

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGÍA
“Prof. Jorge A. Sabato”**

**Estudio del estado de una superficie y de su evolución
mediante el análisis de la luz dispersada ^(*)**

por María Fernanda Ruiz Gale

Directores del Trabajo

**Dra. Elsa Noemí Hogert
Dr. Néstor Gustavo Gaggioli**

**(*) Tesis para optar al título de Doctor en Ciencia y Tecnología, Mención
Materiales**

República Argentina

2007

Resumen

En esta tesis se estudian superficies ópticamente muy rugosas que experimentan pequeños cambios en su microestructura, es decir, sufren un proceso de superficie. Las superficies y sus cambios son estudiadas con el método de correlación digital de speckles.

Se presenta un nuevo modelo teórico que relaciona el coeficiente de correlación de speckles con los cambios en la rugosidad, encontrándose una relación exponencial cuadrática decreciente entre ellos. Se utiliza la solución general de Kirchhoff para la dispersión de ondas electromagnéticas por superficies rugosas. El modelo presentado es válido tanto para superficies translúcidas como reflectoras.

Para corroborar experimentalmente la validez de la expresión obtenida, se ha ideado una experiencia en donde se tiene un dispersor cuya rugosidad puede ser variada de forma controlada y conocida. Esta experiencia se basa en la equivalencia entre la luz dispersada por una superficie de rugosidad σ , o textura T/σ , cubierta con un líquido de índice de refracción n y la dispersada por otra superficie equivalente con rugosidad σ' , o textura T'/σ' , pero sin líquido. Se ha encontrado una expresión para textura de la superficie equivalente en función de la textura de la superficie sumergida y del índice de refracción del líquido cobertor. Como derivación de este estudio, se ha obtenido una herramienta no destructiva de análisis de superficies para componentes sumergidos en líquidos.

Se realizan tres clases de experiencias para analizar el modelo teórico presentado. La primera es una experiencia que utiliza el concepto de textura o rugosidad equivalente de manera que las variaciones de rugosidad sean conocidas y controladas. La segunda es una experiencia de secado de una capa de pintura sobre un sustrato rugoso. Y la tercera estudia el fraguado de una mezcla de cemento, arena y agua. En todas ellas se ha encontrado un buen ajuste entre los datos experimentales y la curva teórica propuesta.

Abstract

In this thesis, optically very rough surfaces presenting small changes in their microstructure, i. e. undergoing surface processes, are studied. The surfaces and their changes are studied with the digital speckle pattern correlation method.

A new theoretical model that relates the speckle correlation coefficient with roughness changes is presented. A decreasing quadratic exponential expression between them is found. The general Kirchhoff solution for electromagnetic waves scattering from rough surfaces is used. The proposed model is valid for transmitting and reflecting surfaces.

To validate experimentally the model, an experiment is designed, in which the roughness of a scatterer can be varied in a known controlled way. This test is based on the equivalence between the scattered light from a surface with roughness σ , or texture T/σ , covered with a liquid of refractive index n , and that from a different equivalent surface with roughness σ' , or texture T'/σ' , without any liquid. An expression for the texture of the equivalent surface as a function of the texture of the immersed surface and the refractive index of the covering liquid is derived. As an outcome of this study, a non destructive tool for the surface analysis of pieces immersed in liquids is obtained.

Three kinds of experiments to analyze the proposed theoretical model are carried out. The first test exploits the notion of equivalent roughness or texture in such a way that the roughness variations be known and controlled. The second experiment deals with the drying of a layer of paint over a rough substrate. The last test studies the setting of a mixture of cement, sand and water. In all of them a good fit between the experimental data and the theoretical curve is observed.

Tabla de contenido

Resumen.....	ii
Abstract	iii
Tabla de contenido	iv
Nomenclatura	vi
1 - Introducción.....	1
2 - Rugosidad de una superficie. Generalidades	4
Descripción de una superficie rugosa.....	4
Parámetros para describir una superficie rugosa	5
Técnicas para medir rugosidad.....	8
Instrumentos de punta	8
Instrumentos ópticos.....	9
3 - Dispersión de ondas electromagnéticas por una superficie rugosa.....	11
Solución general de Kirchhoff para la dispersión de luz por superficies rugosas	12
Geometría de reflexión	12
Geometría de transmisión.....	21
4 - Speckle: algunas propiedades	28
Estadística de primer orden del speckle.....	31
Estadística de la amplitud compleja	32
Estadística de la intensidad y la fase.....	34
Estadística de segundo orden del speckle	35
Correlación de intensidades de figuras de speckle.....	36
5 - Estudio del speckle en procesos de superficies. Modelo teórico	37
Estadística de una superficie variable	39
Correlación de intensidades de speckle.....	42
Geometría de reflexión.....	42
Variables aleatorias ζ y $\delta\zeta$ independientes	44

