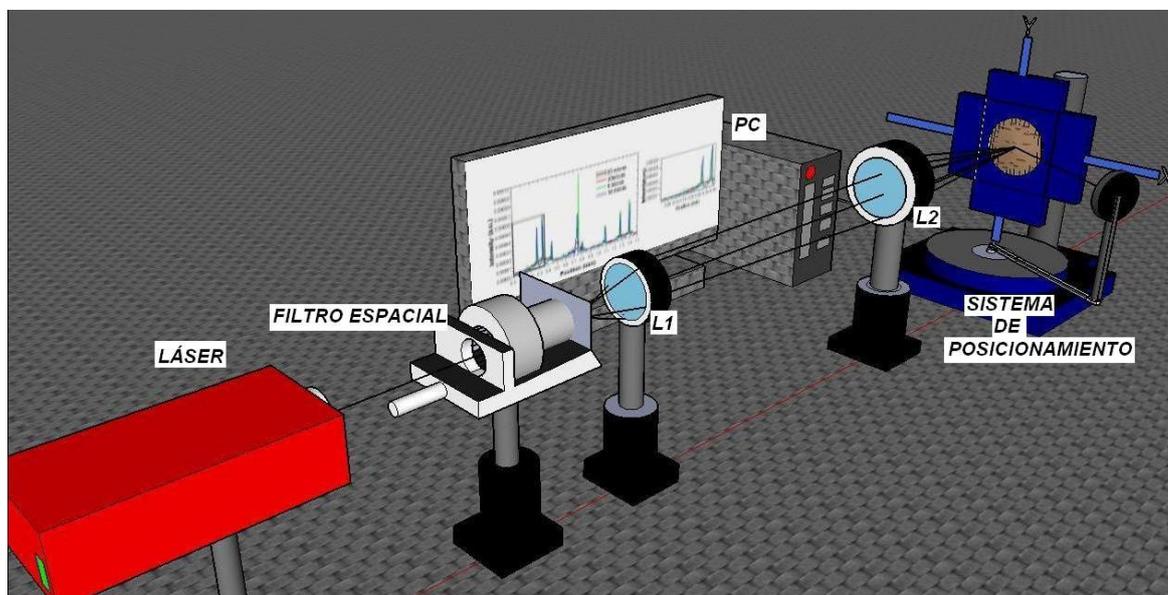


Figura 3.1: *Montaje Experimental.*

Vale la pena describir el funcionamiento de algunos componentes fundamentales de nuestro dispositivo experimental, a fin de comprender el funcionamiento de los mismos.

3.1.1. Filtrado Espacial

Un filtro espacial se basa en la óptica de Fourier [54] para filtrar un haz de luz coherente u otra radiación electromagnética. En el modelo desarrollado se usa para filtrar la salida de un láser suprimiendo cambios de intensidad debidas a imperfecciones (suciedad, ralladuras etcétera) en la óptica. Se emplea una lente convergente para enfocar el haz que, al tener estructura adicional no se concentrará en un solo punto, sino que en el plano focal creará un punto rodeado de estructura adicional correspondiente a la transformada de Fourier de la distribución de intensidad energética transversal del haz y de la pupila de la lente. La luz del centro corresponde a una onda Gaussiana casi perfecta en el plano de la transformada, siendo el resto luz con superior frecuencia espacial.

El dispositivo de filtro espacial utilizado consta de un objetivo de microscopio con distancia focal de $8,00\text{mm}$), el cual tiene un pinhole con diámetro de $15\mu\text{m}$ y

un mecanismo de posicionamiento [55]. El mecanismo de posicionamiento de precisión tiene movimientos XY que centran el pinhole en el punto focal de la lente objetivo. Haciendo pasar el haz central por el pinhole cuyo tamaño depende de la longitud de onda de la luz y de la distancia focal de la lente, se obtiene un haz Gaussiano casi perfecto a costa de reducir la intensidad. El diámetro del haz se puede calcular como se muestra en la ecuación 3.1.1:

$$D_{haz} = \frac{1,27 * \lambda * f}{d} \quad (3.1.1)$$

Donde D_{haz} es el diámetro del haz central en μm , λ la longitud de onda del láser en μm , f la distancia focal de la lente objetivo en mm y d el diámetro del haz de entrada en mm. Usando la ecuación 3.1.1 obtenemos que:

$$D_{pinhole} = 1,5 * D_{haz} \quad (3.1.2)$$

Con $D_{pinhole}$ el diámetro del pinhole y 1.5 es determinado como el factor óptimo a fin de pasar la máxima cantidad de energía, al tiempo que elimina la mayor cantidad de ruido espacial posible [55].

3.1.2. Lente Asférica Convergente

Se conocen como superficies asféricas aquellas que no son esféricas ni planas. Estas superficies son utilizadas en sistemas ópticos, por lo que la importancia de estas superficies se debe a que mediante el uso de las mismas es posible evitar los defectos presentes en las imágenes (aberraciones) tales como: aberración esférica, coma, astigmatismo y distorsión tipo barril, que son consecuencias inevitables de las superficies esféricas. La capacidad de las superficies asféricas para producir imágenes eficientes bien corregidas (o sin aberraciones) permite que los sistemas ópticos incrementen su campo de vista reduciendo el número de elementos ópticos [56].

Las superficies asféricas se dividen en dos grupos: 1) superficies de revolución con un eje de simetría; 2) superficies de revolución con dos planos de simetría.

Las superficies asféricas más utilizadas en óptica, pertenecen al primer grupo y entre ellas se encuentran las parábolas, elipses e hipérbolas. Estas son las asféricas más simples y son generadas por la revolución de una sección cónica. Para resolver problemas ópticos que no tienen simetría rotacional se utilizan las superficies de revolución con dos planos de simetría. Las ecuaciones que describen las condiciones

para obtener ambos tipos de superficies esféricas son presentadas en [56].

En el presente experimento se utiliza una lente esférica plano convexa, con una distancia focal de 25 mm de la marca Edmund. El tamaño del spot medido en la distancia focal de la lente para el haz láser(633nm) utilizado es de 3 μm . El spot se mide utilizando el método de la navaja.

3.1.3. Control de Platinas

Control Platinas Lineales

El movimiento bidimensional de las platinas lineales para mover la muestra se realiza mediante un par de *TDC001 T – CubeTM* DC Servo Motor Driver [57] estos son controladores de canal individual muy compactos lo cuales tienen un fácil control manual y automático de los servomotores de corriente continua, además cuentan con una fácil conectividad USB para operar mediante la PC. El T-Cube Driver cuenta con una interface gráfica con el usuario la cual proporciona extensas funciones de software, estas permiten aplicaciones de control de movimiento personalizado y también se pueden realizar secuencias con la interface gráfica. Si bien las platinas proporcionan un control automático mediante la PC la característica más importante por el cual se utilizaron estos drivers es por que cuenta con una biblioteca de programación compatible con muchas herramientas de desarrollo tales como LabView, Visual Basic, Visual C++, C++ Builder, Lab Windows/CVI, Matlab and Delphi. En nuestro caso particular utilizamos LabView para agregar el control de las platinas a todo el sistema de automatización del experimento.

Al ser platinas lineales nos proporcionan un movimiento con una resolución hasta de 100nm [57], así empleando un par de platinas lineales tenemos un movimiento en la dirección *horizontal* y la dirección *vertical* lo que permite desplazar la muestra en un movimiento bidimensional con una muy buena precisión.

Control Platina Rotatoria

El control de la platina rotatoria empleada para darle un movimiento angular al detector se llevo a cabo mediante una (Universal Motion Controller / Driver Model ESP300 de Newport) [58], este controlador de la platina rotatoria proporciona un sistema de control automático y manual para los 3 ejes del controlador. La platina rotatoria empleada también de Newport nos permite un movimiento angular con una precisión de una milésima de grado. Al igual que las platinas

lineales el controlador de la platina rotatoria es compatible con la computadora, en este caso la interface con la computadora es mediante la conexión RS232-C permitiendo utilizar la programación en LabView para el control automático del sistema. Se diseñó un programa para controlar el ESP300 con LabView y poder integrarlo al programa del sistema experimental completo.

3.1.4. Detector De Potencia y Energía Óptica

El dispositivo utilizado para la medición de la potencia reflejada en la superficie de estudio correspondiente fue mediante un medidor de Potencia y Energía Óptica con su correspondiente Fotodiodo Sensor de Potencia.

El fotodiodo sensor de potencia es el S120C de la Serie-C de sensores medidores de potencia de Thorlabs, una de las ventajas de este detector es el amplio rango de potencia y longitud de onda que detectan (400 nm -1000 nm), que para el laser de $\lambda = 633nm$ que estamos utilizando en el presente trabajo es adecuado. El fotodiodo se conectó al medidor de Potencia y Energía Óptica PM320E producido también por Thorlabs, éste tiene un diseño de doble canal que permite realizar medidas diferenciales, radiométricas y medidas simultáneas [59].

Además de la consola, el PM320E incluye un software de LabVIEW para la operación manual y automatizada vía PC. De esta manera tenemos un elemento compatible con el experimento planteado.

3.1.5. Superficie Rugosa

Utilizamos una superficie rugosa con propiedades de esparcimiento específicas, es decir, caracterizamos 3 superficies rugosas unidimensionales con distintas distancias de correlación ($\lambda_0 = 2,70\mu m$, $\lambda_0 = 6,75\mu m$) y $\lambda_0 = 15\mu m$ la cual controla la razón de cambio de altura de la superficie con la distancia a lo largo de la superficie, es decir, la distancia sobre la cual la función de correlación cae como $1/e$. Los valores para la desviación rms de alturas aleatorias son $\sigma = 9,95 \times 10^2 \mu m$, $\sigma = 0,75043\mu m$ y $\sigma = 0,41\mu m$ respectivamente. Las superficies fueron fabricadas en el CICESE¹

El método usual para fabricar las superficies está basado en el trabajo de P. F. Gray [32], en el cual realiza un estudio de las propiedades estadísticas de luz esparcida por pantallas de fase, Gray plantea un método el cual tiene 2 objetivos; el

¹CICESE: Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California. Proporcionadas por el Dr. Eugenio Méndez.

primero es producir superficies de un material transparente las cuales introducen modulaciones de fase suaves a un haz transmitido y el segundo objetivo es determinar las propiedades estadísticas de la modulación de fase introducida para lo cual realiza el análisis de sus resultados con una simulación. La selección de los materiales es complicada ya que es necesario hacer investigaciones experimentales por métodos mecánicos o método ópticos, en su artículo Gray describe los distintos métodos utilizados (varias técnicas fotográficas, sistemas de grabación termoplásticos, estructuras formadas por materiales foto-resistivos) para finalmente elegir el material y la técnica más adecuada para la fabricación de las superficies. En su trabajo Gray selecciona el método de películas foto-resistivas, describe claramente la fabricación y forma de generar la estructura de la superficie. Suponiendo que el material foto-resistivo tiene una respuesta lineal, hace incidir un haz láser colimado sobre un vidrio esmerilado y el patrón de speckle generado por el vidrio es proyectado sobre la película foto-resistiva a 1 metro de distancia, la forma de un solo patrón de speckle es una distribución aleatoria con probabilidad de intensidad como una exponencial negativa, por lo que al realizar una serie de exposiciones de un número determinado de patrones de speckle sobre la película foto-resistiva se obtiene una distribución gaussiana de intensidad y en consecuencia, de alturas sobre la superficie. Las superficies generadas son caracterizadas por un perfilómetro de aguja, pero esta técnica daña las superficies ya que funciona por contacto, así que se emplea un método alternativo produciendo un interferograma de la superficie usando el microscopio de interferencia de transmisión Leitz².

Con base en el método ideado por Gray, en [60] se propone un método óptico para la fabricación de superficies rugosas unidimensionales para complementar la técnica de speckle descrita por Gray. El método consiste en escanear una placa recubierta de un material foto-resistivo bajo una estrecha línea de luz, la luz se obtiene por el enfocamiento de un haz láser expandido con ayuda de una lente cilíndrica, cada tiempo de exposición es determinado por una variable aleatoria con una Función de Densidad de Probabilidad. En el artículo se describe el sistema óptico y el método de fabricación, además se presenta la descripción de la técnica matemáticamente, derivando algunas de las propiedades estadísticas de las superficies resultantes; se presentan los resultados de la caracterización estadística de algunas de las superficies generadas y son comparadas con las predicciones teóricas. El sistema básicamente consiste en pasar un láser a través de un filtro espacial para después colimar el haz con un doblete acromático, el haz es enfocado por una lente cilíndrica sobre el plano de la película foto-resistiva la cual es montada sobre un microposicionador motorizado (con una precisión de $1\mu\text{m}$), el movimien-

²Para mas detalles del método utilizado para la fabricación y caracterización de las superficies se puede consultar la referencia [32].

to del motor es controlado mediante una computadora. Si se supone una relación lineal entre el tiempo de exposición y la altura de los surcos de la muestra, entonces, la estadística del tiempo de exposición reflejara la estadística de las alturas de los surcos de la superficie. En el artículo es realizada una caracterización para conocer el perfil de las superficies fabricadas y poder establecer sus parámetros³.

El método descrito en el párrafo anterior y los parámetros son empleados en las superficies utilizadas para el experimento del presente trabajo.

3.2. Automatización del Experimento

3.2.1. Introducción a LabVIEW

LabVIEW por su acrónimo Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench. Es un lenguaje de programación gráfica usado por miles de ingenieros e investigadores para desarrollar sistemas sofisticados de medición, pruebas y control usando iconos gráficos y cables que parecen un diagrama de flujo. El software proporciona una cantidad muy grande de bibliotecas integradas para análisis avanzado y visualización de datos, para crear instrumentación virtual de forma rápida y sencilla. La empresa desarrolladora de LabVIEW es la National Instruments. Durante más de 20 años, NI LabVIEW se ha utilizado para desarrollar pruebas sofisticadas y aplicaciones de medida y control. Además de interfaces de usuario configurables; se diferenciá por ser un lenguaje de programación gráfico, con su compilador asociado, su enlazador, y herramientas de depuración.

Originalmente LabVIEW estaba orientado a aplicaciones de control de instrumentos electrónicos usadas en el desarrollo de sistemas de instrumentación, lo que se conoce como instrumentación virtual. Por esta razón los programas creados en LabVIEW se guardarán en archivos llamados VI y con la misma extensión, que significa instrumento virtual (Virtual Instrument). Relacionado con este concepto se le otorga el nombre a sus ventanas principales: un instrumento real tendrá un Panel Frontal donde estarán sus botones, pantallas y todas las herramientas para la interface con el usuario, además de una circuitería interna. En LabVIEW estas partes reciben el nombre de Panel Frontal y Diagrama de Bloques respectivamente [61] [62].

LabVIEW es diferente de la mayoría de lenguajes de programación principalmente en dos cosas. Primero, la programación gráfica en LabVIEW se desarrolla cableando iconos gráficos en un diagrama que compila directamente a código máquina

³Se pueden consultar los detalles en el artículo [60].

de modo que los procesadores del ordenador pueden ejecutarlo sin preocuparse por obtener problemas de compatibilidad. Aunque se representa gráficamente en lugar de texto, el software contiene los mismos conceptos de programación que se pueden encontrar en la mayoría de los lenguajes tradicionales. Por ejemplo, se incluyen todas las construcciones estándar tales como tipos de datos, bucles, eventos, variables, recursividad y programación orientada a objetos [63].

La segunda diferencia principal es que el código gráfico desarrollado en LabVIEW se ejecuta de acuerdo con las reglas del flujo de datos en lugar del acercamiento más tradicional que se encuentran en la mayoría de los lenguajes de programación basados en texto como C y C++. Los lenguajes de flujo de datos promueven los datos como concepto principal detrás de cualquier programa. El flujo de datos entre los nodos del programa, líneas no secuenciales de texto, determina el orden de ejecución.

Esta distinción puede ser menor a priori, pero el impacto es extraordinario ya que presenta rutas de datos entre partes del programa para ser el centro de atención del desarrollador. Los nodos en un programa de LabVIEW (funciones y estructuras como bucles y subrutinas) tienen entradas, procesan datos y generan salidas. Una vez que todas las entradas de los nodos dados contienen un dato válido, el nodo ejecuta su lógica, produce datos de salida y pasa los datos al siguiente nodo en la secuencia del flujograma.

Por lo tanto LabVIEW se convierte en un programa ideal para automatizar el experimento diseñado y construido en el presente trabajo, ya que entre otras cosas nos dará una fácil integración con el hardware utilizado, específicamente con controladores de aparatos para control, adquisición y procesamiento de datos. Otra parte muy importante es que le permitirá al usuario una interacción sencilla con la interfaz generada y con esto controlar fácilmente todas las variables involucradas en el experimento.

3.2.2. Algoritmo del Instrumento Virtual

En la sección anterior se presentó el montaje del dispositivo experimental y se especificó cual era la función de cada componente del dispositivo, en la Figura 3.2 se observa el diagrama de flujo del algoritmo utilizado para la automatización de nuestro experimento. El programa comienza con la definición de los parámetros iniciales (intervalo de movimiento bidimensional y tamaño de paso en la dirección horizontal y vertical, tamaño de paso de las platinas y el muestreo del detector). Después de establecer los parámetros se procede a la inicialización de todos los dispositivos, se hace una revisión de las conexiones de los instrumentos y si todo

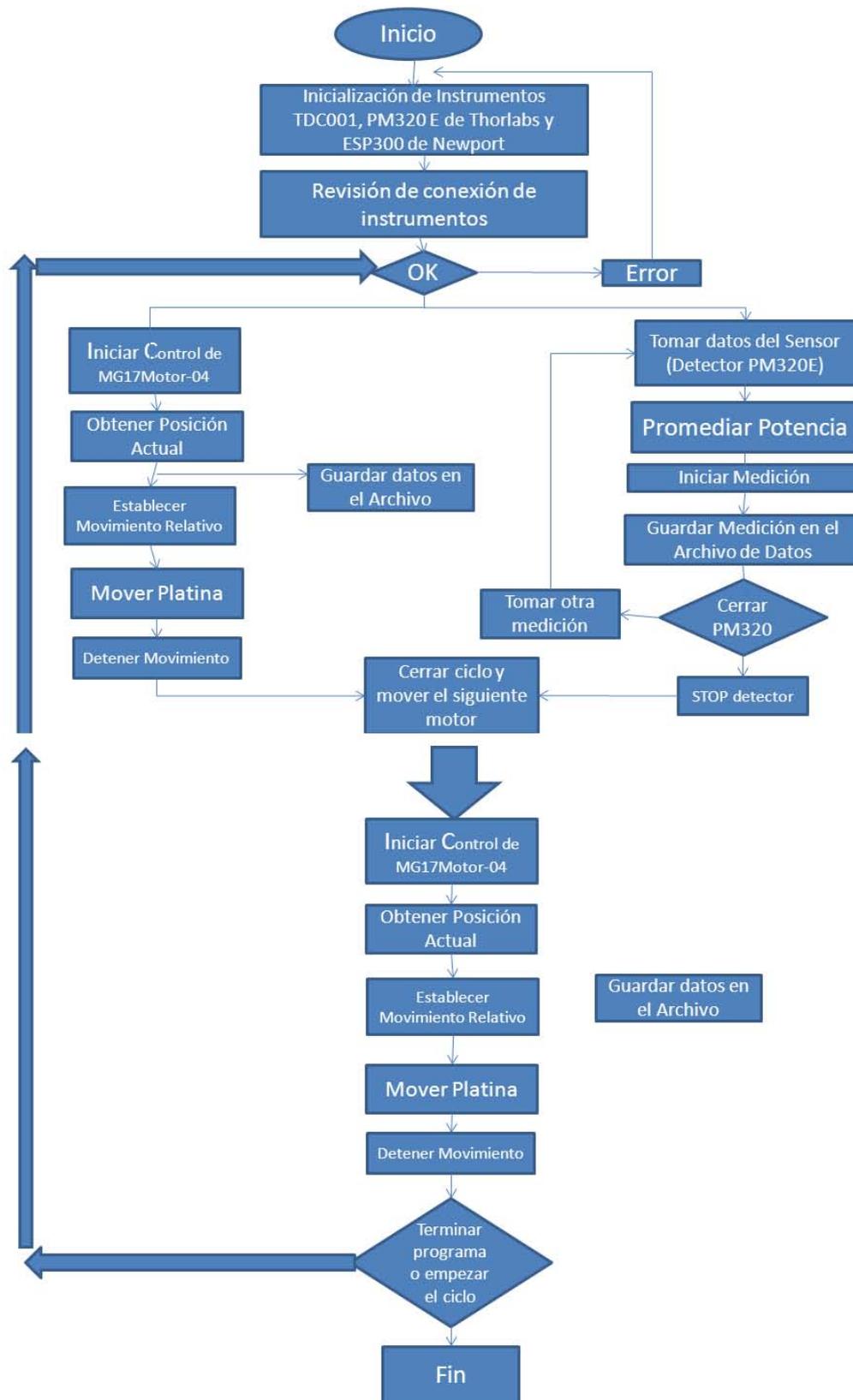


Figura 3.2: Diagrama de flujo del programa de automatización en LabVIEW con los aspectos más básicos del funcionamiento.