Variables aleatorias ζ y $\delta\zeta$ dependientes.....	47
Geometría de transmisión	48
Variables aleatorias ζ y $\delta\zeta$ independientes	49
Variables aleatorias ζ y $\delta\zeta$ dependientes	50
6 - Rugosidad equivalente o aparente.....	51
Teoría	52
Geometría de reflexión	52
Geometría de transmisión.....	57
Aproximación de ángulo pequeño	59
Geometría de reflexión	60
Geometría de transmisión.....	61
Análisis de la aproximación.....	61
Alcances y limitaciones de la definición de textura equivalente	61
Geometría de reflexión	62
Geometría de transmisión.....	68
7 - Correlación de speckies en procesos de superficies.....	75
Simulación de variación de rugosidad.....	75
Geometría de reflexión	75
Experiencia para la geometría de reflexión	78
Resultados.....	80
Geometría de transmisión.....	82
Experiencia para la geometría de transmisión.....	84
Resultados.....	86
Correlación de speckles en procesos de secado.....	87
Secado de pintura.....	87
Fraguado de cemento	95
8 - Conclusiones.....	101
Apéndice A. Fórmulas de la teoría de probabilidad	104
Apéndice B. Funciones de Bessel	110
Apéndice C. Definición de algunos parámetros de superficie.....	111
Apéndice D. Correlación digital de figuras de speckle	113
Bibliografía	116
Agradecimientos	121
Datos del autor	122

Nomenclatura

En esta sección se enumeran los principales símbolos utilizados como variable o parámetro en este trabajo. Las definiciones de cada uno de ellos se explican en el texto principal a medida que se presentan. Por practicidad, se ha realizado el listado de abajo dando la referencia de donde aparece por primera vez o en ocasión de qué ecuación se define. Se han omitido algunos símbolos utilizados provisoriamente.

A	Área iluminada.
A_0	Factor, ec. (3-13).
D_{3R}	Factor geométrico tridimensional para la geometría de transmisión, ec. (3-45).
$D_{3\psi}$	Factor geométrico normalizado tridimensional para la geometría de transmisión, ec. (3-52).
C	Función de autocorrelación de superficie, ecs. (2-6) y (2-8).
ε	Componente en la dirección de polarización del campo electromagnético, ec (4-1).
E	Campo electromagnético complejo dependiente del espacio, o fasor, ec (4-1).
E_1	Campo electromagnético incidente.
E_2	Campo electromagnético dispersado.
$\delta\zeta$	Variación de alturas, ec. (5-1).
$\delta\sigma$	Variación de rugosidad, ec. (5-3).
f	Función densidad de probabilidad (fdp) de las alturas, ecs. (2-4) y (2-5).
f_2	Función densidad de probabilidad conjunta de las alturas, ec. (3-24).
$f_{\zeta, \delta\zeta}$	Función densidad de probabilidad conjunta entre ζ y $\delta\zeta$, ec. (5-4).
g	$(v_z\sigma)^2$, ec. (3-32).
I	Intensidad de una onda, ec. (4-16).

I_m	Intensidad de la m -ésima figura de speckle, ec. (4-25).
$\langle I \rangle$	Intensidad media dispersada por reflexión (IMD), ec. (3-34).
I_d	Intensidad media dispersada por trasmisión (IMD), ec. (3-47).
$\langle I_N \rangle$	Intensidad media dispersada por reflexión normalizada (IMDN), ec. (3-36).
I_{dN}	Intensidad media dispersada por transmisión normalizada (IMDN), ec. (3-51).
$\langle I' \rangle$	Intensidad media dispersada para una superficie reflectora cubierta con un líquido, ec.(6-6).
$\langle I'_N \rangle$	Intensidad media dispersada normalizada para una superficie reflectora cubierta con un líquido, ec. (6-13).
I'_{dN}	Intensidad media dispersada normalizada para una superficie dieléctrica cubierta con un líquido, ec. (6-21).
$\Im$	Parte imaginaria del campo complejo, ec. (4-6)
χ_1	Función característica asociada a una variable, ec. (5-26).
χ_2	Función característica conjunta asociada a dos variables, ec. (3-24).
k_1	Vector de propagación o vector de onda incidente, ec. (3-1), Fig. (3-1).
k_2	Vector de propagación o vector de onda dispersado, Fig. (3-1).
K_{2R}	Factor geométrico bidimensional para la geometría de reflexión, ec. (3-12).
K_{3R}	Factor geométrico tridimensional para la geometría de reflexión, ec. (3-15).
$K_{3\psi}$	Factor geométrico tridimensional normalizado para la geometría de reflexión, ec. (3-19).
κ	Contraste de la figura de speckle, párrafo siguiente a ec. (4-24).
λ	Longitud de onda.
μ	Valor medio de la variación de alturas, ec. (5-6).
n_d	Índice de refracción de un difusor.
n	Índice de refracción de un líquido transparente.
n_0	Índice de refracción del medioambiente.
ω	Frecuencia angular.

$\mathbf{p}$	Vector igual a $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$, ec. (3-9).
$p_{\Re, \Im}$	Función densidad de probabilidad conjunta de las partes real e imaginaria del campo complejo, ec. (4-12)
p_I	Función densidad de probabilidad marginal de la intensidad, ec. (4-19).
p_φ	Función densidad de probabilidad marginal de la fase, ec. (4-20).
r_0	Distancia desde el origen a un punto lejano P .
r_{PQ}	Distancia desde un punto Q sobre la superficie a un punto lejano P .
R	Coeficiente de reflexión de la superficie, ec. (3-6).
R_a	Media aritmética de las alturas, ec. (2-2).
$\Re$	Parte real del campo complejo, ec. (4-5)
ρ_{mj}	Correlación de intensidades entre la m -ésima figura de speckle y la j -ésima, ecs. (4-25) y (4-29).
ψ	Coeficiente de dispersión o campo dispersado normalizado.
σ ó R_q	Rugosidad. Dispersión cuadrática media de las alturas, ec. (2-3).
σ'	Rugosidad de la superficie luego de haber sufrido un proceso, ec. (5-7).
σ_c	Desviación estándar de la fdp conjunta de $\Re$ e $\Im$, ec. (4-12) y (4-13).
σ_I	Desviación estándar de la intensidad de la figura de speckle, ec. (4-24).
τ	Distancia entre dos puntos de la superficie (x_1, y_1) y (x_2, y_2) .
T	Longitud de correlación de la superficie, ec. (2-8).
T/σ	Textura, párrafo siguiente a ec. (3-35).
$\mathbf{u}$	Normal local de la superficie, Figura 3-3.
$\mathbf{v}$	Vector igual a $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ para la geometría de reflexión, ecs. (3-8) y (3-16).
$\mathbf{v}^d$	Vector igual a $\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_2$ para la geometría de transmisión, ec. (3-43).
$[-X, X]$	Intervalo en el eje x del área de la superficie rugosa iluminada.
$[-Y, Y]$	Intervalo en el eje y del área de la superficie rugosa iluminada.
$\zeta(x, y)$	Altura, en el eje z , de la coordenada (x, y) , ec. (2-1).

Introducción

Existen muchas situaciones en las que es importante conocer los cambios en las superficies, ya sean éstas dieléctricas, metálicas u orgánicas, duras o blandas. Estos cambios pueden ser provocados por oxidación, erosión, degradación o crecimiento en muestras biológicas, flujo sanguíneo, evaporación de líquidos, cambios de fase, etc. Frecuentemente es necesario evaluar de manera no invasiva ni destructiva estos procesos superficiales, ya sea porque son parte de algún componente en uso o por encontrarse inaccesible para ciertos instrumentos.

Un modo de caracterizar los procesos superficiales es conociendo la forma que imprimen a la superficie, ya sean macro o microscópicos. En esta tesis se estudia las irregularidades del orden del micrómetro que presenta una superficie tratándolas desde un aspecto estadístico.

Las primeras técnicas para caracterizar la rugosidad de una superficie han sido muy elementales y cualitativas: utilizando la uña del dedo gordo o, simplemente, el ojo [Whi97]. Aunque han sido rápidas y algo efectivas, la demanda de resultados cuantitativos condujo al desarrollo de dos ramas paralelas de instrumentación: una que sigue el ejemplo táctil, instrumentos de puntas, y otra que imita la visión (instrumentos ópticos). Aunque existen otras técnicas que se apartan levemente de estos grupos, ellas abarcan la mayoría. En el capítulo 2 se hace una breve descripción de una superficie rugosa, se definen los parámetros estadísticos utilizados en esta tesis y se describen algunos métodos de medición.

Cuando se analiza una superficie rugosa iluminándola con un haz de luz, es importante conocer el comportamiento de esa interacción. Esta problemática se la puede abordar con un formalismo matemático estricto, pero que a veces resulta difícilmente aplicable, o se lo puede tratar con una teoría aproximada pero más versátil. Dentro de estas últimas se encuentra la aproximación escalar de Kirchhoff para estudiar la dispersión de ondas electromagnéticas por superficies rugosas [Bec63, Bas79, Goo85, Ogi91] y será la utilizada en esta tesis. En el capítulo 3 se desarrolla este tema en donde se obtienen dos

resultados utilizados a lo largo de esta tesis: la solución general de Kirchhoff para la dispersión de luz por superficies rugosas y la intensidad media dispersada por ellas. De acuerdo a lo desarrollado en ese capítulo, se establece un criterio para superficies ópticamente muy rugosas, utilizadas en esta tesis.

En este trabajo se usa como fuente de luz un haz láser debido a su propiedad de coherencia. Esta característica provocó que la utilización del primer láser en 1960 revelara un fenómeno inesperado: los objetos iluminados con él adquieren una apariencia granular. Los primeros investigadores en luz láser estudiaron el origen de esta granularidad y la llamaron figura de *speckle* (moteado, en inglés) [Rid62, Lan63, Oli63, Gol65, Enl67]. Debido a su propiedad de estacionaridad, el *speckle* es un portador de información. En esta faceta, el *speckle* ha originado una gran cantidad de estudios teóricos y experimentales, muchos de los cuales resultaron en aplicaciones metrológicas con gran potencial en END [Cie88, Fom98, Shu02].

En esta tesis se estudia las propiedades de la figura de *speckle* como portadora de información de la superficie dispersora. Se trabaja con el método de fotografía digital de *speckle*, obteniendo los datos a través de la correlación digital de figuras de *speckle*. En el capítulo 4 se hace una reseña de algunas propiedades estadísticas de dicha figura.