Como se puede apreciar en la Figura 3.3, tenemos controles para establecer los parámetros de posición de la superficie de estudio (horizontal-X y vertical-Y), se puede establecer el tamaño de paso de la platina rotatoria y los parámetros del detector. Con la parte central del programa es posible determinar la sección de superficie que se quiere escanear. Además, se puede hacer el monitoreo de todos los parámetros con su display correspondiente.

3.3. Desarrollo Experimental

El procedimiento experimental consiste en 2 partes, a) El proceso de establecimiento y alineación de los parámetros del montaje experimental que se requieren medir y b) Las condiciones necesarias para que el programa realice la toma de datos adecuada y se puedan obtener las gráficas correspondientes. Una vez optimizando a) y b) se puede establecer la forma en la que se llevaran a cabo las mediciones para obtener las gráficas que se presentan en el Capítulo 4.

3.3.1. Parámetros Experimentales

Con base en la Figura 3.4 donde se puede observar la variable angular θ_{det} , donde θ_{det} representa la posición angular donde se encuentra el detector, es necesario conocer la posición angular del detector donde la superficie esparce mas cantidad de luz (por lo tanto proporciona mas información). El ángulo del detector esta limitado por las dimensiones de las monturas y del mismo detector.

El tamaño del spot como se ha mencionado a lo largo del trabajo es la variable fundamental en este proyecto, por esa razón es necesario hacer mediciones del patrón de luz esparcida para distintas posiciones angulares, variando el tamaño del spot ($3\mu m$, $5\mu m$, $10\mu m$, $15\mu m$).

La distancia entre el detector y la muestra (D-M) también nos permitirá obtener un mejor criterio para optimizar las mediciones del patrón de esparcimiento de la superficie, por lo que se puede variar la distancia entre la muestra y la posición radial del detector respecto a esta misma.

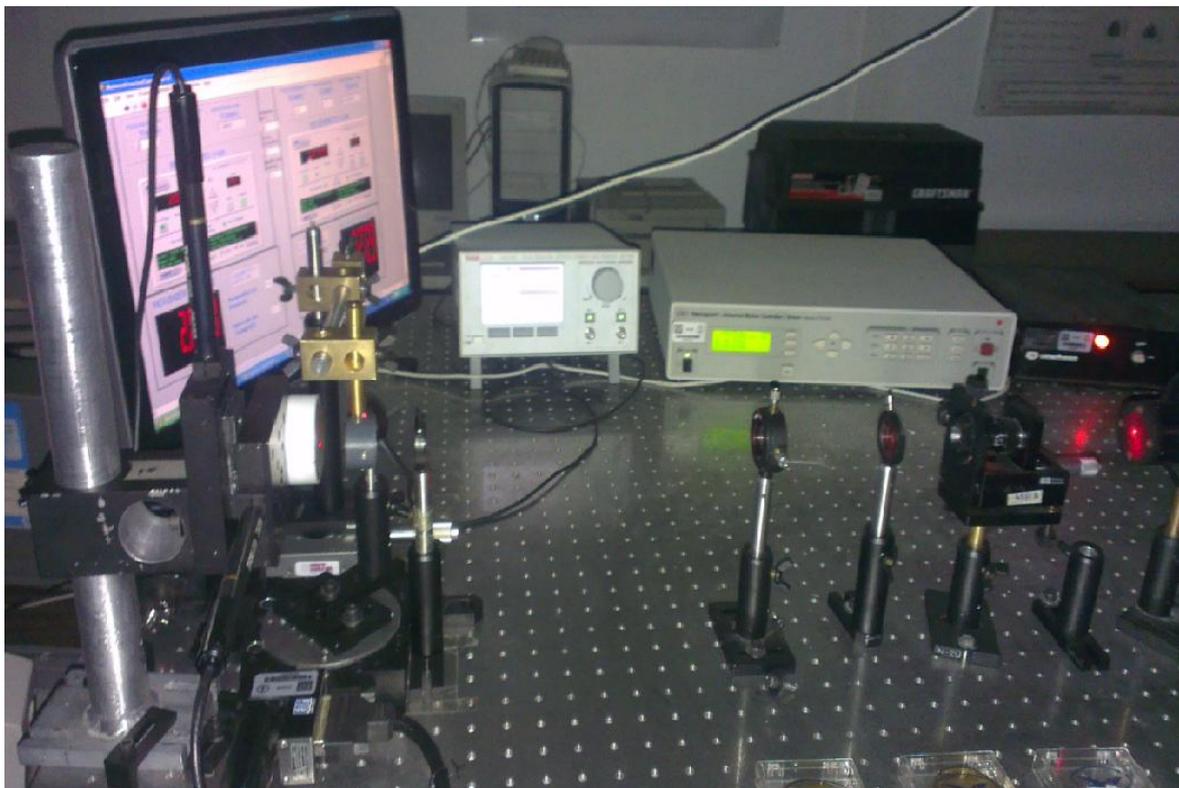


Figura 3.4: *Fotografía del Sistema Experimental completo*

3.3.2. Adquisición de Datos

Como se especificó en la sección anterior nuestro experimento automatizado nos permite desplazar la superficie rugosa bidimensionalmente a través de dos platinas lineales, entonces es natural pensar que la adquisición de los datos se llevó a cabo moviendo una de las platinas en dirección horizontal y capturando la intensidad de luz esparcida con el detector a un ángulo y distancias determinados, así se obtiene un patrón de esparcimiento de la muestra en una dirección, este procedimiento se puede hacer iterativamente para distancias fijas (seleccionamos $1\mu m$). Al tener la posibilidad de mover la segunda platina verticalmente se pueden realizar mediciones del patrón de esparcimiento en la dirección horizontal y vertical, de modo que podemos tomar los datos para que generen un patrón de esparcimiento de la superficie rugosa en dos dimensiones.

Después de realizar la alineación, fijar los parámetros en el experimento y conociendo el sistema de captura de datos, el siguiente paso es determinar el proceso experimental para la captura de los resultados que se presentarán en el Capítulo

4.

I. Para la superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma = 0,41\mu m$ se realizaron mediciones que consisten en fijar el tamaño del Spot incidente a $3\mu m$ y fijar la posición angular del detector a 44° , 51° y 58° respecto a la normal de la superficie. Se llevo a cabo la toma de datos, variando únicamente una de las platinas en dirección horizontal, la longitud analizada fue de **1 mm** con un tamaño de paso de $1\mu m$ lo que permite obtener mayor resolución en el patrón de esparcimiento.

Ademas se tomaron mediciones análogas a las descritas en el párrafo anterior, para un tamaño de spot incidente de $10\mu m$ y $15\mu m$.

Se realizó una comparación del patrón de esparcimiento para una posición angular fija del detector de 44° y un tamaño de spot variable de $3\mu m$, $5\mu m$, $10\mu m$ y $15\mu m$

II. Para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma = 0,75043\mu m$ se realizó el mismo tipo de mediciones que las efectuadas en el paso **I**, la única diferencia fue la superficie de estudio.

III. Para la superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu m$ y $\sigma = 0,0995\mu m$ nuevamente se efectuaron las mismas mediciones que para las muestras de **I** y **II**.

IV. La variación angular del detector es muy importante en nuestro sistema, así que para la superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma = 0,41\mu m$ se realizaron mediciones angulares de 45° , 47° , 49° , 52° , 55° y 57° , para un tamaño de Spot incidente de $3\mu m$

V. Se realizaron mediciones de los mismos parámetros para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma = 0,75043\mu m$.

VI Naturalmente se realizaron mediciones análogas a las realizadas en **IV** y **V** para la superficie de $\lambda_0 = 2,70$ y $\sigma = 0,0995$.

VII. Para verificar si la distancia de la superficie rugosa al detector influye considerablemente en el patrón de luz esparcida, para las 3 superficies utilizadas se realizaron mediciones variando la distancia entre el detector y la superficie D-S, se midió el patrón de esparcimiento para 3 distancias fijas entre el detector y la muestra de $D - S = 4cm$, $D - S = 5,05cm$ y $D - S = 6,11cm$.

El proceso de adquisición de datos fue muy largo ya que para optimizar el sistema experimental se realizaron un gran número de mediciones variando todos los parámetros (tamaño del spot incidente, resolución del movimiento bidimensional, ángulo de luz detectada, distancia del detector a la muestra, etcétera) para establecer las condiciones adecuadas de medición.

3.4. Simulación

Como mencionamos en el Capítulo 2, al programa de computadora que utilizamos para obtener resultados de los casos experimentales y calcular la variación de intensidad detectada en función de la posición del haz de iluminación, se le introdujeron los mismos parámetros que los casos experimentales. También debemos recordar que las superficies utilizadas fueron de 500λ 's de largo y fueron discretizadas en 16000 elementos. La variación en la señal esparcida fue calculada para longitudes de la parte central de la superficie de 250λ 's de largo. El cálculo tomó aproximadamente 5 minutos para cada superficie en una computadora de 1.8 GHz. Por lo tanto, los resultados que se presentarán para las simulaciones son casos análogos de los resultados experimentales, se presentaran los casos I, II y II equivalentes a la parte experimental, la cual muestra la comparación requerida para nuestro análisis, las simulaciones para los casos IV, V y VI no se presentan ya que consideramos que no son lo suficientemente representativas para el objetivo requerido, además en el caso VII la simulación ya considera que se esta trabajando en campo lejano y los resultados experimentales solo se presentan para verificarlo.

En el Capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos de la optimización de todos los parámetros para poder medir el patrón de esparcimiento para distintas superficies rugosas. Además se realiza una comparación de los resultados experimentales obtenidos y de los resultados obtenidos de la simulación, lo cual permitirá comparar con los casos experimentales.

Capítulo 4

Resultados y Análisis

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos a partir de las mediciones realizadas con el dispositivo experimental diseñado en el presente trabajo. Como se mencionó en la sección 3.3 las variables involucradas en el experimento y las cuales se pueden variar para obtener los resultados experimentales son: el tamaño del spot de iluminación, posición angular del detector, la distancia detector-superficie y la variación de la distancia de correlación λ_0 y σ . Las especificaciones experimentales para los resultados presentados a continuación se pueden revisar en el Capítulo 3 del presente trabajo.

Además se presentan los resultados de las simulaciones en las cuales se introdujeron los parámetros equivalentes de los casos experimentales. Debido a la naturaleza aleatoria de las superficies rugosas con las que estamos trabajando, no podemos aproximar ninguna función al patrón de esparcimiento generado por nuestro sistema, sin embargo si podemos realizar una comparación de los resultados obtenidos experimentalmente para distintas condiciones iniciales y compararlos con los resultados de las simulaciones.

4.1. Resultados Experimentales

Spot de Iluminación

Como se menciona anteriormente la influencia del tamaño del spot de iluminación, es de vital importancia para el patrón de esparcimiento generado por una superficie rugosa.

I. En las Figuras 4.1, 4.2 y 4.3 se puede apreciar el patrón de esparcimiento generado bajo las condiciones que se describieron en el capítulo anterior para la

superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$. Podemos observar que la intensidad esta en unidades arbitrarias y normalizada para poder realizar una comparación de las 3 figuras. En la Figura 4.1 se observa que para ángulos más cercanos a la normal el patrón de esparcimiento es de mayor intensidad, esto lo podemos asociar al efecto de sombreado producido por la superficie ya que al utilizar iluminación incidente del orden de la estructura de la superficie, es la misma superficie la que "bloquea" parte de la luz esparcida y no permite que llegue al detector. Además que el patrón de esparcimiento esta estructurado de tal forma que se mantiene la forma del patrón al aumentar la posición angular del detector únicamente con mas intensidad.

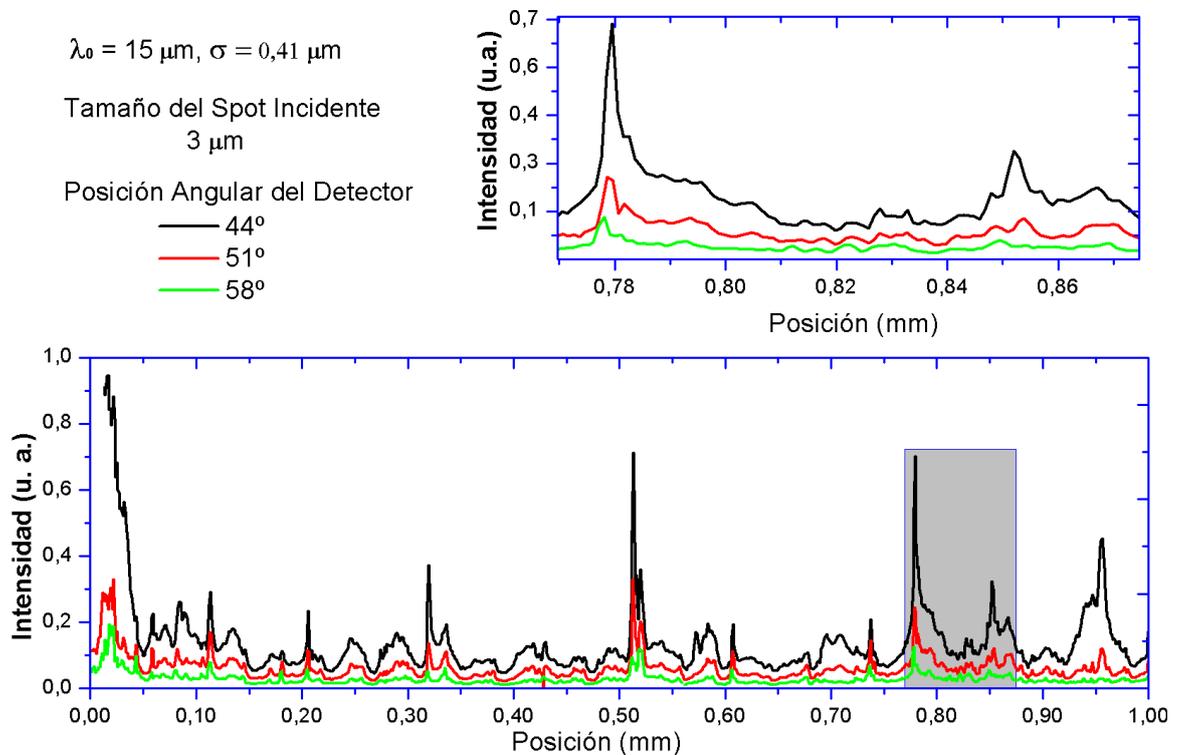


Figura 4.1: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$

En la Figura 4.2 se presenta nuevamente la intensidad de luz medida por el detector contra la posición sobre la cual el spot de iluminación incide sobre la superficie, podemos notar en el patrón de esparcimiento que para las 3 posiciones angulares medidas la forma es muy similar, sin embargo nuevamente para ángulos cercanos a la normal el patrón tiene mayor intensidad. También es claro que la

intensidad del pico de esparcimiento mas grande disminuye al aumentar el spot de iluminación incidente de $3\mu m$ a $10\mu m$.

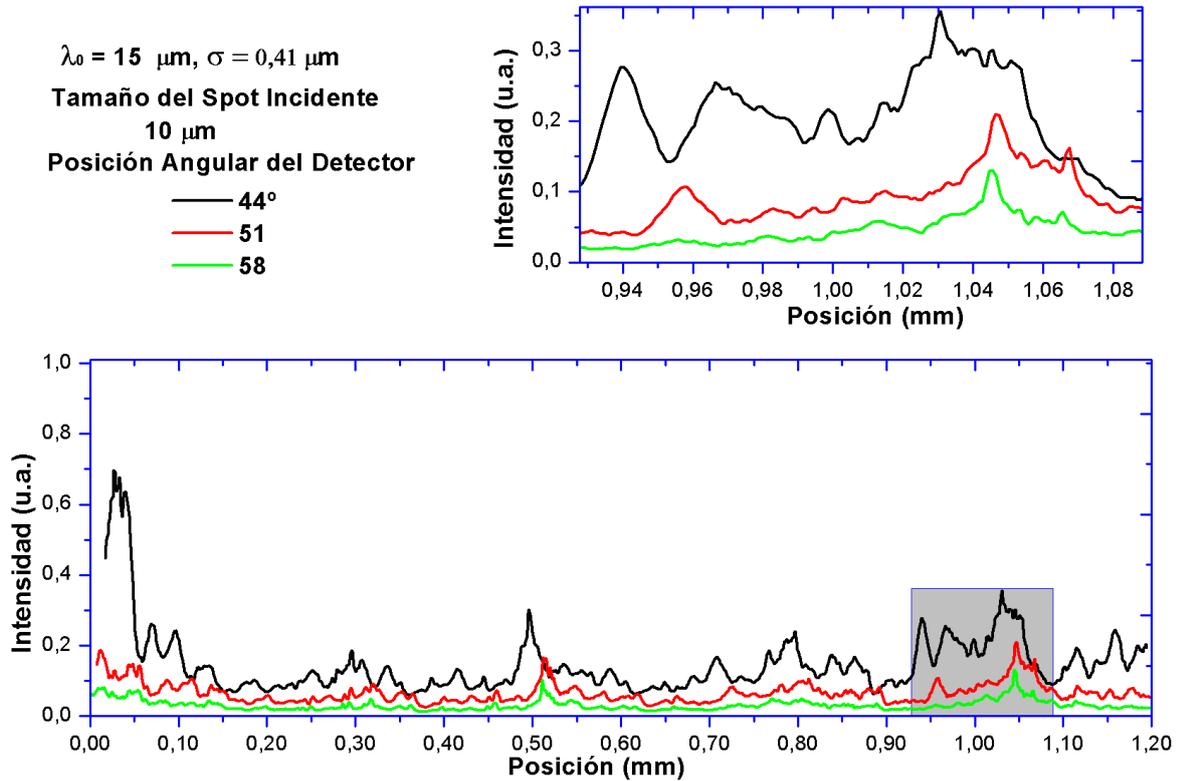


Figura 4.2: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$

En la Figura 4.3 tenemos el caso para un tamaño de spot de iluminación de $15\mu m$, la intensidad del pico de esparcimiento máximo en la gráfica es menos de la mitad que para el caso cuando tenemos un spot de $3\mu m$, además, ya no se puede distinguir ningún tipo de estructura en el patrón, por lo que es claro que al aumentar unas cuantos micrómetros el tamaño del spot de iluminación se pierde información en la luz esparcida. Al aumentar la posición angular del detector se sigue observando mayor intensidad en el patrón que se midió a un ángulo mas cercano a la normal.

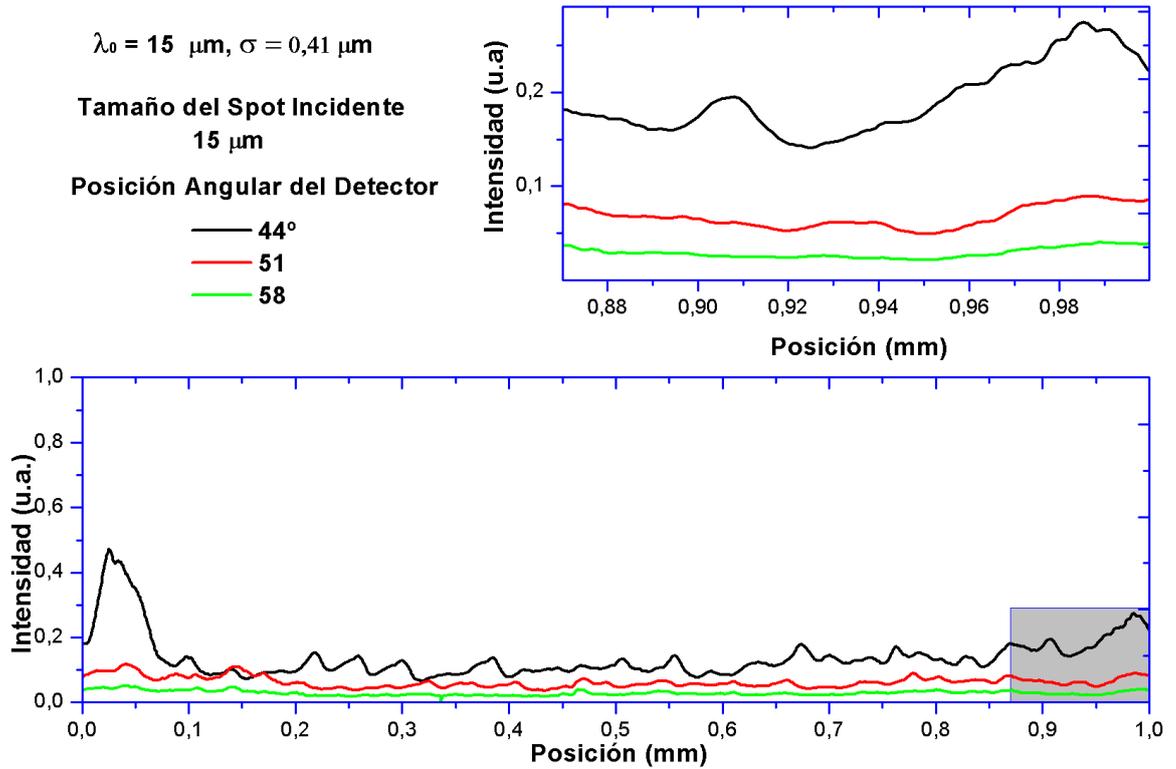


Figura 4.3: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$

Comparación del tamaño de Spot Incidente (superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,41\mu\text{m}$)

En la Figura 4.4 se presentan los resultados de la superficie con $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,41\mu\text{m}$ para una posición angular del detector de 44°, se fijó el detector a un ángulo fijo para poder entender mejor el comportamiento del patrón de esparcimiento cuando se aumenta el tamaño del spot de luz incidente. Se puede observar en la gráfica que al aumentar el tamaño del spot incidente, la intensidad del patrón de esparcimiento se reduce, además de que la estructura es menor, es decir, para un spot de iluminación más grande la estructura de la superficie no se aprecia. Para el spot de iluminación incidente de 3 micras, es claro que los máximos picos de intensidad son mas definidos y más grandes que para el resto de los patrones de esparcimiento, sin embargo fuera de los máximos de intensidad para 3 micras, el patrón de luz esparcida para 15 μm es de mayor intensidad pero de menor estructura que para el resto de los patrones de esparcimiento de luz. Es natural observar que el patrón de esparcimiento para distintos tamaños de spot no sea idéntico, esto

es predecible si recordamos que estamos trabajando con superficies aleatorias, sin embargo, a pesar de que son superficies aleatorias, podemos observar en la gráfica que los máximos de intensidad coinciden, no al 100 % pero es una buena estimación tomando en cuenta que la alineación implica cambios del orden de unos cuantos micrómetros.

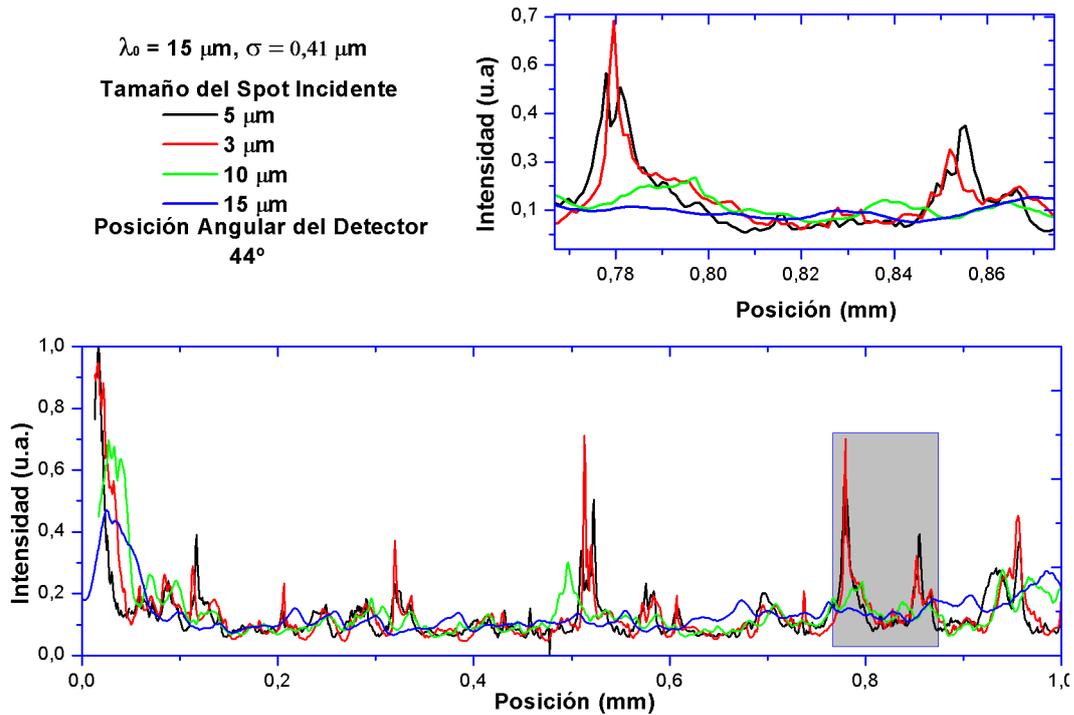


Figura 4.4: La gráfica muestra el patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de $3\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ y $15\mu\text{m}$, para la superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$.

II. En las Figuras 4.5, 4.6 y 4.7, se presentan las gráficas del patrón de esparcimiento para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$, con un spot de iluminación de $3\mu\text{m}$. La intensidad esta en unidades arbitrarias y normalizada. En la Figura 4.5 podemos observar que a lo largo del patrón de esparcimiento cuando la posición angular del detector es mas cercano a la normal de la superficie, la intensidad de luz detectada es mayor, se observa que el patrón de esparcimiento se conserva en estructura, es decir es muy similar y solo disminuye en intensidad al aumentar la posición angular del detector. Si nos enfocamos en el máximo cercano a 0.5mm podemos observar que el máximo del patrón de intensidad para la posición angular de 51° es mayor que el máximo para la posición angular de 44° , este fenómeno lo atribuimos nuevamente al efecto de sombreado de la estructura

de la superficie. Como se puede observar en la gráfica los máximos secundarios siguen siendo mayores y proporcionan mas información para la posición angular de 44° , por lo que podemos decir que para esta superficie también es mas adecuado realizar mediciones con la posición del detector cercanas a la normal.

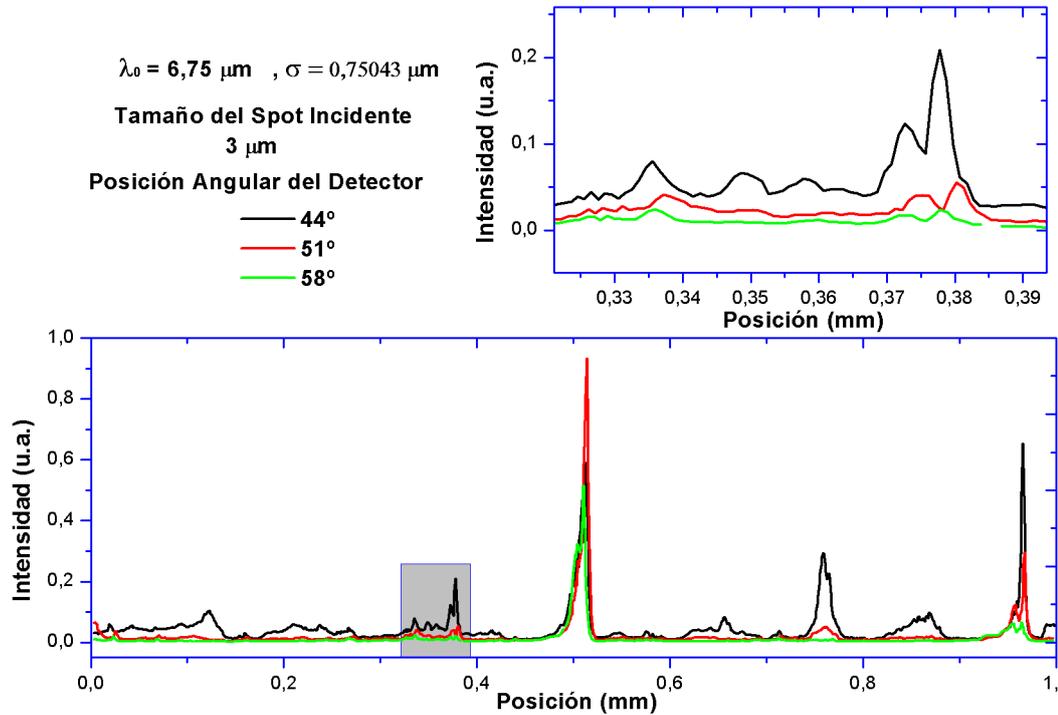


Figura 4.5: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

En la Figura 4.6 se muestra el patrón de intensidad para un tamaño de spot de $10\mu\text{m}$, podemos ver que el máximo de intensidad (al igual que para el spot de $3\mu\text{m}$) que se encuentra en la posición 0.5 mm, es mayor para la posición angular de 51° grados que para la posición angular de 44° , esto nuevamente se lo atribuimos al efecto de sombra de la superficie. Fuera del máximo patrón de intensidad, el patrón para una posición angular de 44° es mayor en intensidad que para ángulos mayores. También es claro que la intensidad del patrón de esparcimiento se redujo a menos del 25% comparado con la Figura 4.5, esto es un claro resultado de iluminar con un spot de incidencia mas grande.

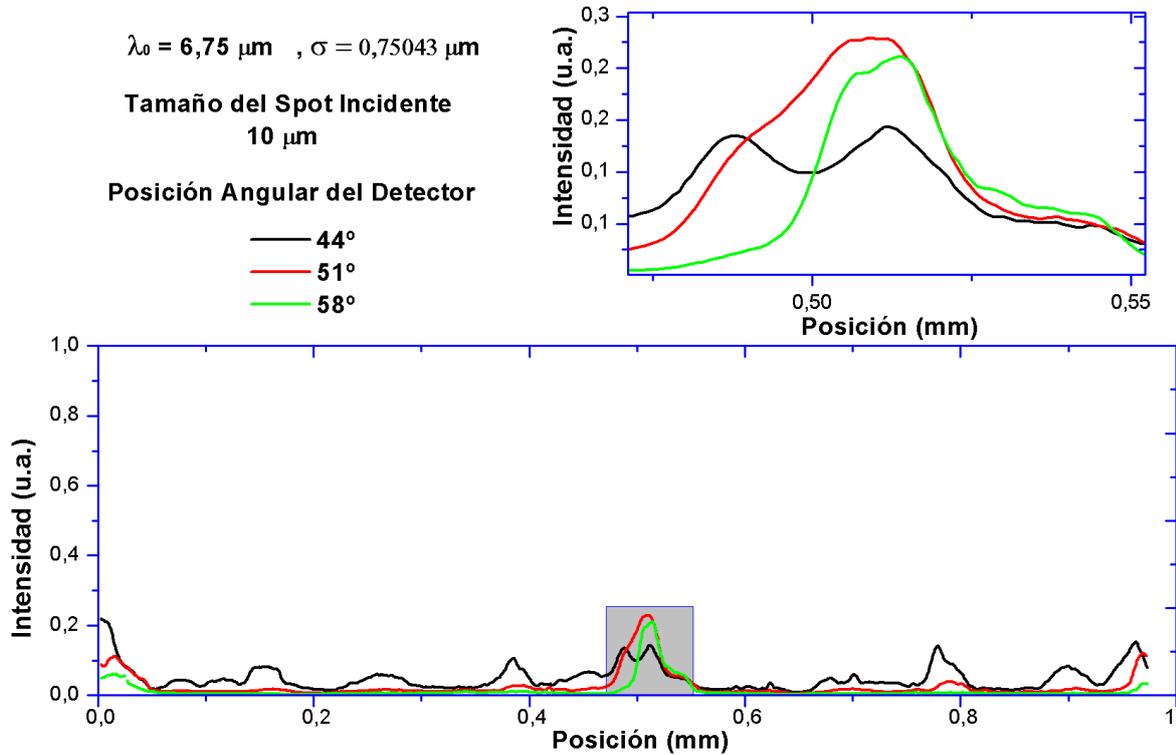


Figura 4.6: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

La Figura 4.7 presenta los resultados de iluminar con un spot incidente de $15\mu\text{m}$, nuevamente obtenemos resultados donde se muestra que el patrón de esparcimiento cuando el detector se coloca a un ángulo mas cercano a la normal, es mayor en intensidad. La intensidad para este caso es menor al 20 % comparada con el spot incidente de $3\mu\text{m}$. Al aumentar el tamaño del spot de iluminación alrededor de $10\mu\text{m}$ podemos observar que en intensidad y estructura, el patrón de esparcimiento proporciona mas información para un tamaño de spot mas pequeño.

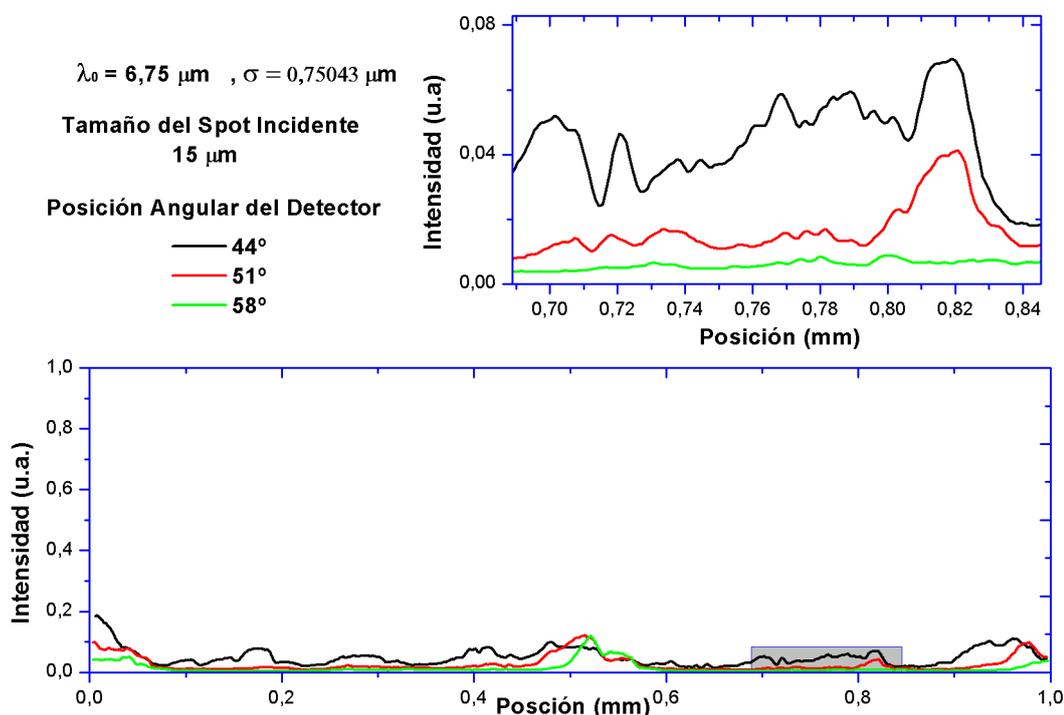


Figura 4.7: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

Comparación del tamaño de Spot Incidente (superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,75043\mu\text{m}$)

Al variar el tamaño del spot de iluminación incidente en la Figura 4.8 para la superficie con $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,75043\mu\text{m}$ y para una posición angular del detector de 44°, se puede observar que el patrón mas estructurado y con mayor intensidad de luz esparcida es el correspondiente al spot de iluminación incidente de 3 μm , al aumentar el tamaño del spot a 5, 10 y 15 micrómetros podemos ver claramente que la gráfica muestra una disminución en los máximos de intensidad, por lo que podemos decir que al disminuir el tamaño del spot de luz incidente el patrón de esparcimiento proporciona una mayor intensidad y por lo tanto podemos obtener mayor información de la estructura de la superficie.

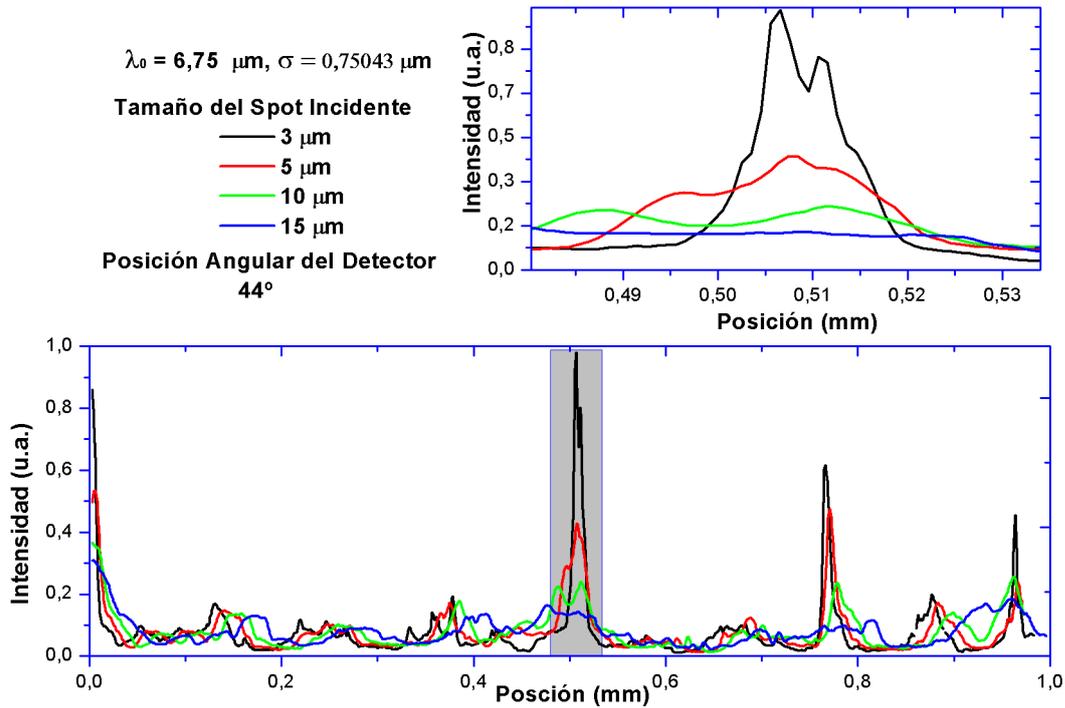


Figura 4.8: La gráfica muestra el patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de $3\mu\text{m}$ (negro), $5\mu\text{m}$ (rojo), $10\mu\text{m}$ (verde) y $15\mu\text{m}$ (azul), para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

III. En las Figuras 4.9, 4.10 y 4.11, se presentan las gráficas del patrón de esparcimiento para la superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,0995\mu\text{m}$. La intensidad esta en unidades arbitrarias y normalizada. Si observamos el patrón de esparcimiento de la Figura 4.5 nos podemos dar cuenta que el comportamiento es análogo al comportamiento presentado para las superficies de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$, es decir, nuevamente el patrón para la posición angular mas próxima a la normal es el patrón mas intenso y al aumentar la posición angular del detector es claro que el patrón se reduce en intensidad pero la forma general de la gráfica se mantiene con menos resolución en la estructura del patrón.