Una de las aplicaciones más comunes del método de correlación de *speckle* es la medición de rugosidad de superficie [Leg75, Ruf87, Tay95, Apa03]. El coeficiente de correlación de intensidades depende de la rugosidad de la superficie y de la variación angular realizada. Este es un ejemplo del método de correlación de figura de *speckle* no dinámico. Por otro lado, cuando la superficie iluminada presenta algún tipo de actividad dependiente del tiempo, la figura de *speckle* también cambia, es decir, deja de ser estática, convirtiéndose en lo que se denomina "*speckle* dinámico". Muchos autores han propuestos diversos procedimientos para estudiar la actividad del *speckle* [Oul89, Aiz91, Hin92, Tan94, Rab96, Sch96, Sch97, Fom98, Sjö04]. En la gran mayoría de los trabajos se comparan en forma empírica distintos estadios temporales de la figuras de *speckles* relacionando el resultado con algún proceso superficial. En lo que se ha podido investigar bibliográficamente, sólo en los trabajos de Fricke-Begemann y de la autora de esta tesis [Fri04, Rui04] se ha propuesto un modelo teórico que relacione una cantidad, variación de rugosidad, con el cambio en la figura de *speckle*.

En el capítulo 5 se presenta un modelo teórico, desarrollado por la autora, que relaciona cambios morfológicos en la superficie con cambios en la figura de *speckle*. Se obtiene una expresión matemática para la correlación de intensidades de *speckle* en

función de las variaciones en la rugosidad de la superficie y se demuestra que, bajo determinadas condiciones, esta expresión es una exponencial cuadrática decreciente.

Para evaluar el comportamiento de esta ecuación, se ideó una experiencia en la que se obtienen diferentes figuras de speckles en función de una variación de rugosidad controlada y conocida. Esta experiencia consiste en sumergir la superficie rugosa en un líquido transparente de índice de refracción conocido. En la búsqueda bibliográfica realizada se encontró que no existía un análisis detallado del estudio de la luz dispersada por una superficie rugosa sumergida en un líquido. En el capítulo 6 se estudia, entonces, esta problemática desde la aproximación escolar. Se establece, bajo ciertas condiciones, que la luz dispersada por una superficie rugosa sumergida en un líquido es equivalente a la luz dispersada por otra superficie rugosa pero libre de líquido. También se discuten los alcances y limitaciones de dicha equivalencia y se encuentra una expresión que relaciona ambos sistemas.

En el capítulo 7 se realizan diversas experiencias para evaluar el desempeño y alcance de los resultados obtenidos en los dos capítulos precedentes. En primer lugar se diseña una experiencia que permite obtener variaciones de rugosidad conocidas y controladas, tanto para las geometrías de transmisión y como para reflexión, utilizando los resultados del capítulo 6. De esta manera se puede evaluar la expresión obtenida del coeficiente de correlación de speckles en función de la variación de rugosidad superficial. Luego se utiliza el mismo modelo teórico en dos procesos donde la variación de rugosidad no es controlada: el secado de pintura y fraguado de cemento.

En el capítulo 8 se presentan las conclusiones de esta tesis.

Rugosidad de una superficie

Generalidades

En este capítulo se hace una breve descripción del concepto de superficie aleatoriamente rugosa y se definen algunos de sus parámetros estadísticos asociados. Entre ellos están la rugosidad y la longitud de correlación de una superficie que son dos de los parámetros más usados en esta tesis.

También se mencionan algunos de los principales métodos de medición de rugosidad.

Descripción de una superficie rugosa

El límite o frontera de un cuerpo, que lo separa y distingue de lo que no es él, es lo que comúnmente se conoce como superficie. En un lenguaje más técnico se puede decir que una superficie es la interfase entre dos medios de propiedades diferentes. La forma que tiene esta interfase puede brindar información de algunos de los procesos a los que fue sometida. Cuando las superficies experimentan maquinados, pulidos, tratamientos químicos, etc., aparece sobre ellas un relieve característico (picos y valles) llamado frecuentemente textura. El conocimiento de la topografía y las propiedades estadísticas de esta textura es el objetivo de muchos trabajos de investigación. Los defectos que apartan a una superficie de su geometría plana, considerada ideal, pueden ser clasificados cualitativamente en tres tipos, Figura 2-1.

Rugosidad: Son defectos de alta frecuencia. Generalmente se denomina de este modo a las irregularidades inherentes al proceso de producción dejadas por el agente de maquinado (herramientas de corte, granos de abrasivos, electroerosión, etc.).

Ondulación: Son defectos de baja frecuencia a los cuales se le suma la rugosidad. Proviene de fallas en las máquinas, vibraciones o tensiones en el material.

Forma: No es realmente un defecto de la superficie. Está relacionada con el apartamiento de la media, el paralelismo o la planitud requerida.

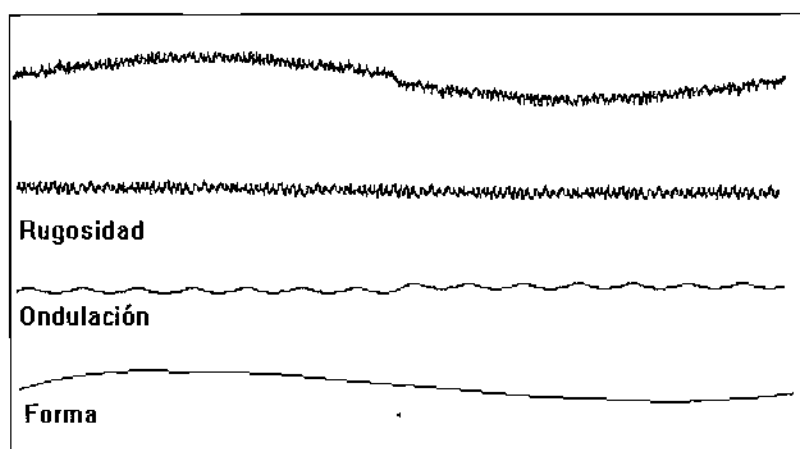


Figura 2-1. Varios tipos de defectos de una superficie.

En general, en la mayoría de las superficies aparece una combinación de los tres efectos. La presencia de estos “defectos” en una superficie produce dispersión de luz. Las superficies consideradas en este trabajo tienen forma plana. En óptica, la rugosidad y la ondulación se definen en comparación a la longitud de onda de la luz utilizada.

Parámetros para describir una superficie rugosa

Toda superficie real presenta una rugosidad, cuya alcance depende de la unidad de medición y de la función a la que está destinada la superficie. Por ejemplo, una superficie puede ser suave o “lisa” para un instrumento de medición que utiliza una púa o aguja y, sin embargo, ser ópticamente rugosa porque la unidad de medida es del orden de la longitud de onda de la luz que es por lo menos un orden menor a la de la púa.

Una superficie puede ser *periódicamente rugosa* o *aleatoriamente rugosa*. En este trabajo se estudia éstas últimas y se hace referencia a ellas simplemente como *superficies rugosas*. Sólo se menciona la diferencia en caso de una posible confusión.

El primero que estudió ópticamente una superficie rugosa y estableció un criterio de rugosidad fue Rayleigh en 1877. Dicho criterio compara la rugosidad de la superficie con la longitud de onda de la luz.

Una superficie puede ser descrita dando las coordenadas cartesianas (x,y,z) de cualquiera de sus puntos. Sin embargo, en una superficie aleatoriamente rugosa ésta es una tarea difícil, si no imposible, de realizar. Es por ello que se utiliza un conjunto de parámetros para caracterizarlas, muchos de los cuales son parámetros estadísticos.

Existe una gran cantidad de parámetros asociados a una superficie rugosa debido a la naturaleza compleja de las irregularidades. Aquí se definen solamente los parámetros que serán utilizados en este trabajo. Se puede consultar, por ejemplo los libros de Dagnall [Dag80] y Thomas [Tho99] para completar este conjunto.

Como punto de partida se debe establecer el sistema de referencia. El más usado, y el que se emplea en esta tesis, es el que define al plano xy como el plano medio de la superficie. Entonces, si la función $\zeta(x,y)$ es la “altura” en el eje z de la coordenada (x,y) un punto cualquiera de la superficie esta definido por el sistema $(x,y,\zeta(x,y))$ y el plano medio de la superficie resulta definido por

$$\int_{-X}^X \int_{-Y}^Y \zeta(x,y) dx dy = 0 , \quad (2-1)$$

donde se supuso por simplicidad una superficie rectangular que va de $-X$ a X en eje x y de $-Y$ a Y en y .

La rugosidad promedio R_a se define como lo media aritmética de las alturas:

$$R_a = \frac{1}{4XY} \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y |\zeta(x,y)| dx dy . \quad (2-2)$$

El parámetro que mejor define ópticamente la rugosidad de una superficie, y el que se utiliza en este trabajo, es la dispersión cuadrática media de las alturas R_q o σ , que es

$$\sigma = R_q = \sqrt{\frac{1}{4XY} \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y \zeta^2(x,y) dx dy} . \quad (2-3)$$

Dada la complejidad de la función ζ , la superficie rugosa puede ser considerada como un proceso continuo aleatorio siendo ζ una variable aleatoria con una función densidad de probabilidad (fdp) $f(\zeta)$. Si además consideramos que:

- el proceso aleatorio es ergódico: cualquier promedio calculado sobre una función de prueba debe ser igual al mismo promedio calculado a través del ensamble [Goo85];
- la superficie es isotrópicamente rugosa: tiene la misma fdp para todas las direcciones.

Entonces, el promedio de ensamble de la ec. (2-3) resulta

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \zeta^2 f(\zeta) d\zeta . \quad (2-4)$$

Existe una gran variedad de fdp de alturas de la superficie [Bec63, Ogi91, Men98], pero la más usada por su simplicidad matemática es la Gaussiana, esto es

$$f(\zeta) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\zeta^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (2-5)$$

Sobre este tipo distribuciones de alturas existe una extensa discusión. No todas las superficies pueden ser descritas por una estadística gaussiana, pues dependen fuertemente del proceso formador de la rugosidad. Esto convierte a la ecuación (2-5) en una de las hipótesis más importantes realizadas, pues los resultados de este trabajo dependen fuertemente de esta clase de superficies.