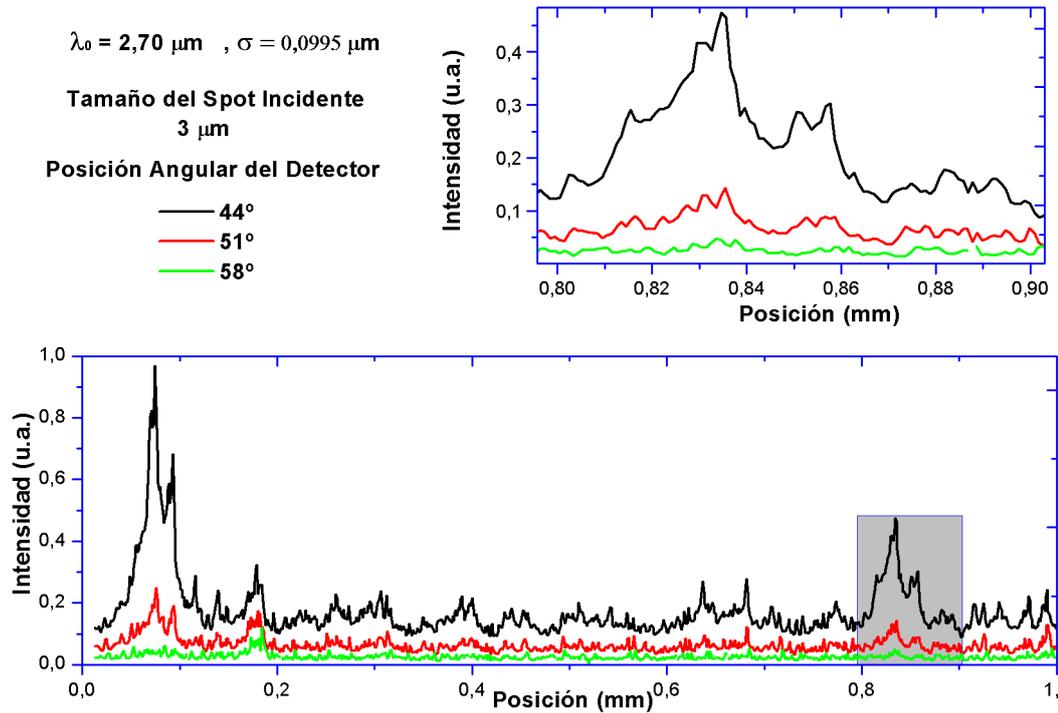


Figura 4.9: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

En la Figura 4.10 el patrón de intensidad para un tamaño de spot de $10\mu\text{m}$, presenta una reducción en intensidad hasta el 60% de la intensidad presentada para el spot de $3\mu\text{m}$, naturalmente la reducción de intensidad provoca que los picos de intensidad sean de tamaño mas reducido y entonces podríamos pensar en un patrón de luz esparcida mas suave o menos estructurado.

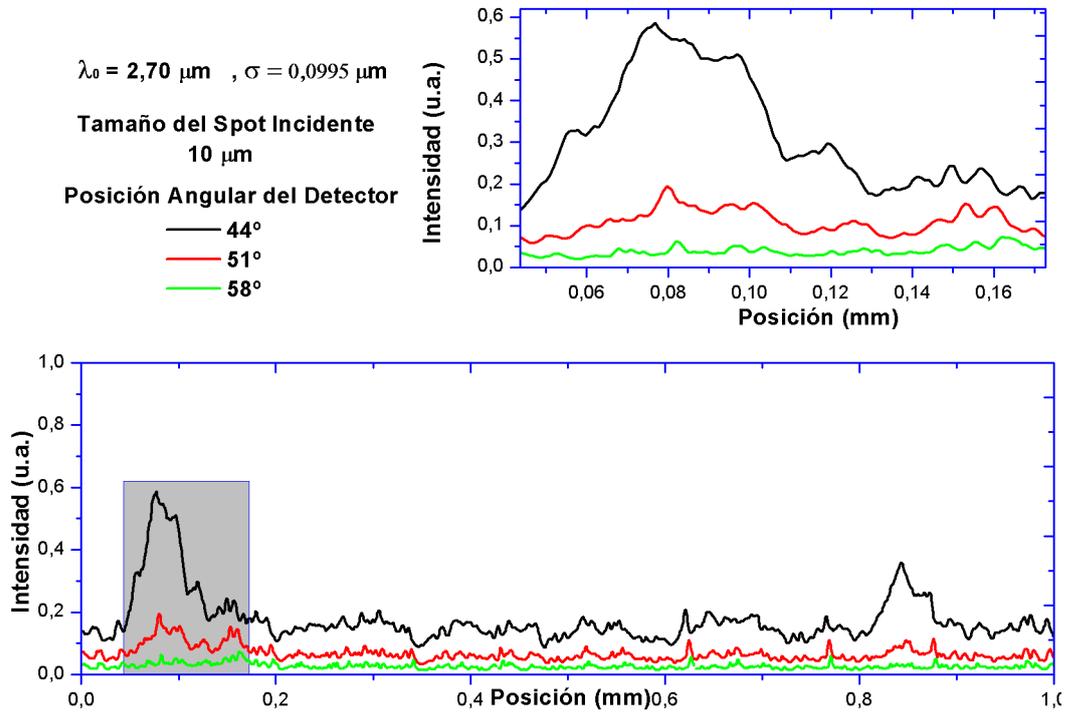


Figura 4.10: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

En la Figura 4.11, para un spot de incidencia de podemos observar que la intensidad del pico máximo de luz esparcida se redujo a menos del 40 % comparado con el pico de luz esparcida mas grande de la Figura 4.10, además el patrón de esparcimiento para el spot de 15 μm unicamente presenta un máximo de intensidad apreciable para una posición angular de 44° en comparación con el patrón de luz esparcida de las posiciones angulares de 51° y 58°. Es claro que la consecuencia de aumentar el tamaño de spot de iluminación es la reducción de la intensidad esparcida que llega al detector, de tal forma que para un spot de iluminación mas grande se pierde información que podría ser útil para describir la estructura de la superficie.

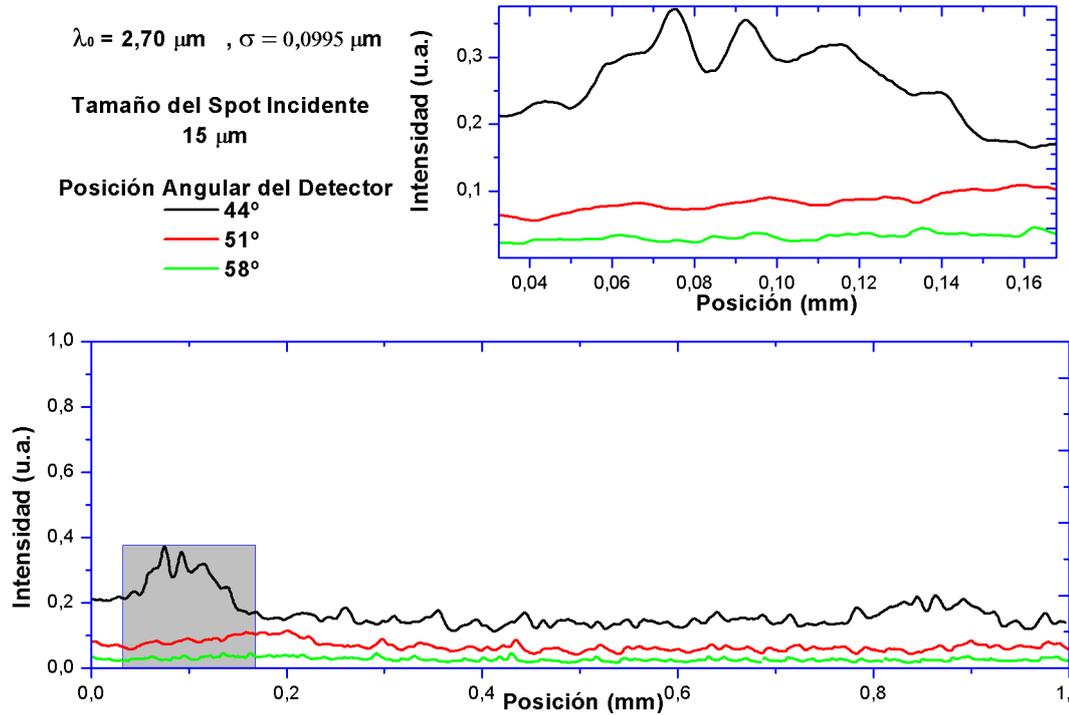


Figura 4.11: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

Comparación del tamaño de Spot Incidente (superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,0995\mu\text{m}$)

Al hacer la comparación del patrón de luz esparcida para un tamaño de Spot de iluminación incidente de 3, 5, 10 y 15 micrómetros, en la Figura 4.12 se observa que el patrón de esparcimiento mayor en intensidad y en estructura se da para un spot de iluminación de $3\mu\text{m}$, para el caso que aumentamos el tamaño del spot es claro en la gráfica que se reduce la intensidad y resolución de la superficie, de tal forma que se obtiene un patrón de esparcimiento mas suave, es decir, se pierde información en la luz esparcida detectada por el medidor de potencia óptica. De lo anterior podemos decir que la resolución del patrón de luz esparcida aumenta al disminuir el tamaño del spot de iluminación incidente.

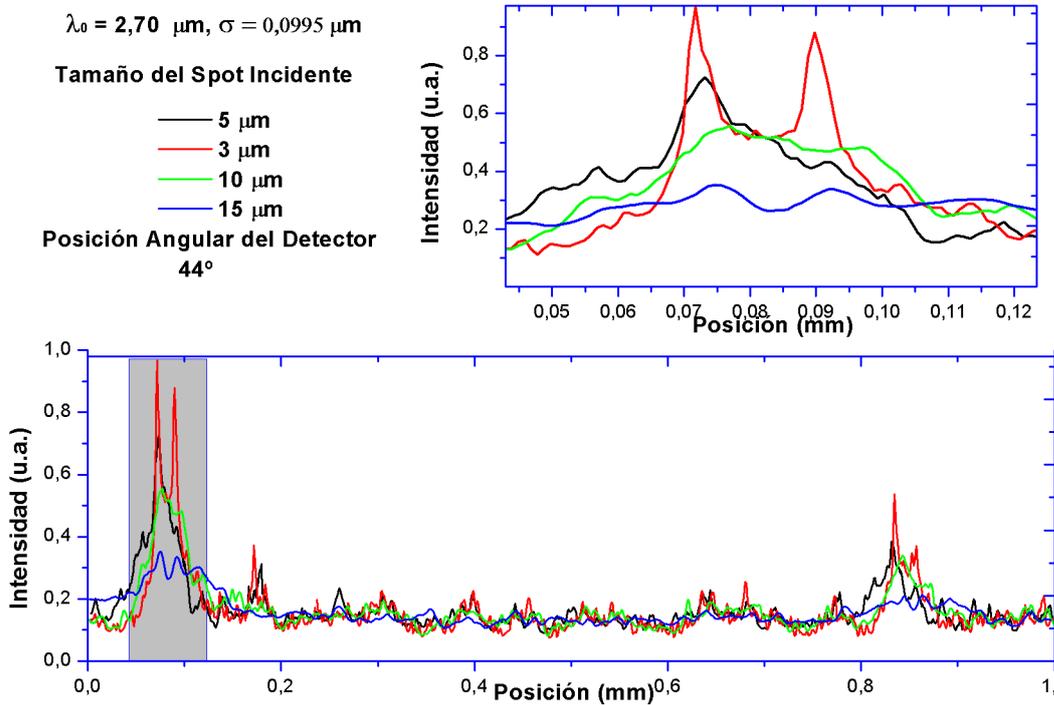


Figura 4.12: La gráfica muestra el patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de $3\mu\text{m}$ (rojo), $5\mu\text{m}$ (negro), $10\mu\text{m}$ (verde) y $15\mu\text{m}$ (azul), para la superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,0995\mu\text{m}$

4.1.1. Variación de la Posición Angular del Detector

IV. Para la superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$ en la Figura 4.13 se presentan los resultados obtenidos al realizar una variación de la posición angular mas detallada. Se utilizó un tamaño de spot incidente de $3\mu\text{m}$ lo cual permite observar un patrón de luz esparcida mas estructurado. En la gráfica de la Figura 4.13 podemos observar que al aumentar la posición angular del detector, el patrón de luz esparcida disminuye en intensidad y estructura de tal forma que existe una perdida de información. Con esto podemos concluir que la manera mas optima de colocar el detector es en una posición mas cercana a la normal de la superficie, de esta forma garantizamos que el patrón de luz esparcida que llega al detector será mas estructurado y de mayor intensidad. En la gráfica también podemos observar que los máximos de intensidad son los mismos para todas las posiciones angulares, de tal forma que podemos decir que cambiar el ángulo de detección de la luz esparcida después de pasar por la superficie no afecta la forma del patrón para ángulos muy próximos a la normal.

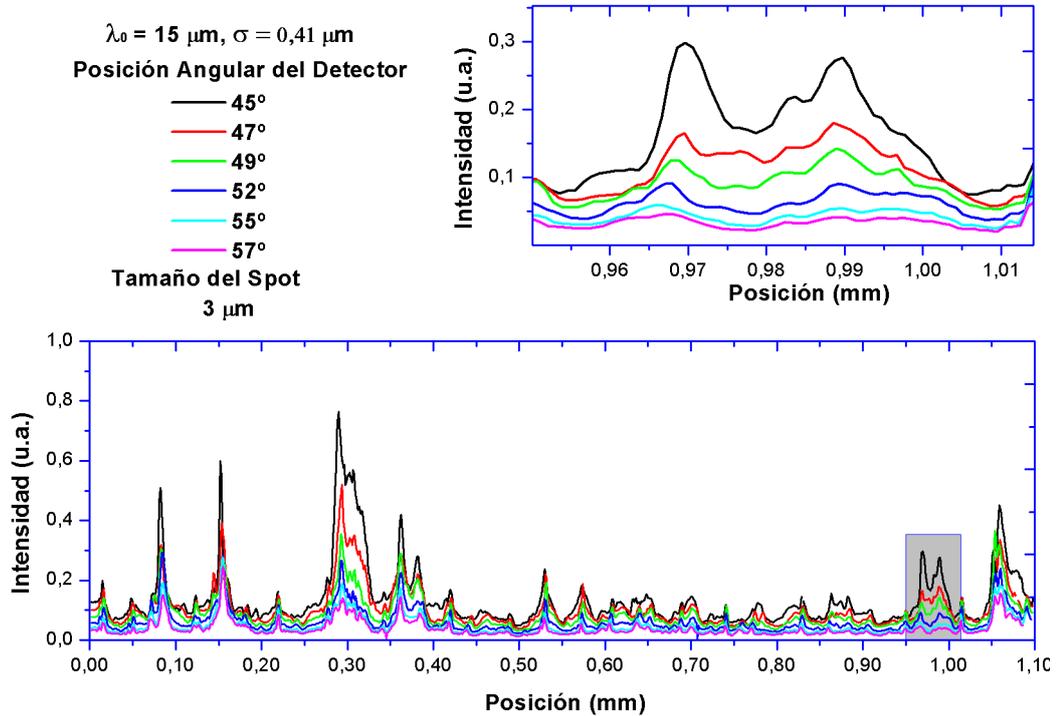


Figura 4.13: La gráfica muestra una variación de la posición angular del detector a 45° , 47° , 49° , 52° , 55° y 57° , para un spot de iluminación incidente de $3 \mu\text{m}$ para la superficie $15 \mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,0995 \mu\text{m}$.

V. En la Figura 4.14 se presentan los resultados obtenidos al realizar la variación de la posición angular del detector para la superficie de $\lambda_0 = 6,75 \mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043 \mu\text{m}$. De la gráfica podemos apreciar que los máximos de intensidad son muy marcados en comparación con el resto del patrón de luz esparcida. Al aumentar la posición angular se observa que en general el patrón de luz esparcida es mayor en intensidad para el ángulo de 45° , sin embargo en los máximos mas grandes se observa que son mas grandes para ángulos mayores a 45° , pero el patrón es mas estructurado para un ángulo de 45° . Este fenómeno es asociado nuevamente al efecto de sombreado que genera la superficie.

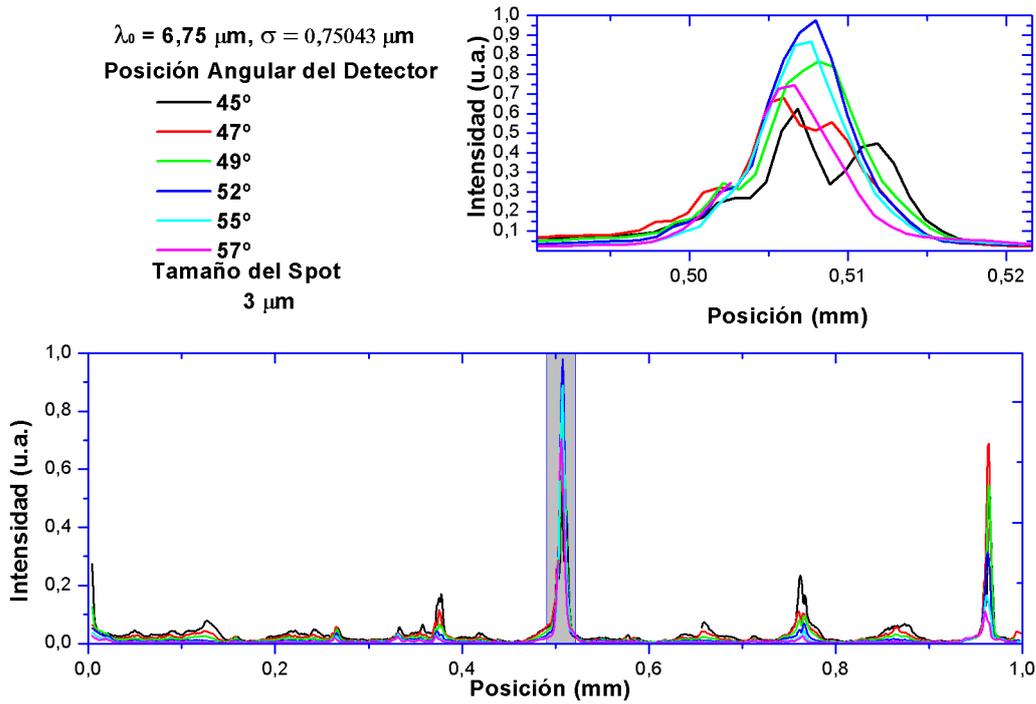


Figura 4.14: La gráfica muestra una variación de la posición angular del detector a 45° , 47° , 49° , 52° , 55° y 57° , para un spot de iluminación incidente de $3 \mu\text{m}$ para la superficie $\lambda_0 = 6,75\mu$ y $\sigma_h = 0,75043\mu$.