Para tener una descripción más completa de una superficie se debe conocer la “escala de longitudes” sobre la cual suceden los cambios en altura. Una medida de ello se puede definir a través de la función de autocorrelación de superficie dada por (apéndice A)

$$C(x_1, y_1, x_2, y_2) = \frac{\langle \zeta(x_1, y_1) \zeta(x_2, y_2) \rangle}{\sigma^2}. \quad (2-6)$$

Como se ha considerado un proceso aleatorio ergódico, el proceso también es estacionario. Por lo tanto, las funciones de densidad de segundo orden (funciones conjuntas) sólo dependen de la distancia entre los puntos (x_1, y_1) y (x_2, y_2) .

El significado de C es fácil de interpretar. Si τ , la distancia entre los puntos (x_1, y_1) y (x_2, y_2) , es pequeña respecto de la distancia entre irregularidades $\zeta(x_1, y_1)$ y $\zeta(x_2, y_2)$ tendrán el mismo signo en todos lados, su producto será positivo y C tendrá valores no nulos cercanos al máximo. Pero si τ es mucho mayor que el tamaño de una irregularidad, el producto $\zeta(x_1, y_1) \cdot \zeta(x_2, y_2)$ será igualmente positivo o negativo y el valor medio tenderá a cero. En resumen, las propiedades de C son

$$\begin{aligned} |C(\tau)| &\leq C(0) = 1 \\ \lim_{\tau \rightarrow \infty} C(\tau) &= 0 \\ C(\tau) &= C(-\tau) \end{aligned} \quad (2-7)$$

Nuevamente la complejidad de la función ζ lleva a realizar otra consideración acerca de la superficie con las mismas salvedades que para la ec. (2-5). Es muy frecuente asumir en la teoría de dispersión de ondas que la función de autocorrelación es gaussiano y está dada por

$$C(\tau) = \exp\left(\frac{-\tau^2}{T^2}\right), \quad (2-8)$$

donde T es la longitud de correlación, o sea, la distancia para la cual la función de correlación cae al valor $1/e$.

La Figura 2-2 muestra dos superficies con la misma rugosidad pero con diferentes longitudes de correlación. Comparando ambas superficies, se puede suponer “a priori” que ellas dispersan la luz de manera diferente.

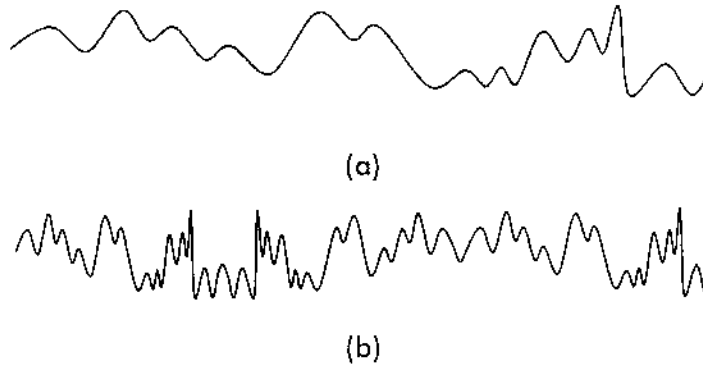


Figura 2-2. Dos superficies con la misma rugosidad pero con diferente longitud de correlación.

Técnicas para medir rugosidad

Como señaló Whitewhouse en su artículo [Whi97], las primeras formas de caracterizar la rugosidad de una superficie han sido muy elementales y cualitativas: utilizando la uña del dedo gordo o, simplemente, el ojo. Aunque han sido rápidas y algo efectivas, la demanda de resultados cuantitativos condujo al desarrollo de dos ramas paralelas de instrumentación: una que sigue el ejemplo táctil, instrumentos de puntas, y otro que imita la visión, instrumentos ópticos. Aunque existen otras técnicas que se apartan levemente de estos grupos, ellas abarcan la mayoría.

Thomas [Tho99] hace otra clasificación entre técnicas:

1. Técnicas de perfilado. Producen información punto por punto de la topografía de la superficie.
2. Técnicas paramétricas. Dan directamente alguna medida promedio de la rugosidad de superficie.

Instrumentos de punta

Esta clase de instrumentos utiliza una púa de medición montada sobre un brazo que se desplaza por la superficie detectando variaciones de altura con respecto a una superficie plana de referencia. La superficie plana puede estar definida utilizando otro

brazo que se desplaza solidario al primero pero sobre una superficie definida plana, Figura 2-3. En este caso el palpador lo conforman la púa y el brazo que la sostiene de manera que el ángulo entre los brazos varía al encontrar una irregularidad. Otra forma de definir la superficie de referencia es utilizando un patín que se monta sobre el brazo que contiene a la punta palpadora, Figura 2-4, o sobre otro brazo que se mueve solidario. Este patín apoya su parte plana sobre la superficie definiendo así un plano de referencia. A medida que el brazo avanza la punta palpadora se mueve respecto al patín registrando las variaciones en relación al plano de referencia.

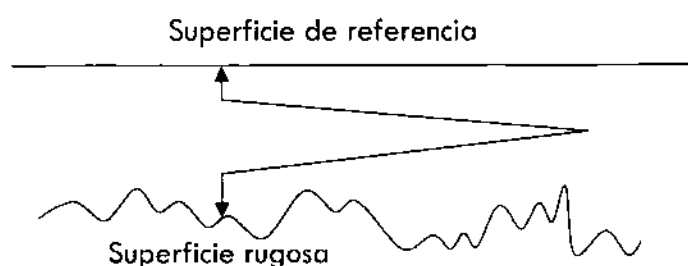


Figura 2-3. Rugosímetro mecánico con superficie plana de referencia.

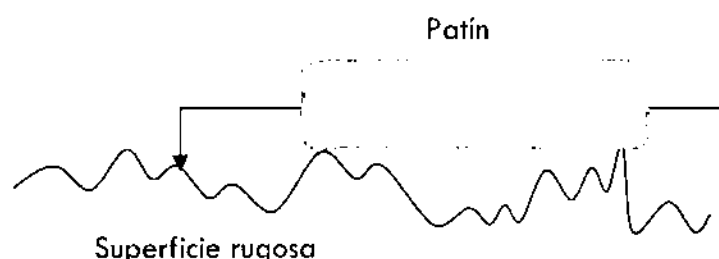


Figura 2-4. Rugosímetro mecánico con patín.

El inconveniente principal de los instrumentos de punta es el contacto físico entre el palpador y la superficie, ésto puede deteriorar la muestra sobre todo si es blanda. Además, la realización de la medida sobre una línea hace necesario efectuar el palpado en diferentes posiciones y direcciones para obtener un valor representativo de la rugosidad.

Instrumentos ópticos

Estos instrumentos utilizan la luz, y sus propiedades, como elemento de medición. Tienen la gran ventaja de no requerir un contacto físico con la superficie a evaluar por lo que se han convertido en una importante herramienta en el área de Ensayos No Destructivos (END). A continuación se describen algunos de los métodos ópticos más comunes para medir rugosidades.

a) Microscopio. Pueden ser ópticos, electrónicos, de efecto túnel, etc. y se utilizan para obtener imágenes magnificadas de la superficie y la topografía de la misma.

b) Sonda óptica. Este método simplemente utiliza el haz de luz como una punta no invasiva para realizar una medida del perfil. Entre éstos se encuentra el método de triangulación láser: se proyecta un haz láser oblicuamente sobre superficie, la diferencia de alturas de la superficie produce imágenes desplazadas al observar con un ángulo distinto al de incidencia.

c) Métodos interferométricos. Se basan en la interferencia de dos ondas luminosas: una de ellas se deforma al incidir sobre la superficie a estudiar; la otra es una onda de referencia. Se evalúa el estado de la superficie por medio de las franjas de interferencia obtenidas. Estas franjas representan las curvas de nivel de la superficie.

d) Métodos fotométricos. Se basan en el estudio de la luz difundida por una superficie rugosa, cuanto más rugosa es la superficie, más difunde y menos refleja.

e) Método de distribución angular o intensidad media dispersada. Se ilumina la superficie rugosa bajo un ángulo fijo y se registra la distribución angular de la luz dispersada utilizando un arreglo de detectores o uno solo móvil.

f) Métodos de speckles. Existen numerosas técnicas para obtener información de la rugosidad a partir del estudio del speckle. Algunos se basan en el contraste de éste y otros en la correlación entre dos figuras de speckle obtenidas a partir de la misma superficie cuando se la ilumina por dos ondas ligeramente distintas.

g) Elipsometría. Mide el cambio en el estado de polarización del haz de luz cuando es reflejado por una superficie. Se determina la razón de los coeficientes de reflexión complejos para las componentes de polarización p y s del campo electromagnético.

Dispersión de ondas electromagnéticas por una superficie rugosa

La dispersión de ondas electromagnéticas por superficies rugosas es un tema que ha sido ampliamente estudiado, produciendo una gran cantidad de artículos de revistas e importantes libros de consultas [Bec63, Bas79, Goo85, Ogi91]. La mayoría de los estudios teóricos sobre este tema siguen dos metodologías de trabajo, están los que utilizan aproximaciones pero que son accesibles, como los de teoría de Kirchhoff y teoría de perturbación, o los más rigurosos pero predominantemente formales, tales como las técnicas de ecuaciones integrales, métodos variacionales y aproximaciones de funciones de Green. Los trabajos de la primera categoría han sido muy usados a pesar que a veces los resultados de su aplicación justifican dejar pasar por alto algunos detalles teóricos. Por otro lado, los tratamientos más formales han sido poco utilizados, especialmente en estudios experimentales, resultando ardua la determinación del rango de validez.

Este trabajo se encuentra dentro del primer grupo, puesto que presenta una aproximación teórica confrontándola experimentalmente. La teoría utilizada es la escalar de Kirchhoff con una aproximación al campo ondulatorio sobre la superficie difusora. Esto es, cualquier punto sobre el difusor es tratado como si fuera parte de un plano infinito, paralelo a la tangente local de la superficie. Esta teoría es exacta para un difusor infinito, suave y plano, pero es aproximada para difusores de tamaño finito, rugosos o no planos. Por otra parte, las ondas electromagnéticas consideradas aquí están en el rango de la luz visible. Puntualmente, la fuente de luz es un haz láser, es decir, una onda plana y coherente.