VI. Para la superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,0995\mu\text{m}$ en la Figura 4.15 se puede apreciar la variación de la posición angular, al aumentar el ángulo del detector es claro que disminuye la intensidad y forma del patrón de luz esparcida. Es importante destacar que para esta superficie las pendientes locales asociadas a los múltiples máximos del patrón de esparcimiento son mas grades que las pendientes de las superficies presentadas en **IV** y **V**.

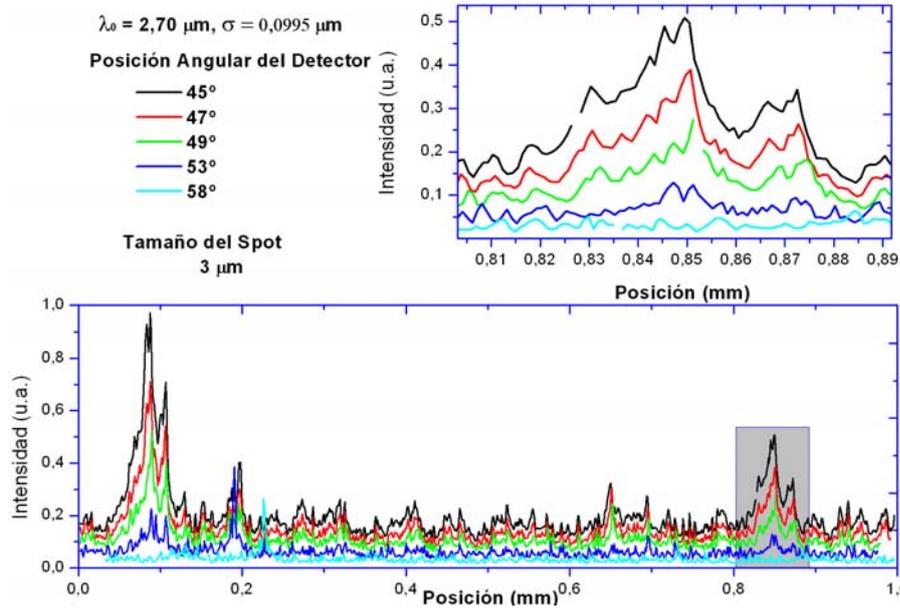


Figura 4.15: La gráfica muestra una variación de la posición angular del detector a 45° , 47° , 49° , 53° , 55° y 57° , para un spot de iluminación incidente de $3 \mu\text{m}$ para la superficie $\lambda_0 = 2,70 \mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,0995 \mu\text{m}$.

4.1.2. Variación de la Distancia Detector-Superficie

VII. En las Figuras 4.16, 4.17 y 4.18 se presentan las gráficas del patrón de luz esparcida al variar la distancia entre el detector y la superficie. Es claro que mientras mas cerca esta el detector de la superficie, la resolución en el patrón de esparcimiento es mejor, sin embargo el sistema está limitado por el tamaño de las monturas, por lo que no podemos reducir la distancia entre el detector y la muestra menos de 4 cm. Entonces, para una distancia de 4 cm entre el detector y la muestra, se puede apreciar que el patrón de esparcimiento es de mayor intensidad y tiene mas estructura para las 3 figuras. Debemos tener en cuenta que nosotros estamos trabajando bajo la aproximación de campo-lejano, por lo que la distancia entre el detector y la superficie debe ser lo suficientemente grande. Los resultados para las tres muestras nos permiten concluir la importancia de establecer con precisión la distancia a la que se debe colocar el detector, ya que si se reduce demasiado esta distancia, la aproximación de campo lejano puede no ser valida y si el detector esta muy lejos de la superficie rugosa el patrón de luz esparcida será muy reducido en intensidad. Aunque es importante determinar la distancia adecuada entre el detector y la muestra de estudio, podemos concluir que no es un factor crítico en nuestro sistema experimental.

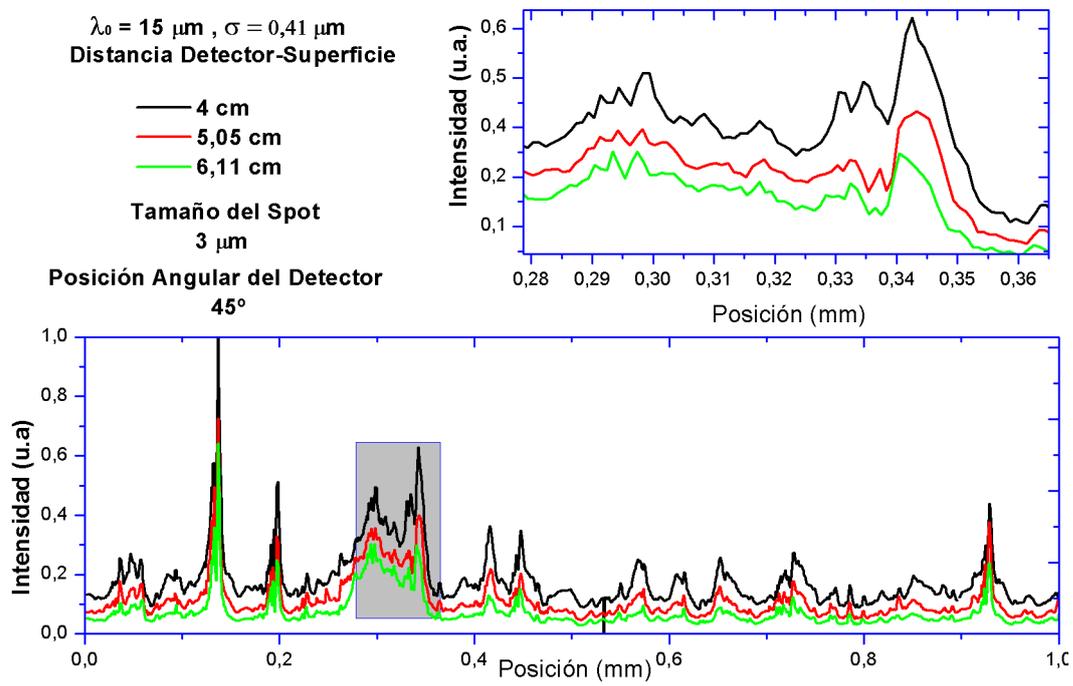


Figura 4.16: En la gráfica se presentan los patrones de esparcimiento cuando se varía la distancia entre el Detector y la Superficie de estudio ($D-S$), las distancias entre los dos elementos de nuestro sistema óptico son 4 cm, 5.05 cm, 6.11 cm, para un spot incidente fijo de 3 micras y una superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$

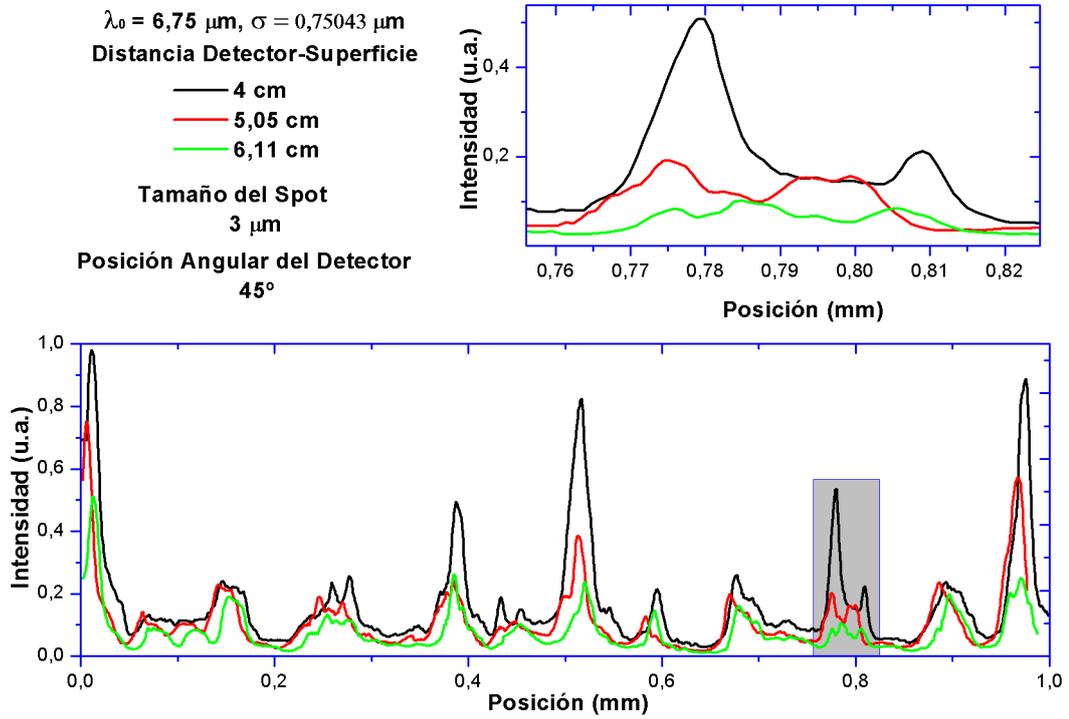


Figura 4.17: En la gráfica se presentan los patrones de esparcimiento cuando se varía la distancia entre el Detector y la Superficie de estudio (D-S), las distancias entre los dos elementos de nuestro sistema óptico son 4 cm, 5.05 cm, 6.11 cm, para un spot incidente fijo de 3 micras y una superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

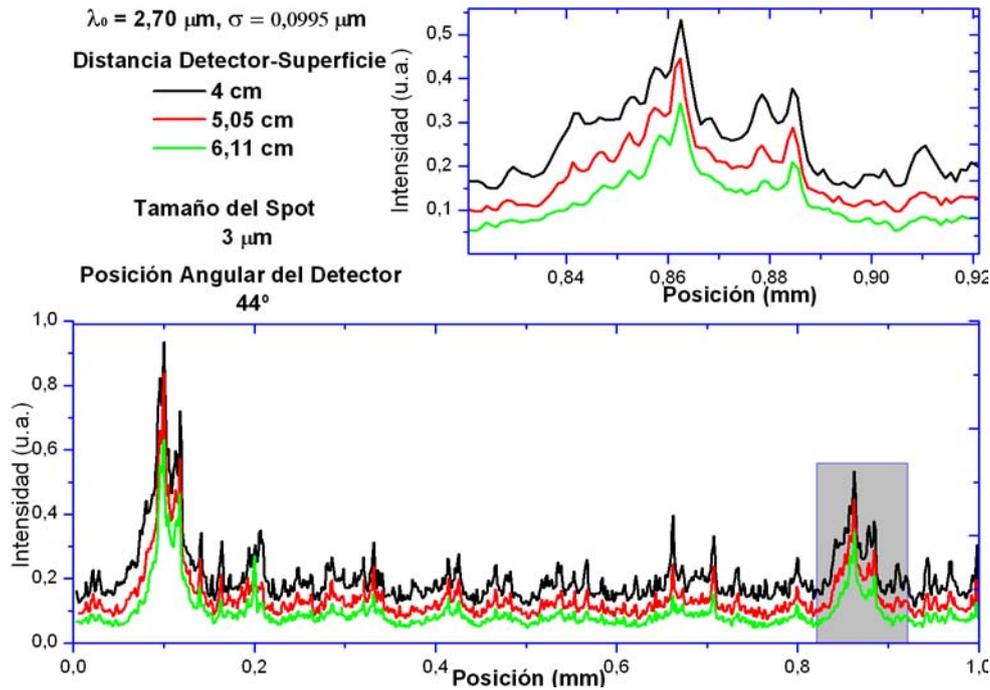


Figura 4.18: En la gráfica se presentan los patrones de esparcimiento cuando se varía la distancia entre el Detector y la Superficie de estudio ($D-S$), las distancias entre los dos elementos de nuestro sistema óptico son 4 cm, 5.05 cm, 6.11 cm, para un spot incidente fijo de 3 micras y una superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,0995\mu\text{m}$

4.2. Resultados Simulación

Spot de Iluminación

De la misma manera que para los resultados experimentales, en los resultados de las simulaciones se presentan gráficas del principal parámetro de la presente tesis, el tamaño del spot de iluminación incidente sobre la superficie rugosa de estudio.

I. En las Figuras 4.19, 4.20 y 4.21 se puede apreciar el patrón de esparcimiento generado bajo las condiciones que se describieron en el capítulo anterior para la superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$. Podemos observar que la intensidad está en unidades arbitrarias y normalizada. En la Figura 4.19 se observa que únicamente para el ángulo de 44° el patrón de esparcimiento muestra un comportamiento con

máximos de intensidad definidos, para el caso de la luz esparcida a 51° y 58° el patrón no es definido y en algunas secciones es mayor para 51° y en otras para 58° , en este caso el orden de la estructura de la superficie en comparación con el tamaño del spot es 5 veces mas grande, es decir, el tamaño del spot es muy reducido en comparación con la superficie rugosa por lo que una gran cantidad de luz se refleja especularmente sobre el detector, lo que hace que los patrones de luz esparcida para ángulos mas lejanos a la normal no estén bien definidos y por lo tanto no tiene sentido medir en esa posición angular para esta superficie.

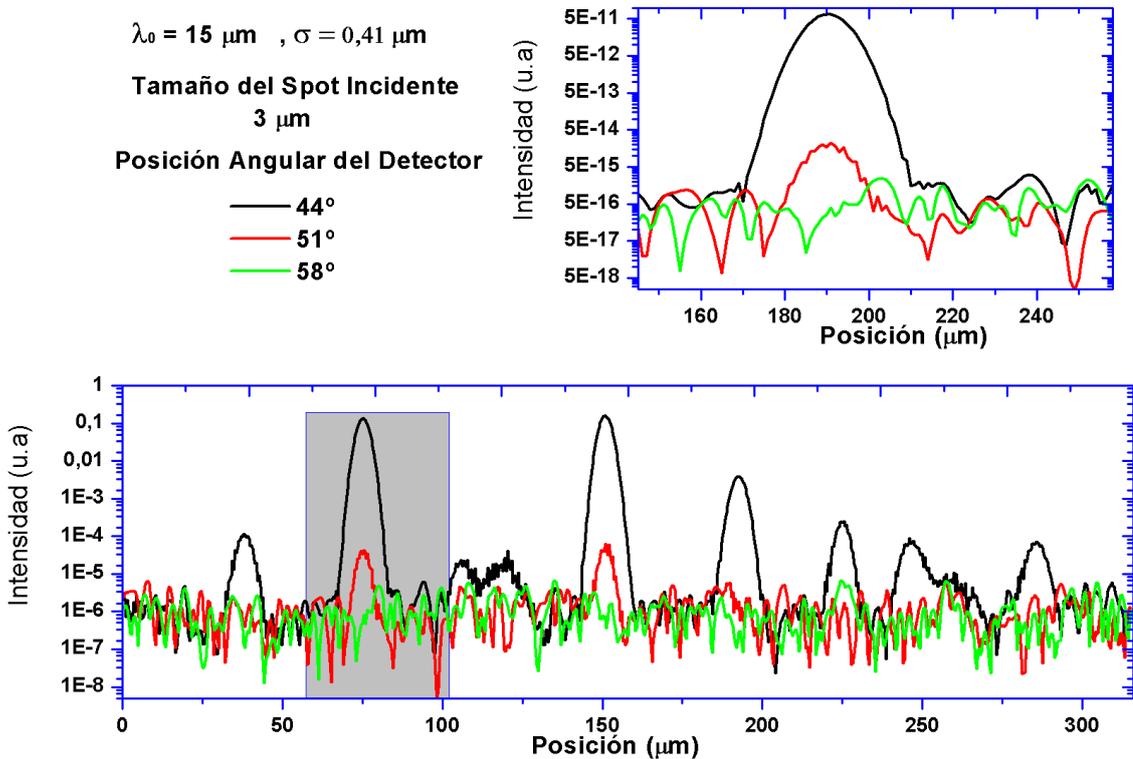


Figura 4.19: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$

En la Figura 4.20 se presenta nuevamente la intensidad de luz medida por el detector contra la posición del spot incidente ($10\mu\text{m}$) sobre la superficie, es claro que el patrón de luz esparcida para 44° es mas intenso y muestra los máximos de luz más grandes en comparación con los otros dos patrones, sin embargo en este caso la señal de luz esparcida no esta muy bien definida como en el caso del spot incidente de 3 micras, para la luz esparcida en los ángulos de 51° y 58° el patrón

nuevamente no esta definido por lo que no es posible obtener información en estos casos.

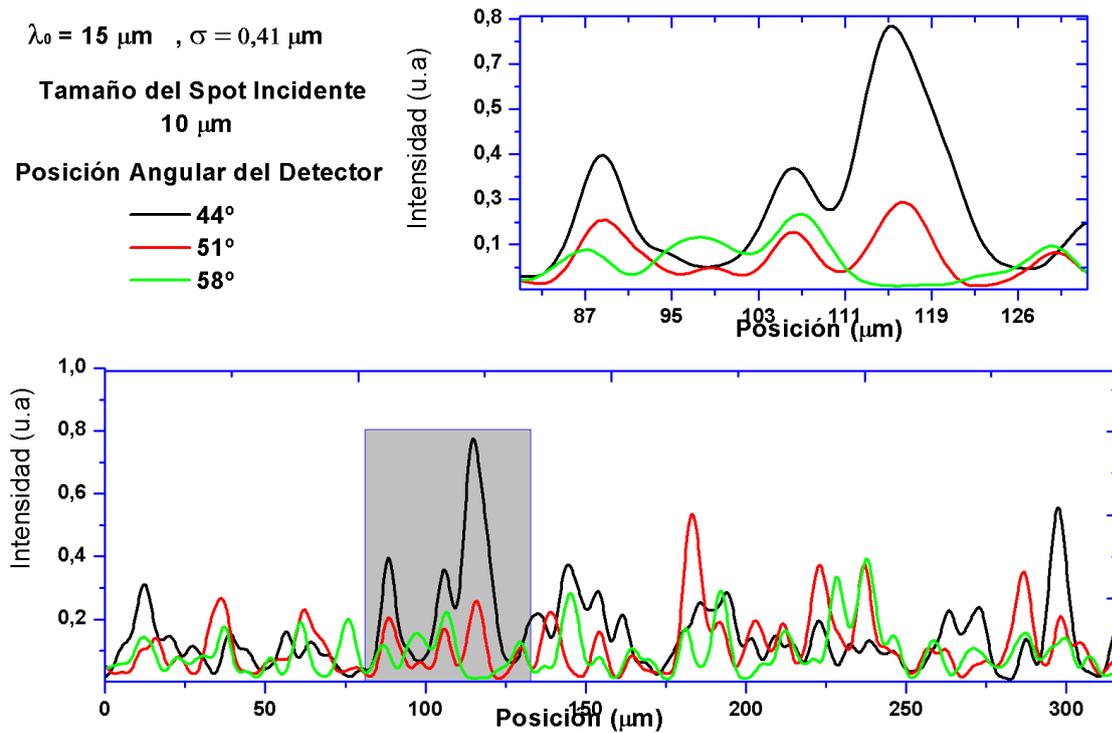


Figura 4.20: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$

En la Figura 4.21 tenemos el caso para un tamaño de spot de iluminación de $15\mu\text{m}$, para el patrón de esparcimiento a 44° los máximos de intensidad son mayores y mas definidos que en el caso de la luz medida a 51° y 58°, al alejar la posición angular del detector de la normal ya no se puede distinguir ningún tipo de estructura en el patrón. Este patrón de esparcimiento es muy similar al mostrado en la figura 4.20 y el patrón de luz esparcida para 44° es de menor intensidad para el spot de iluminación incidente de 10 micrómetros.

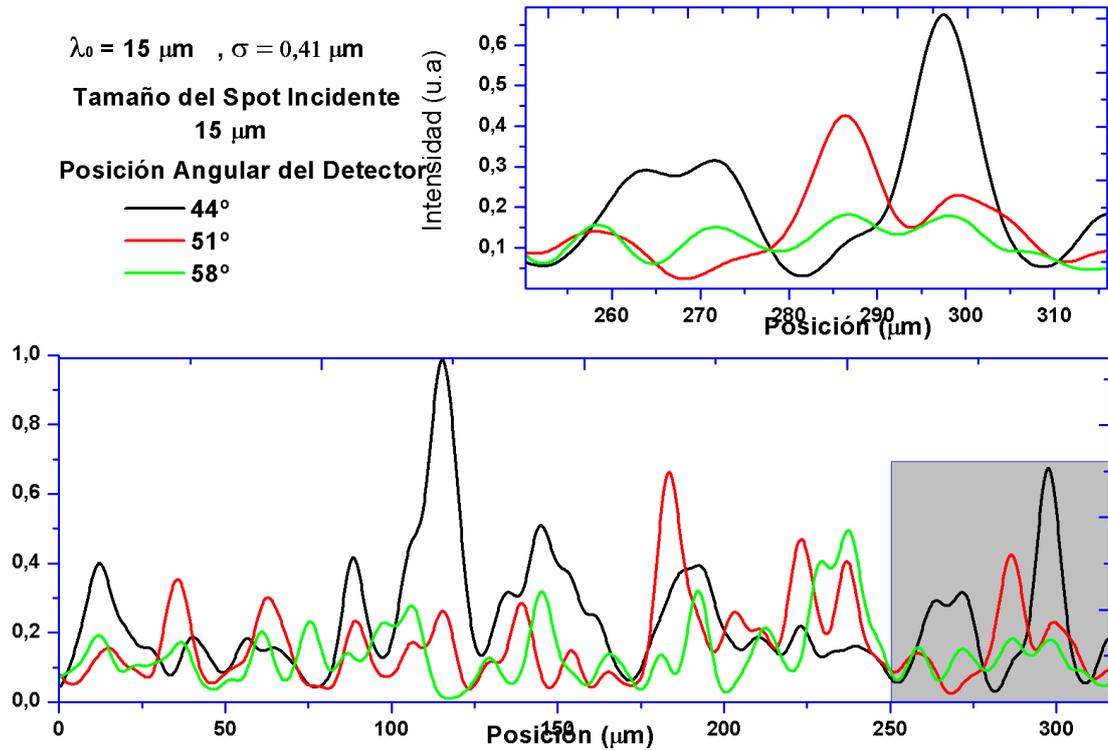


Figura 4.21: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,41\mu\text{m}$

Comparación del tamaño de Spot Incidente (superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,41\mu\text{m}$)

En la Figura 4.22 se presentan los resultados de la superficie con $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,41\mu\text{m}$ para una posición angular del detector de 44°, se colocó el detector a un ángulo fijo para poder entender mejor el comportamiento del patrón de esparcimiento cuando se aumenta el tamaño del spot de luz incidente. La primer cosa que tenemos que observar en los patrones de esparcimiento presentados en la figura es que al aumentar el tamaño del spot de iluminación incidente la intensidad se reduce en el patrón de luz esparcida, pero el patrón pierde estructura, es decir, es más suave. Es claro que el patrón de luz esparcida para $3\mu\text{m}$ es muy intenso y tiene máximos mejor definidos y además es más estructurado que el resto de los patrones, fuera de los máximos de intensidad más grandes, el patrón de esparcimiento se comporta de la misma forma que los patrones para spots de 5, 10 y 15 micras, es decir, la intensidad del patrón es menor pero más estructurada. Esta gráfica es muy ilustrativa ya que nos permite demostrar que para un spot de incidencia de 3

micras el patrón de esparcimiento proporciona mayor información en intensidad y estructura. Sin embargo, los patrones no son totalmente idénticos, ya que estamos trabajando con superficies aleatorias pero a pesar de esto se puede observar en la gráfica que el patrón de luz esparcida simulado es consistente bajo los parámetros iniciales. También debemos considerar que para el caso de una superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ el patrón de luz esparcida esta presentando un comportamiento que todavía no podemos explicar totalmente.

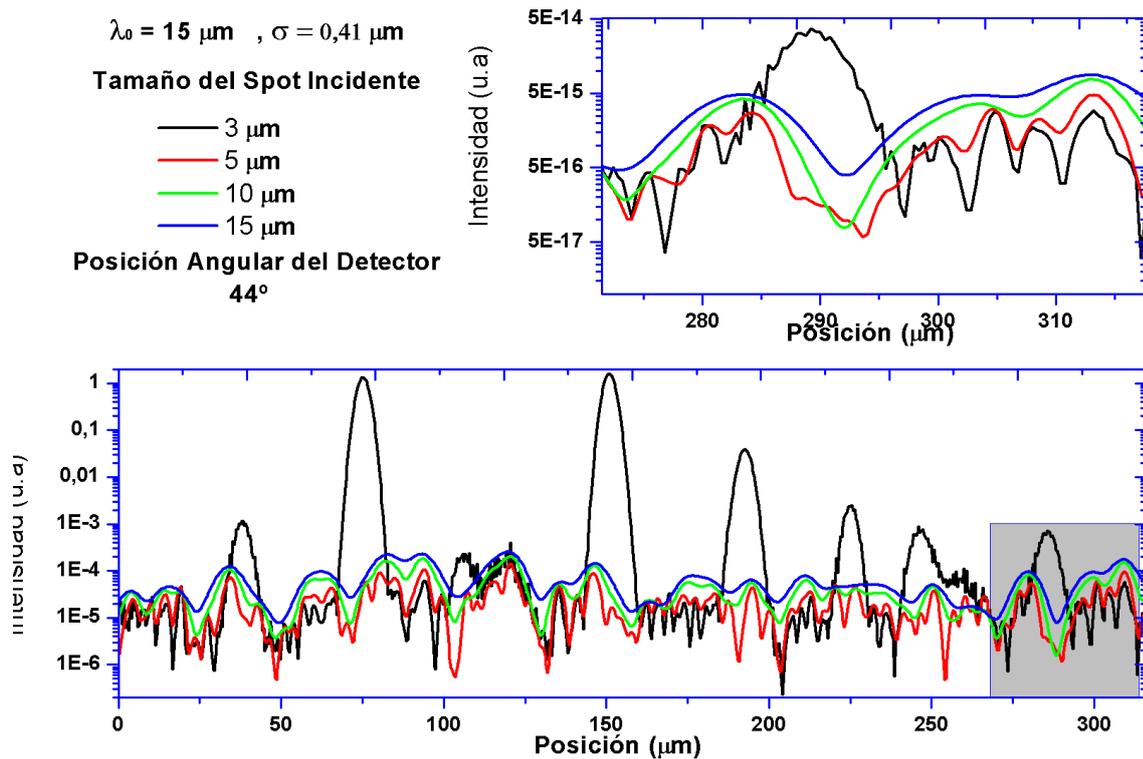


Figura 4.22: La gráfica muestra el patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de $3\mu m$, $5\mu m$, $10\mu m$ y $15\mu m$, para la superficie de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\sigma_h = 0,41\mu m$.

II. En las simulaciones presentadas en las Figuras 4.23, 4.24 y 4.25, se muestran gráficas del patrón de luz esparcida para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y $\sigma_h = 0,75043\mu m$, con un spot de iluminación de $3\mu m$. La intensidad esta en unidades arbitrarias y las tres gráficas están normalizadas por el mismo máximo de intensidad. En la Figura 4.23 la forma del patrón de luz esparcida a lo largo de la superficie, es decir, a lo largo de la posición muestra que la luz detectada por el medidor de potencia es mas intensa cuando la posición angular del detector es mas

cercana a la normal. Es claro que para el ángulo de 44° el patrón de esparcimiento presenta un número de picos de intensidad máxima, para la posición angular de 51° el patrón de luz esparcida muestra menos máximos de intensidad y para el ángulo mas grande el patrón de luz esparcida muestra prácticamente solo un pequeño pico de máxima intensidad que es reducido en comparación con las otras posiciones angulares.

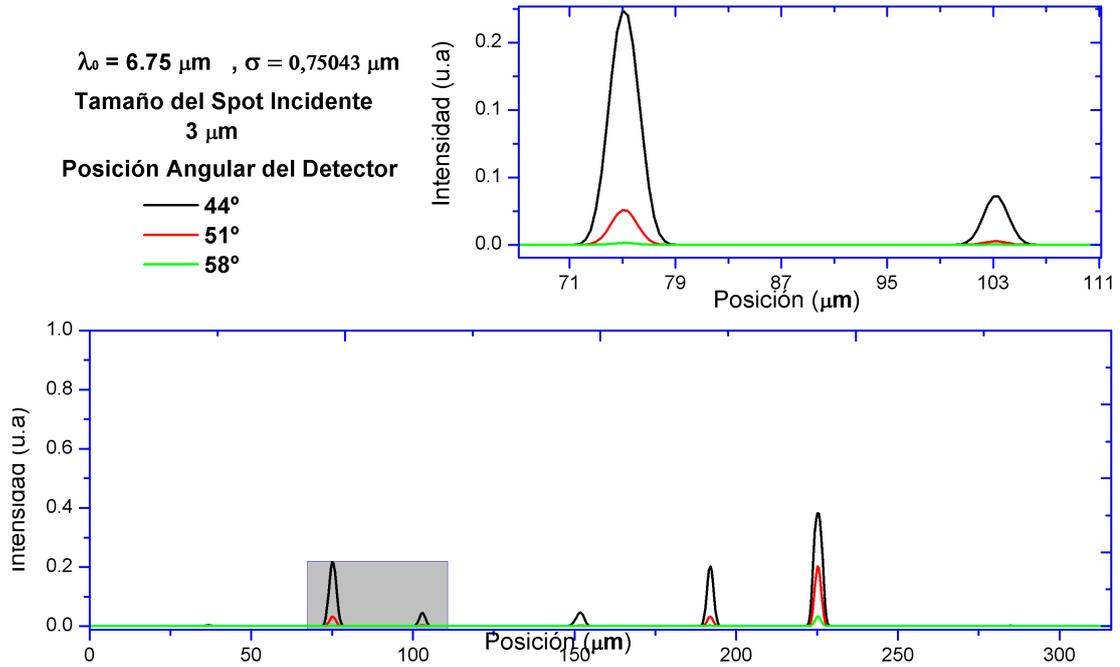


Figura 4.23: La gráfica presenta resultados simulados del patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 3 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

La simulación presentada en la Figura 4.24 muestra el patrón de esparcimiento de luz para un tamaño de spot incidente de $10\mu\text{m}$, es claro que los máximos de intensidad están en las mismas posiciones que para la Figura 4.23, sin embargo ya no es posible observar los 5 máximos claramente, es decir solo se observan bien definidos 3 y el cuarto es muy reducido, nuevamente para la posición angular del detector de 44° la intensidad del patrón es mayor que para el caso de las posiciones angulares a 51° y a 58° . Es importante destacar de la gráfica que el patrón de esparcimiento para 58° ya no es representativo, es decir, solo se alcanza a ver una ligera variación en la posición de $225\mu\text{m}$.

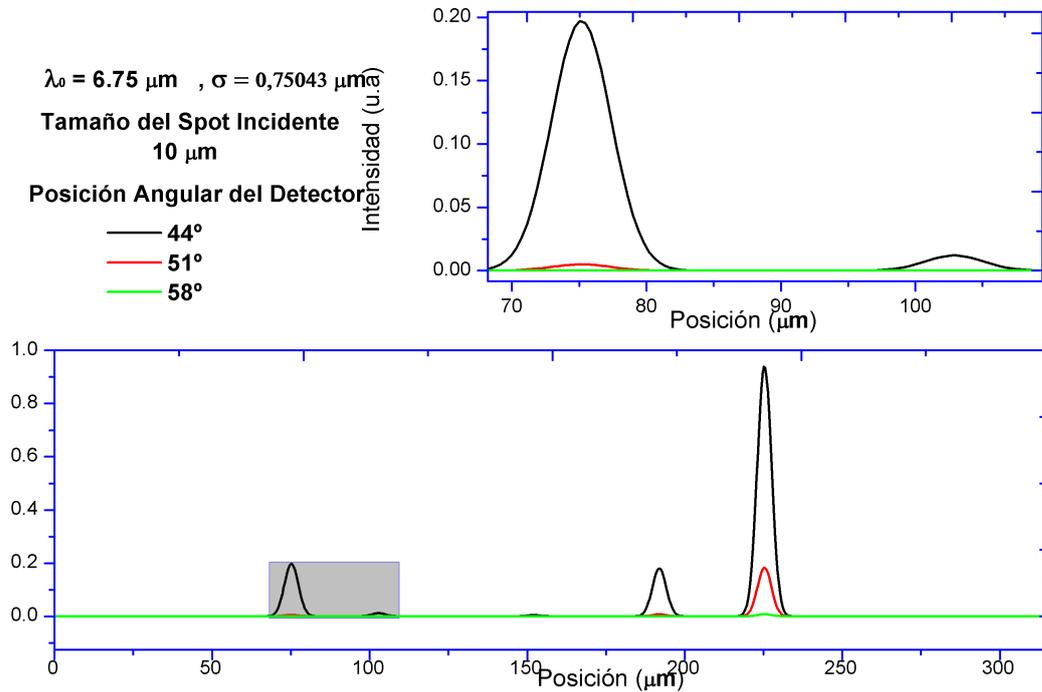


Figura 4.24: La simulación presenta una gráfica del patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, esto es para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

La simulaciones para un spot de iluminación incidente de $15\mu\text{m}$ se presentan en la Figura 4.25. Al colocar el detector a un ángulo mas cercano respecto a la normal a la superficie, el patrón de luz esparcida es mayor en intensidad. La intensidad para este caso es mayor que para la figura 4.23, sin embargo da la impresión de que es el mismo patrón que en la figura 4.24, pero esto no es cierto ya que como se mostrará en la siguiente gráfica, para un spot incidente de $15\mu\text{m}$ el máximo pico de intensidad es ligeramente mas grande que el de $10\mu\text{m}$ y los máximos secundarios son mas reducidos en intensidad y tienen un ancho mayor.

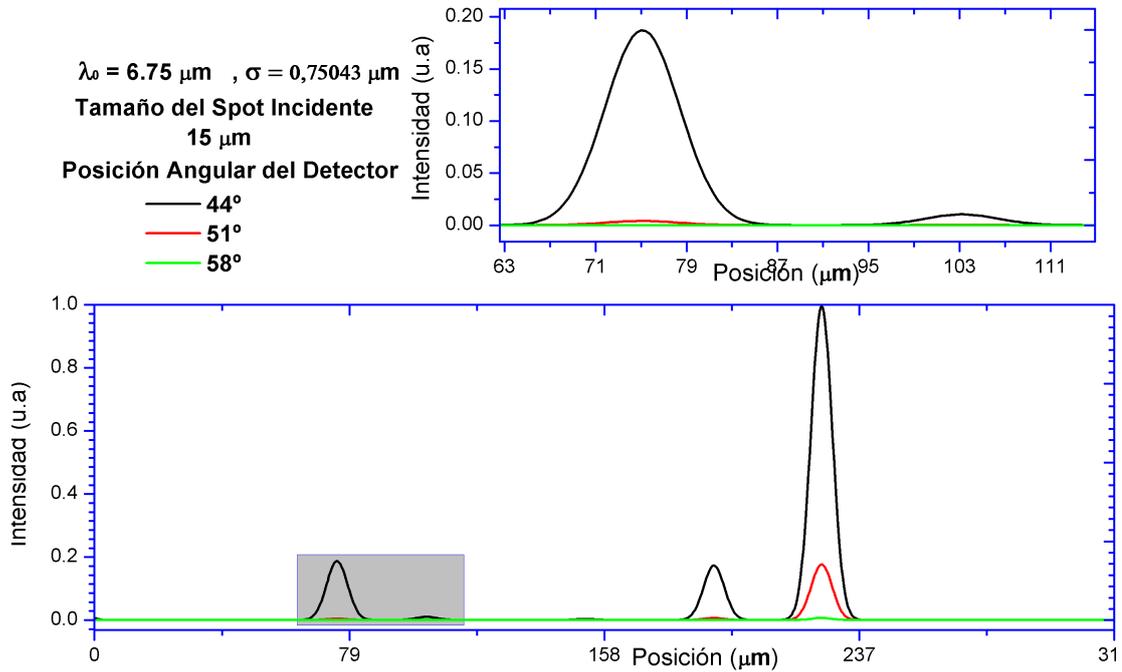


Figura 4.25: La gráfica presenta las simulaciones para el patrón de esparcimiento cuando se utiliza un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

Comparación variando el tamaño de Spot Incidente en la Simulación (superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,75043\mu\text{m}$)

Si variamos el tamaño del spot de iluminación incidente para la superficie con $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,75043\mu\text{m}$ y para una posición angular del detector de 44°, podemos ver los resultados simulados en la Figura 4.26 donde el patrón de luz esparcida es mas estructurado cuando el spot de iluminación incidente es de 3 μm , al aumentar el tamaño del spot a 5, 10 y 15 micrómetros se observa que la gráfica muestra un disminución en los máximos de intensidad secundarios, pero para el máximo de intensidad principal se observa el fenómeno contrario y la intensidad máxima es para el spot de iluminación de 15 μm . Si observamos el ancho de los máximos de intensidad se aprecia que para el spot de iluminación de 3 μm los picos de intensidad son mas delgados, aumentando conforme aumenta el tamaño del spot incidente.

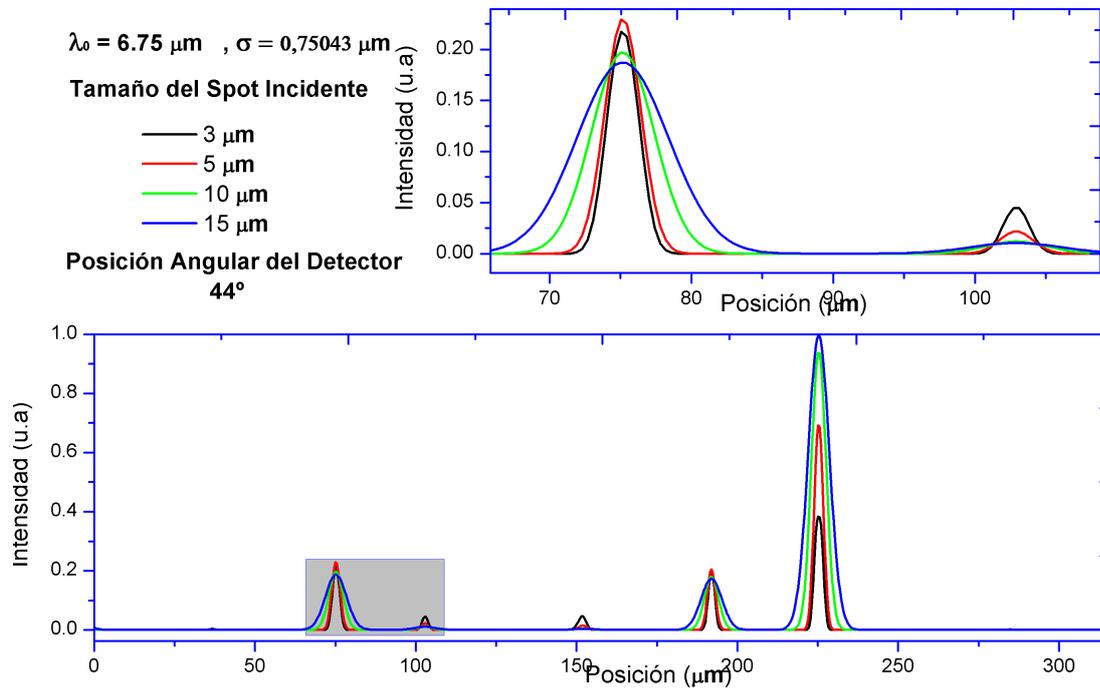


Figura 4.26: La gráfica muestra el resultado simulado del patrón de esparcimiento cuando se utiliza un tamaño de Spot de Iluminación incidente de $3\mu\text{m}$ (negro), $5\mu\text{m}$ (rojo), $10\mu\text{m}$ (verde) y $15\mu\text{m}$ (azul), para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

III. Los resultados de las simulaciones para la superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,0995\mu\text{m}$ se presentan en las Figuras 4.27, 4.28 y 4.29, se presentan las gráficas del patrón de luz esparcida para un spot de iluminación de $3\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ y $15\mu\text{m}$. La intensidad esta en unidades arbitrarias y se utilizó el mismo factor de normalización para que sea claro el resultado de la simulación. Podemos ver en la Figura 4.27 que el patrón de esparcimiento es mas estructurado y de mayor intensidad para la posición angular de 44° , en el caso cuando el detector es colocado a 51° se alcanzan a observar algunos máximo de intensidad, para el caso de la posición del detector a 58° no se presentan máximos de intensidad ni estructura, por lo que no proporciona ningún tipo de información este patrón de esparcimiento.

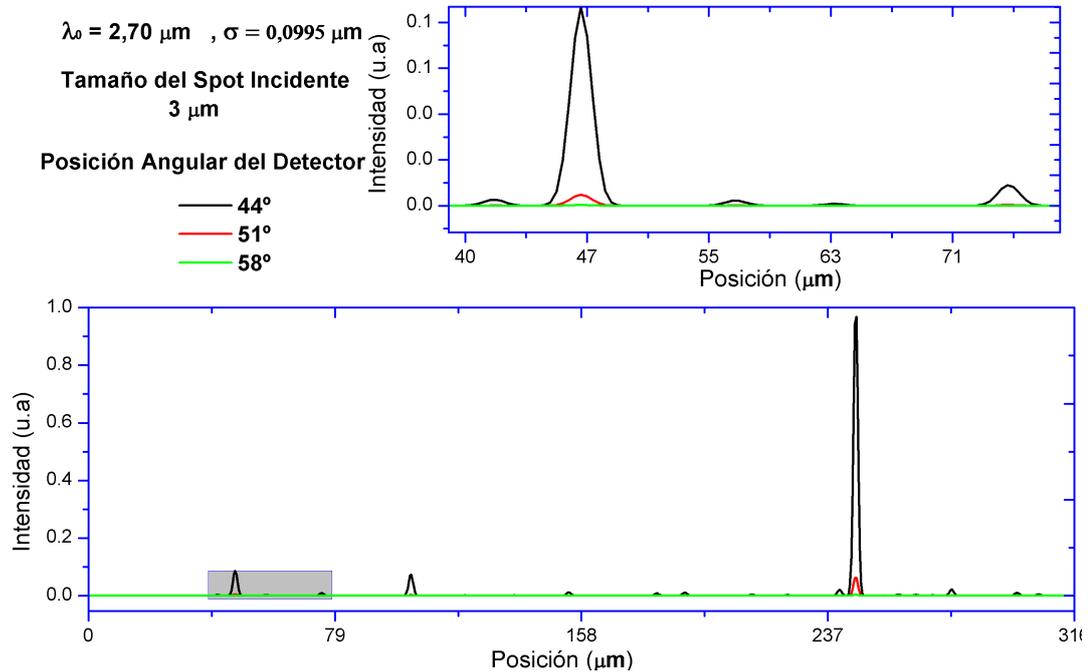


Figura 4.27: La gráfica presenta la simulación del patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de $3 \mu\text{m}$ con posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para una superficie de $\lambda_0 = 6,75 \mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043 \mu\text{m}$.

En la Figura 4.28 el patrón de luz esparcida para un tamaño de spot incidente de $10 \mu\text{m}$, presenta una reducción en intensidad en sus picos máximos para una posición angular de 44° de menos del 20% de la intensidad presentada para el spot de $3 \mu\text{m}$, con la reducción de intensidad podríamos pensar en un patrón de luz esparcida mas suave o menos estructurado. Cabe mencionar, que la gráfica muestra que para el detector a un ángulo de 51° , los picos de intensidad en el patrón de luz esparcida son muy reducidos y nuevamente para el caso del detector a 58° el patrón de esparcimiento no proporciona mayor información.

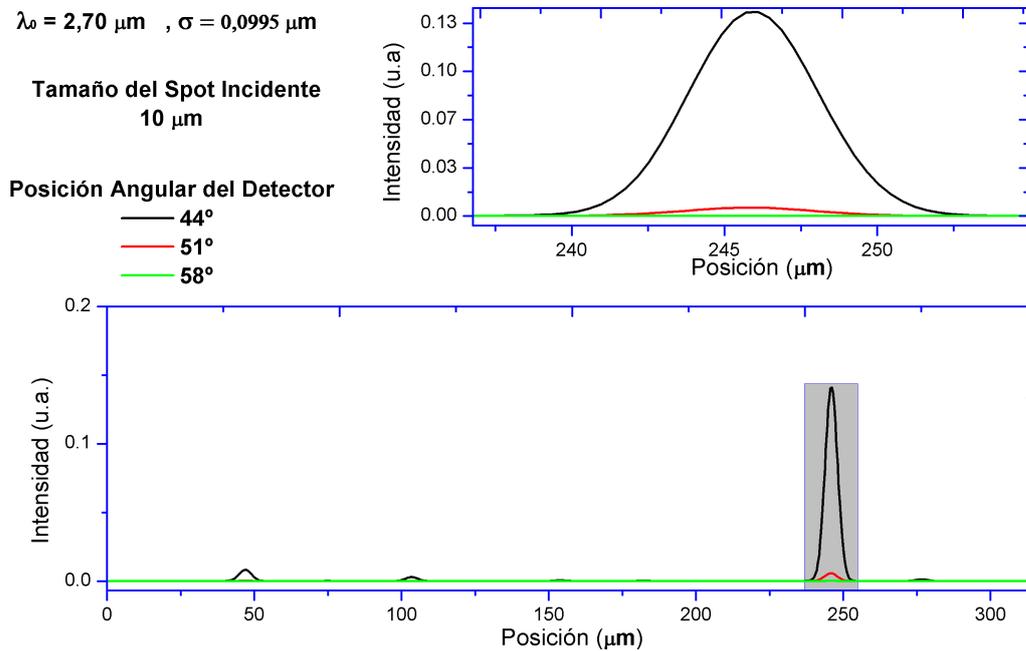


Figura 4.28: La gráfica presenta la simulación del patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 10 micras con posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

Para un spot de incidencia de $15\mu\text{m}$ podemos observar en la Figura 4.29 que el patrón de esparcimiento para un ángulo de 44° y 55° presenta menos estructura que en los casos para $3\mu\text{m}$ y $10\mu\text{m}$. Para un spot de iluminación de 10 y 15 micras podríamos pensar que es el mismo patrón de luz esparcida, sin embargo nuevamente en la siguiente gráfica demostraremos claramente que aunque es mínima, existe diferencia entre ambos patrones. En el caso de la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ la consecuencia de aumentar el tamaño de spot de iluminación es la reducción de la intensidad esparcida que llega al detector, además de que la estructura es más definida para un spot de iluminación más pequeño.

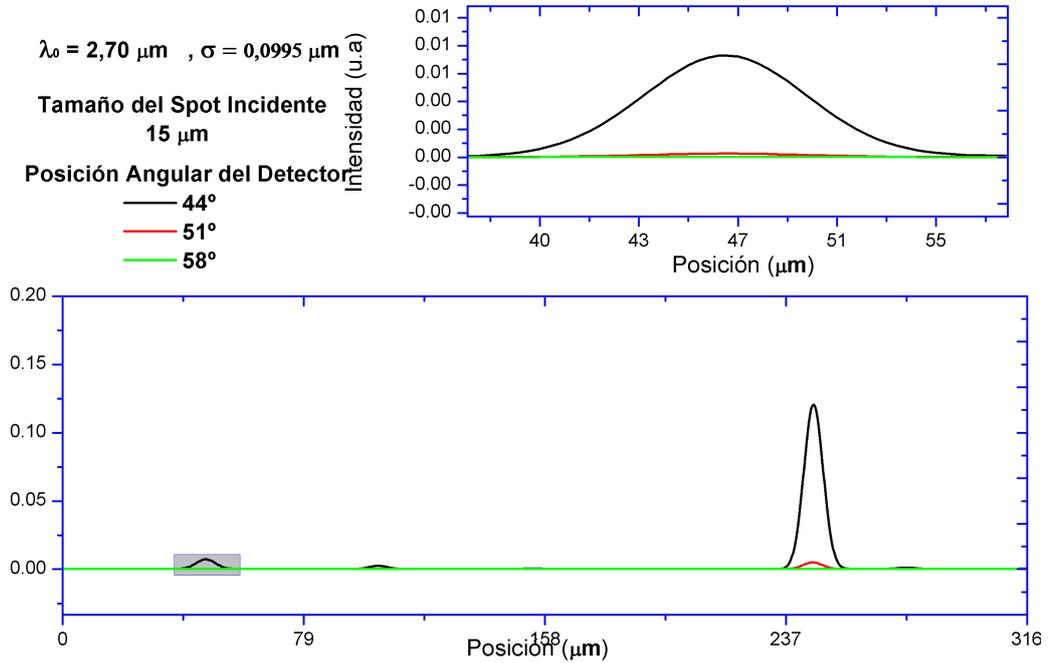


Figura 4.29: La gráfica presenta el patrón de esparcimiento para un Spot de Iluminación incidente de 15 micras, posiciones angulares de 44° (negro), 51° (rojo) y 58° (verde) respecto a la normal, para las superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,75043\mu\text{m}$

Comparación variando el tamaño de Spot Incidente en la Simulación (superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ y $\sigma = 0,0995\mu\text{m}$)

El resultado de simular el patrón de luz esparcida para la muestra de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ utilizando tamaños de spot de iluminación de 3, 5, 10 y 15 micrómetros se presenta en la Figura 4.30. En la gráfica se puede apreciar claramente que para un spot de $3\mu\text{m}$ tendremos una intensidad máxima y la forma del patrón será mas estructurada en comparación con tamaños de spot mayores. El efecto de aumentar el tamaño del spot es claro en la gráfica ya que el patrón de esparcimiento se reduce en intensidad y estructura.

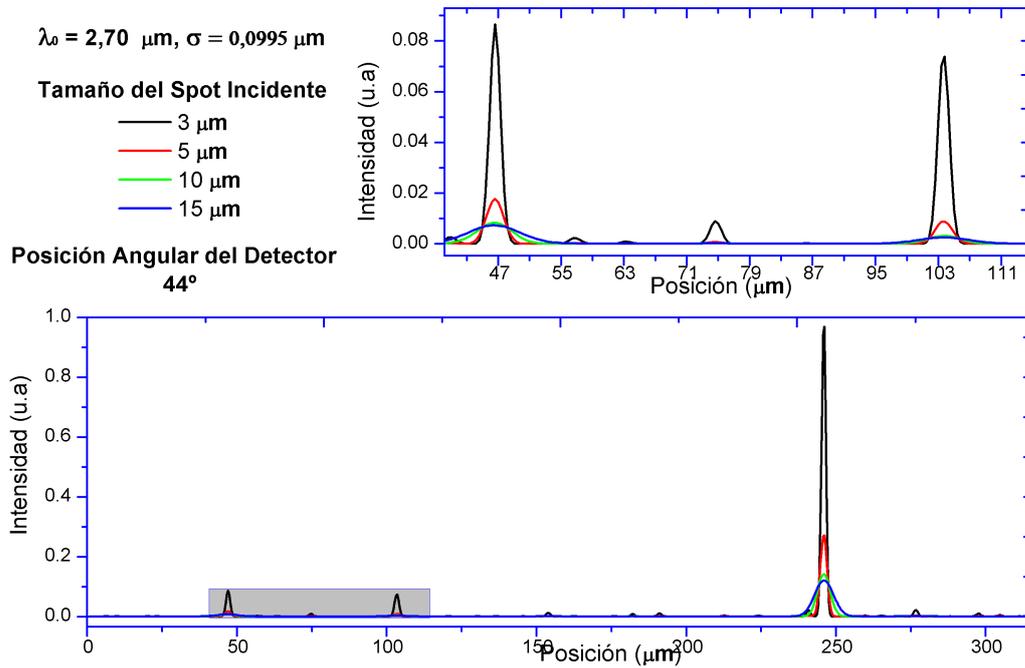


Figura 4.30: Simulación del patrón de esparcimiento cuando se hace una variación del tamaño de Spot de Iluminación incidente de $3\mu\text{m}$ (rojo), $5\mu\text{m}$ (negro), $10\mu\text{m}$ (verde) y $15\mu\text{m}$ (azul), para la superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu\text{m}$ y $\sigma_h = 0,0995\mu\text{m}$

4.3. Comparación de Resultados Experimentales VS Simulación Numérica del Experimento

Los resultados experimentales de las figuras 4.1, 4.2 y 4.3 para la superficie de $15 \mu\text{m}$ muestran que para un tamaño de spot de iluminación fijo ($3\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ o $15\mu\text{m}$) y una variación de la posición angular de 44° , 51° y 58° , el patrón de esparcimiento es tal que al aumentar la posición angular gran parte de la estructura del patrón de luz esparcida se pierde y además la intensidad se reduce al aumentar el ángulo respecto de la normal a la superficie. Si aumenta el tamaño del spot, el reduce su estructura y en gran medida su intensidad, de forma que, las superficies se vuelven mas suaves perdiendo información que puede ser útil para obtener información de la superficie rugosa. Al comparar estos resultados con los resultados de la simulación numérica (Figuras 4.19, 4.20 y 4.21) para la misma superficie de $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ podemos ver el comportamiento del patrón de luz esparcida se comporta de la misma manera para las múltiples condiciones que se introdujeron, es decir, al aumentar la posición angular del detector se pierde en gran medida la intensidad de los patrones de esparcimiento y la estructura no esta bien definida.

Y para ambos casos (simulación y experimento) el patrón de luz esparcida para 3 micras presenta un comportamiento en donde los máximos de intensidad mas grandes son mayores al resto de los patrones para 5, 10 y 15 micras, pero fuera de los picos de intensidad de luz mas intensos el patrón es menor en intensidad para el spot de 3 micrómetros, este comportamiento es un resultado claro de la magnitud de la superficie rugosa en comparación con la luz incidente, por lo que es necesario estudiar a detalle este fenómeno utilizando mas superficies del mismo orden. Es claro que los resultados presentados en las gráficas no son idénticos, sin embargo permiten entender el funcionamiento del sistema experimental diseñado, ya que bajo las mismas condiciones, el patrón de esparcimiento experimental y el patrón de esparcimiento de la simulación permiten observar el mismo comportamiento.

Para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ el comportamiento de los resultados experimentales muestra que el patrón de esparcimiento para un tamaño de spot de iluminación de $3\mu m$ es mayor en intensidad para posiciones angulares mas próximas a la normal, sin embargo en la Figura 4.5 el pico máximo de intensidad es mayor para una posición del ángulo de 51° que para 44° , este comportamiento lo asociamos al efecto de sombreado que se presenta en esta superficie y produce que el pico de máxima intensidad sea mayor, pero los picos secundarios de intensidad máxima sean mas intensos para una posición del detector de 44° . Además al aumentar el tamaño del spot pudimos apreciar que el patrón de esparcimiento será menos estructurado, por lo que las gráficas del patrón de luz esparcida son útiles cuando el spot de iluminación es lo mas reducido posible, en nuestro caso el spot de $3\mu m$ proporciono la mayor cantidad de información en el patrón de luz esparcida. En el caso de los resultados numéricos al aumentar la posición angular del detector para los distintos tamaños de spot de iluminación, el patrón de esparcimiento se reduce en intensidad y en estructura, pero al variar el tamaño del spot incidente (ver Fig. 4.26) para el spot de $3\mu m$ el patrón de esparcimiento se reduce en intensidad en el pico máximo y en los picos secundarios al aumentar el tamaño del spot se reduce la intensidad de luz detectada. Los resultados experimentales y numéricos para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ muestran un comportamiento que lo asociamos al efecto de sombreado que tiene la superficie sobre el patrón de esparcimiento, sin embargo es posible que el tamaño de la iluminación de incidencia y la estadística de esta superficie rugosa presenten otros factores o efectos que no estamos considerando en nuestro sistema, uno de estos factores es la relación σ/λ_0 que proporciona información de las pendientes promedio de la superficie rugosa, es decir, en el caso de las superficies rugosas estudiadas este factor es de $\frac{\sigma}{\lambda_0} = \frac{0,41\mu m}{15\mu m} = 0,0273$, $\frac{\sigma}{\lambda_0} = \frac{0,75043\mu m}{6,75\mu m} = 0,1111$ y $\frac{\sigma}{\lambda_0} = \frac{0,0095\mu m}{2,70\mu m} = 0,0369$ el cual tiene un valor mayor para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ y para las otras dos superficies este parámetro es menor, entonces el comportamiento de los resultados

para la superficie de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ lo podemos asociar a este factor. En este momento nuestro sistema no proporciona resultados suficientes para concluir sobre el efecto de el factor σ/λ_0 sobre el patrón de esparcimiento pero si nos permite identificar que mientras mas grande sea su valor, la interacción de la luz incidente con la superficie mostrara un comportamiento menos predecible. Por último podemos agregar que tanto los resultados experimentales como los simulados para la superficie $\lambda_0 = 6,75\mu m$ presentan un comportamiento consistente en el sentido de que están mostrando un patrón de esparcimiento influenciado por el efecto del factor $\sigma/\lambda_0 = 0,1111$.

Para la superficie de $\lambda_0 = 2,70\mu m$ el resultado experimental de aumentar la posición angular del detector implica una reducción en el patrón de esparcimiento en intensidad y en estructura (ver Fig. 4.27, 4.28 y 4.29). Además al variar el tamaño del spot de iluminación incidente (ver Fig.4.12) se presentó un aumento en intensidad y una mayor estructura en el patrón de luz esparcida por la superficie rugosa cuando se redujo el tamaño del spot de iluminación hasta 3 micrómetros. En la simulación numérica se observó el mismo comportamiento que en el resultado experimental, lo que implica que los resultados son consistentes. Es importante señalar que en el caso de la superficie con distancia de correlación $\lambda_0 = 2,70\mu m$ el patrón de luz esparcida presenta un aumento en las pendientes de los máximos locales de intensidad, es decir, la gráfica que muestra la luz esparcida oscila mas, esto esta asociado a que la desviación rms de alturas aleatoria de la superficie (σ) es menor que para las otras dos superficies.

La importancia del factor σ/λ_0 es claro, ya que los resultados presentados nos muestran que las superficies de $\lambda_0 = 15\mu m$ y $\lambda_0 = 2,70\mu m$ están mas relacionadas entre si, debido a que el valor del factor σ/λ_0 es muy cercano para estas muestras ($\frac{\sigma}{\lambda_0} = \frac{0,41\mu m}{15\mu m} = 0,0273$ y $\frac{\sigma}{\lambda_0} = \frac{0,0095\mu m}{2,70\mu m} = 0,0369$), y para la superficie rugosa de $\lambda_0 = 6,75\mu m$ es más grande.

Capítulo 5

Conclusiones y Perspectivas

5.1. Conclusiones

Se diseñó, construyó, automatizó y optimizó un sistema experimental para la medición del patrón de luz esparcida en superficies rugosas con distancias de correlación de $\lambda_0 = 15\mu m$, $\lambda_0 = 6,75\mu m$, $\lambda_0 = 2,70\mu m$ y con una desviación rms de alturas de $\sigma_h = 0,41\mu m$, $\sigma_h = 0,75043\mu m$ y $\sigma_h = 0,0995\mu m$ respectivamente, utilizando un spot enfocado de $3\mu m$, $5\mu m$, $10\mu m$ y $15\mu m$ como fuente de iluminación.

El sistema experimental empleado proporcionó resultados del patrón de luz esparcida que permitieron compararlos con el patrón de esparcimiento de una simulación numérica basada en la aproximación de Kirchhoff. Los resultados obtenidos por el sistema experimental empleado en el presente trabajo de tesis nos permiten confirmar la viabilidad del método propuesto, ya que los patrones de esparcimiento de luz para superficies rugosas con distinta estadística arrojan una relación aceptable entre: los resultados experimentales y los resultados numéricos. Es claro que no son idénticos los patrones de esparcimiento debido a la naturaleza estadística de las superficies, sin embargo, la comparación de los resultados experimentales con la simulación nos permite entender el comportamiento del sistema al variar los múltiples parámetros utilizados. Los resultados presentados nos permite conocer las variables del sistema experimental necesarias para optimizar el dispositivo y así poder realizar mediciones para conocer propiedades específicas de superficies rugosas unidimensionales, es decir, con base en los resultados de la tesis se puede establecer un criterio para mejorar el sistema experimental.

El sistema empleado en el proyecto funciona bajo el modelo mas simple de esparcimiento de luz (Aproximación Escalar de Kirchhoff), sin embargo es un buen modelo para el estudio de superficies rugosas mediante el patrón de luz esparcida

utilizando iluminación enfocada, el resultado de medir luz esparcida utilizando iluminación "puntual" ($3\mu m$) es que proporciona un patrón de esparcimiento con una estructura e intensidad muy bien definidas y que proporcionan mayor información que para el caso en que se utilizan spots de iluminación mas grandes.

Se ha mostrado que los resultados obtenidos con el sistema experimental son consistentes y físicamente razonables en el sentido de que muestran el mismo comportamiento que una simulación del caso. Lo que no se ha hecho hasta ahora es obtener información estadística del perfil de la superficie. Para lograr este paso se requiere estudiar con más detalle la teoría de esparcimiento en la superficie para poder relacionar las propiedades de la intensidad medida (número de picos de intensidad por unidad de longitud de barrido, por ejemplo) con la superficie.

5.2. Perspectivas

Si bien el montaje experimental diseñado nos permite conocer como es el cambio del patrón de luz esparcida para distintas superficies, la principal limitación del sistema experimental esta dada por la posición angular del detector, ya que el sistema de enfoque utilizado tiene una distancia focal de 25mm lo cual limita la detección del patrón de esparcimiento de luz. Si diseñáramos un sistema de enfoque que nos proporcionar un spot de iluminación de $3\mu m$ pero que tuviera un valor de distancia focal de al menos 10 cm, sería mas fácil medir el patrón de luz esparcida en el sistema, ya que no estaríamos limitados por la magnitud de las monturas utilizadas. Además de mejorar el sistema de enfoque en el experimento se pueden obtener resultados mas importantes si realizamos el mismo estudio para múltiples superficies, con distintas estadísticas, ya que actualmente solo tenemos 3 muestras de estudio.

Debemos profundizar el estudio de superficies rugosas con nuestro sistema no simplemente basándonos en la distancia de correlación λ_0 , es decir, se debe hacer un estudio detallado de la influencia del factor σ/λ_0 en los resultados del patrón de esparcimiento para múltiples superficies.

Otro parámetro que debemos considerar a futuro es la polarización de la luz que se presenta en el sistema, el estado de polarización del patrón de esparcimiento nos permitirá conocer mas sobre la estructura de la superficie rugosa de estudio. Además de manejar superficies unidimensionales, sería de gran utilidad poder construir superficies bidimensionales o superficies planas con defectos pequeños (de un tamaño alrededor de decenas o cientos de nanómetros) que son superficies de más interés en la práctica.

Apéndice A



Measurement of light scattering from a one dimensional rough surface using focused illumination

O. Rodríguez-Núñez and Neil C. Bruce
 Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, México D. F.
 e-mail: omar.rodriguez@ccadet.unam.mx



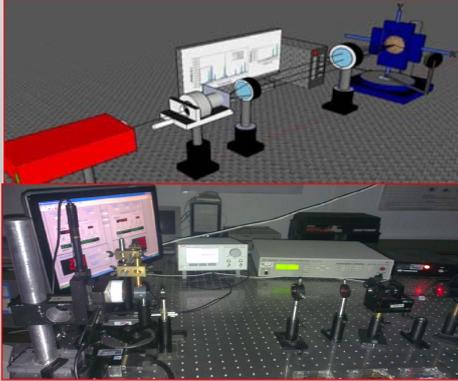
Introduction

Light scattering has been used to characterize materials and roughness of surfaces in different areas of science and technology, for example, some examples have been reported for applications of remote sensing, printed circuit testing and measuring surface patterns for growth of nanometric structures. Results have been presented, generally, for studies of one-dimensional surfaces, and in the literature calculations have been performed to study the angular distribution of the scattered light, from a one-dimensional rough surface, and the direct problem was studied, calculating the angular distribution of light scattered and also the inverse problem, where the rms roughness and the auto-correlation function are obtained by a least squares fit to measurements of the angular distribution. In general, a large number of studies have been performed examining the effect of varying the angle of incidence, the geometrical shape, the optical properties of the rough surface of different materials, and the relationship between the shape of the surface and scattered intensity. In the literature the illumination spot size is larger than the size of the roughness so it is not possible to obtain information about local variations of the rough surface due to the point to point structure of the sample. This is the problem we study in this paper.

Experiment

A laser beam of 633 nm is incident on the spatial filtering system which expands and cleans the Gaussian beam, a collimating lens is used before an aspheric lens, which focuses the laser spot onto the sample. The rough surface is mounted on a system of translation stages, which scans the sample with step sizes of less than one micron. The incident light is focused on the one-dimensional rough surface and it is scattered to be collected by a detector placed at a fixed angle and distance relative to the surface normal. The incident beam is normal to the rough surface. The laser is incident on the sample which is scanned horizontally and vertically. Measurements for different sizes of incident beam were performed to compare with the simulation.

Method



Simulation

We used a computer program, to obtain results for the experimental cases, using the Kirchhoff approximation. We used the same parameters as in the experiment and calculated the variation of the detected intensity with the position of the illumination beam. The surface was 500 wavelengths long, and was discretized into 16000 elements. The variation on the scattered signal was calculated for the central 250 wavelengths. The calculation took approximately 5 minutes for each surface on a 1.8GHz speed PC.

Figure 1. Experimental Setup.

Results

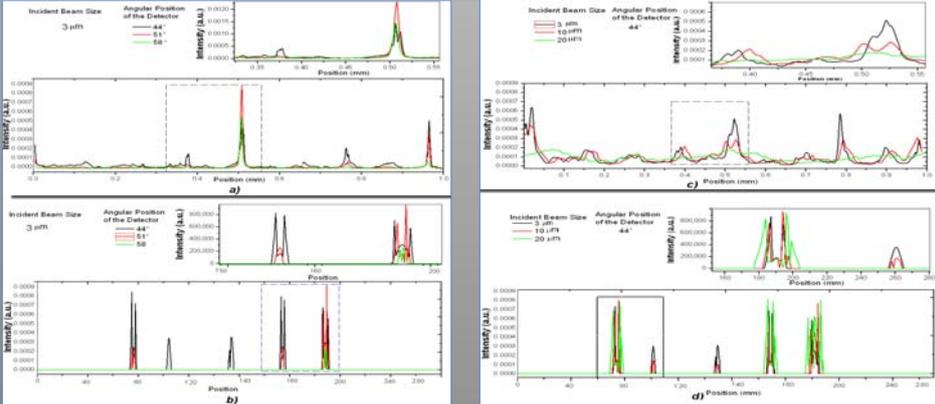


Figure 2. Results are presented for a surface with a correlation length $\alpha=6.75$ microns and $\alpha=0.75043$ microns. In the Figure 2b) and 2d) we see the results of present the numerical simulation obtained for the same parameters used in the experiment (Figure 2a) and 2c)).

Acknowledgments

This work was supported by DGAPA, UNAM through project PAPIIT IT100114. O Rodríguez-Núñez acknowledges a postgraduate grant from CONACYT, and the support from Coordinación del Posgrado de Ingeniería, UNAM and also to COMECYT for partial support provided for conference attendance.

Figura 1: Poster presentado en el 23º Congreso de la comisión internacional de Óptica, en donde se presentaron resultados preliminares de la tesis.

Bibliografía

- [1] J.A. Ogilvy, *Theory of wave scattering from random rough surfaces* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 1991).
- [2] P. Beckmann and A. Spizzichino, *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, Pergamon, (1963).
- [3] D. Goldstein, *Polarized light* (Marcel Dekker, inc., New York, 2003).
- [4] T.A. Germer, Effect of line and trench profile variation on specular and diffuse reflectance from a periodic structure, *J. Opt. Soc. Am.* **24**, pp. 696-701 (2007).
- [5] M. Rosete-Aguilar, N. C. Bruce y O. G. Rodríguez Herrera, Optical design of a scatterometer with an ellipsoidal mirror, *Optical Engineering*, 42, (2003), 1772-1777.
- [6] O. G. Rodríguez Herrera, M. Rosete-Aguilar y N. C. Bruce y , Scatterometer of visible light for 2D rough surfaces, *Reviw of Scientific Intruments*, 75, (2004), 4820-4823.
- [7] M. Rovira-Laparra, N. C. Bruce, O. G. Rodríguez-Herrera, J. G. Bañuelos-Muñeton, E. V. Basiuk J. M. Saniger-Blesa, Characterisation of chemically etched Indium Phosphide surfaces with light scattering, *Waves in Random and Complex Media*, 17, (2007), 221-231.
- [8] R. A. Depine and D.C. Skigin, Scattering from metallic surfaces having a finite number of rectangular grooves, *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 2844-2850, (1994).
- [9] Y-L Kok, General solution to the multiple-metallic-grooves scattering problem: the fast polarization case, *Applied Optics* 32, 2573-2581, (1993).
- [10] M. G. Moharam, E. B. Grann and D. A. Pommet, Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings, *J. Opt. Soc. Am. A* 12, 1068-1076, (1995).

-
- [11] Mendoza-Suarez and E. R. Mendez, Light scattering by a reentrant fractal surface, *Applied Optics*, 36, 3521-3531, (1997).
- [12] D. E. Barrick, Rough surface scattering based on the specular point theory, *I.E.E.E. Trans. Ant. Propag.* 16, 449-454, (1968).
- [13] K. Tang, R. A. Dimenna and R. O. Buckius, Region of validity of the geometric optics approximation for angular scattering from very rough surfaces, *Int. J. Heat Mass Transfer.* 40, 49-59, (1997).
- [14] Ishimaru and J. S. Chen, Scattering from very rough metallic and dielectric surfaces: a theory based on the modified Kirchhoff approach, *Waves in Random Media* 1, 21-34, (1991).
- [15] C. Macaskill y B. J. Kachoyan, Iterative approach for the numerical simulation of scattering from one- and two-dimensional rough surfaces, *Applied Optics*, 32, (1993), 2839-2847.
- [16] N. C. Bruce, Scattering from infinitely sloped surfaces by use of the Kirchhoff approximation, *Appl. Opt.* 42, 2398-2406 (2003).
- [17] N. C. Bruce, Control of the backscattered intensity in random rectangular-groove surfaces with variations in the groove depth, *Appl. OpBt.* 44, 784-791 (2005).
- [18] N. C. Bruce, Randomly rough rectangular-groove surfaces with predetermined backscatter intensities, *Rev. Mex. Fis.*, 52, (2006), 246-254.
- [19] K.A. O'Donnell and M.E. Knotts, Polarization dependence of scattering from one-dimensional rough surfaces, *J. Opt. Soc. Am. A* 8, (1991), 1126-1131.
- [20] T.R. Michel, M.E. Knotts and K.A. O'Donnell, Stokes matrix of a one-dimensional perfectly conducting rough surface, *J. Opt. Soc. Am. A* 9, (1992), 585-596
- [21] J.L. Pezzanti and R.A. Chipman, Mueller matrix scatter polarimetry of a diamond-turned mirror, *Opt. Eng.* 34, (1995), 1593-1598
- [22] R.C. Thompson, J.R. Bottiger and E.S. Fry, Measurement of polarized light interactions via the Mueller matrix, *App. Opt.* 19, (1980), 1323-1332
- [23] N.C. Bruce, A.J. Sant y J.C. Dainty, The Mueller matrix for rough surface scattering using the Kirchhoff approximation, *Opt. Comm.*, 88, (1992), 471-484.

-
- [24] F. Delplancke, Automated high-speed Mueller matrix scatterometer, *App. Opt.*, **36**, (1997), 5388-5395
- [25] G. Videen, W.S. Bickel, V.J. Iafelice and D. Abromson, Experimental light-scattering Mueller matrix for a fiber on a reflecting optical surface as a function of incident angle, *J. Opt. Soc. Am. A* **9**, (1992), 312-315
- [26] R.E. Luna, S.E. Acosta-Ortiz and L.F. Zou, Mueller matrix for characterization of one-dimensional rough perfectly reflecting surfaces in a conical configuration, *Opt. Lett.* **23**, (1998), 1075-1077
- [27] R. Espinosa-Luna, Scattering by rough surfaces in a conical configuration: experimental Mueller matrix, *Opt. Lett.* **27**, (2002), 1510-1512
- [28] T.A. Germer and C.C. Asmail, Goniometric optical scatter instrument for out-of-plane ellipsometry measurements, *Rev. Sci. Inst.* **70**, (1999), 3688-3695
- [29] Egon Marx and T. V. Vorburger, Direct and inverse problems for light scattered by rough surfaces, *Applied Optics* **25**, pp. 3613-3623 (1990).
- [30] Andrey Krywonos, James E. Harvey and Narak Choi, Linear systems formulation of scattering theory for rough surfaces with arbitrary incident and scattering angles, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. **28**, No. **6**, pp. 1121-1138 (2011)
- [31] D.G. Stavenga, H.L. Leertouwer, P. Pirih, and M.F. Wehling, Imaging scatterometry of butterfly wing scales, *Optics Express*, **17**, (2009), 193-202
- [32] P.F. Gray, A Method of Forming Optical Diffusers of Simple Known Statistical Properties, *International Journal of Optics*, **25**, (1978), 765-775
- [33] K.J. Stout, Surface roughness measurement, interpretation and significance of data, *Materials in Engineering* **2**, (1981), 260-265.
- [34] D.J. Whitehouse and J.F. Archard, The properties of random surfaces of significance in their contact. *Proc. Roy. Soc.*, **A316**, (1970), 97-121
- [35] M. Rasigni and G. Rasigni, Surface structure autocorrelation functions and their Fourier transforms for rough deposits of magnesium. *Phys. Rev. B* **19**, (1979) 1915-1919.
- [36] S.M. Goodnick, D.K. Ferr, C.W. Wilmsen, Z.Liliental, D. Fathy and O.L. Krivanek, Surface roughness at the Si(100)-SiO₂ interface. *Phys. Rev. B* **32**, (1985), 8171-8185.
- [37] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, (Sixth edition), Pergammon, (1980).

-
- [38] N.C. Bruce, Application of the Kirchhoff Approximation to Scattering from Rough Surfaces, PhD Thesis University of London, (1991).
- [39] P. Beckmann, The Scattering of light by rough surfaces, in Progress in Optics vol. 6, ed. E. Wolf, North-Holland, (1967), 53-69.
- [40] M.I. Sancer, Shadow corrected electromagnetic scattering from a randomly rough surface, I.E.E.E. Trans. Ants. Propag., AP-17, (1969), 577-585.
- [41] M. Nieto-Vesperinas, Radiometry of rough surfaces, Optics Acta, 29, (1982), 961-971.
- [42] M. Nieto-Vesperinas and J.M. Soto-Crespo, Monte Carlo simulations for scattering of electromagnetic waves from perfectly conductive random rough surfaces, Opt. Lett., 12, (1987), 979-981.
- [43] E.I. Thorsos, The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a gaussian roughness spectrum, J. Acoust. Soc. Am., 83, (1988), 78-92.
- [44] G. Arfken, *Mathematical Methods for Physicists, 3rd edition, Academic Press*, (1985), 603-610.
- [45] B.B Baker and E.T. Copson, *The Mathematical Theory of Huygen's Principle*, Clarendon Press, (1950), chpt 1.
- [46] E. Wolf, A generalized extinction theorem and its role in scattering theory, in Coherence and Quantum Optics, eds. L. Mandel and E. Wolf, Plenum, (1973), 339-357.
- [47] K.K. Mei and J.G. Van Bladel, Scattering by perfectly-conducting rectangular cylinders, I.E.E.E. Trans. Ants Propag., AP-11, (1963) 185-190.
- [48] D. Maystre, Electromagnetic scattering from perfectly conducting rough surfaces in the resonance region, I.E.E.E. Trans. Ants Propag., AP-31, (1983), 885-895.
- [49] M. Abramowitz and I. Stegun (eds.), *Handbook of Mathematical Function*, Dover, (1972), 364.
- [50] J.M. Soto-Crespo and M. Nieto-Vesperinas, Electromagnetic scattering from very rough random surfaces and deep reflection gratings, J. Opt. Soc. Am. A 6, 367-384 (1989).

-
- [51] N. C. Bruce, Single-scatter vector wave scattering from surfaces with infinite slope using the Kirchhoff approximation, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 25, 2011-2017, 2008.
- [52] N. C. Bruce and J.C. Dainty, Multiple scattering from rough dielectric and metal surfaces using the Kirchhoff approximation, *J. Mod. Opt.* 38, 1471-1481 (1991).
- [53] N. C. Bruce, Multiple scatter of vector electromagnetic waves from rough metal surfaces with infinite slopes using the Kirchhoff approximation, *Waves Rand. Comp. Media* 21, pp. 362-377 (2011)
- [54] Goodman Joseph W. , *Introduction to Fourier Óptics*, McGRAW-HILL, 1968.
- [55] <http://www.edmundoptics.com/technical-resources-center/lasers/understanding-spatial-filters/?site=LACountryid=141>
- [56] Alma A. Camacho P. y Cristina Solano, Superficies esféricas aplicadas a la óptica, *REVISTA MEXICANA DE FÍSICA* 45 (3) 315-321 (1999).
- [57] THORLABS, TDC001 DC Servo Motor Driver (User Guide), HA0142T Rev 12 February (2011)
- [58] Manual Platina rotatoria
- [59] THORLABS, Operation Manual Optical Power and Energy Meter PM320E, 19380-D02 REV BM (2009).
- [60] E. R. Méndez, M. A. Ponce, V. Ruiz-Cortés, and Zu-Han Gu, Photofabrication of one-dimensional rough surfaces for light-scattering experiments, *APPLIED OPTICS*, Vol. 30, No. 28, pp. 4103-4112 (1991)
- [61] C.R. Yanchaliquín Punina, Determinación de problemas en equipos industriales mediante análisis vibracional a través del software LabVIEW, Tesis de Doctorado, Escuela Superior Politécnica de Chimborazo, Ecuador, (2013).
- [62] N3 D. A. Zacarías Carreto, Estudio y Control Automático Retroalimentado de un Motor de CD de Laboratorio con las Herramientas de Matlab y Kabview, Tesina, Universidad Veracruzana, 2011.
- [63] D. Gimeno Calvo, Teleoperación de un robot, terrestre mediante biopotenciales, Proyecto de Carrera, Universidad Carlos III de Madrid.