Se toma como punto de partida el formalismo desarrollado en los libros de Beckmann y Spizzichino [Bec63] y Ogilvy [Ogi91] para la dispersión de ondas electromagnéticas producida por superficies rugosas perfectamente reflectoras. Dentro de los trabajos pioneros relativos a la aproximación escalar de Kirchhoff, se pueden mencionar entre otros a: Rice [Ric51], Davies [Dav54], Nieto Vesperinas [Nie81], Chandley [Cha75,

Cha76] y Welford [Wel77]. Una verificación experimental de los resultados obtenidos por Beckmann fue realizada con bastante detalle recién en el año 1987 por O'Donnell y Méndez [Odo87].

Solución general de Kirchhoff para la dispersión de luz por superficies rugosas

Generalmente el problema de la dispersión de ondas electromagnéticas se lo trata para el caso de superficies rugosas reflectoras. Sin embargo, la diversidad de superficies hizo necesario adaptar la solución dada por Kirchhoff a superficies rugosas de dieléctricos transparentes. En la siguiente sección se desarrolla el tema de manera tradicional y posteriormente se lo adapta a una geometría de transmisión.

Geometría de reflexión

Sea una superficie rugosa en la cual incide un campo electromagnético E_1 generando un campo dispersado E_2 . De aquí en adelante todas las cantidades asociadas con el campo incidente se denotan con el subíndice 1 y las asociadas con el campo dispersado con 2 ó 3.

Se considera que el campo incidente E_1 está linealmente polarizado; se puede asumir polarización vertical u horizontal de manera de trabajar sólo con el valor escalar E_1 del vector E_1 . Se define polarización vertical cuando el vector campo eléctrico es paralelo al plano de incidencia, y polarización horizontal cuando es perpendicular a dicho plano. De manera general, se puede considerar que el campo incidente es una onda plana tal que

$$E_1 = E_0 \exp[-i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t)] , \quad (3-1)$$

donde $\mathbf{k}_1$ es el vector de propagación o vector de onda cuyo módulo es $k_1 = 2\pi/\lambda$, y λ es la longitud de onda de la luz incidente; ω es la frecuencia angular. El vector posición está dado por $\mathbf{r} = (x, y, z)$ que para un punto sobre la superficie es $\mathbf{r} = (x, y, \zeta(x, y))$. De aquí en adelante, como se lo hace usualmente, no se considerará la dependencia temporal.

El sistema de coordenadas cartesiano se elige de forma tal que cumpla con la ecuación (2-1) y que $\mathbf{k}_1$ se encuentre en el plano xz , Figura 3-1. θ_1 es el ángulo entre $\mathbf{k}_1$ y el eje z , es decir el ángulo de incidencia. El campo se dispersa en una dirección arbitraria $\mathbf{k}_2$

dada por los ángulos (θ_2, θ_3) y se observa lejos de la superficie dispersora, en la región de Fraunhofer. Como la onda se dispersa en el mismo medio $k_1=k_2$.

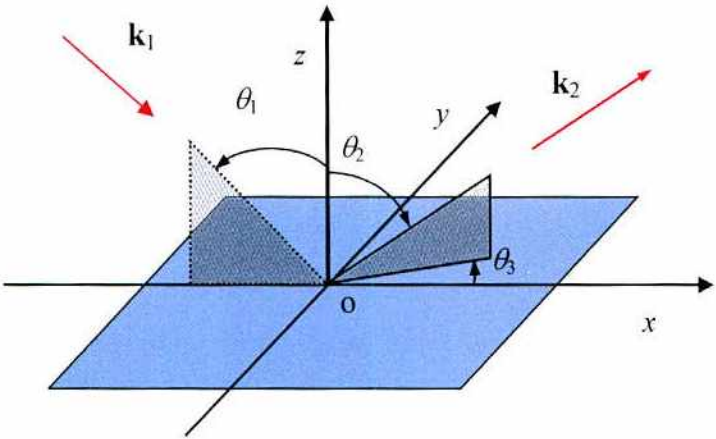


Figura. 3-1. Geometría de dispersión.

El problema de la dispersión de un haz coherente por una superficie rugosa es muy complejo para resolverlo rigurosamente. Por ejemplo, si la superficie rugosa fuera metálica, se debería considerar un índice de refracción complejo y resolver las ecuaciones de Maxwell. Claramente esta es una tarea poco práctica por lo que es necesario hacer algunas suposiciones [Bas79, Bec63, Wel80], a saber:

1. La superficie metálica es perfectamente reflectora para todo ángulo de incidencia. En caso de un material transmisor se lo considera perfectamente transparente.
2. La derivada de la superficie ($d\zeta/dx$ o $d\zeta/dy$) es suficientemente pequeña como para que se pueda ignorar los problemas de sombra.
3. Las irregularidades son “suaves” comparadas con la longitud de onda de la luz, es decir, no hay picos agudos o ángulos del orden de λ . Con esto se pueden despreciar las reflexiones múltiples.
4. No hay efectos de polarización. En el capítulo 6 se hará un breve comentario al respecto.

Bajo estas condiciones se puede utilizar el método de Kirchhoff.

Sea P un punto de observación muy lejos del difusor y Q un punto sobre la superficie difusora S de manera que r_{PQ} es la longitud del vector que une P con Q , Figura 3-2. La distancia de P al origen es r_0 .

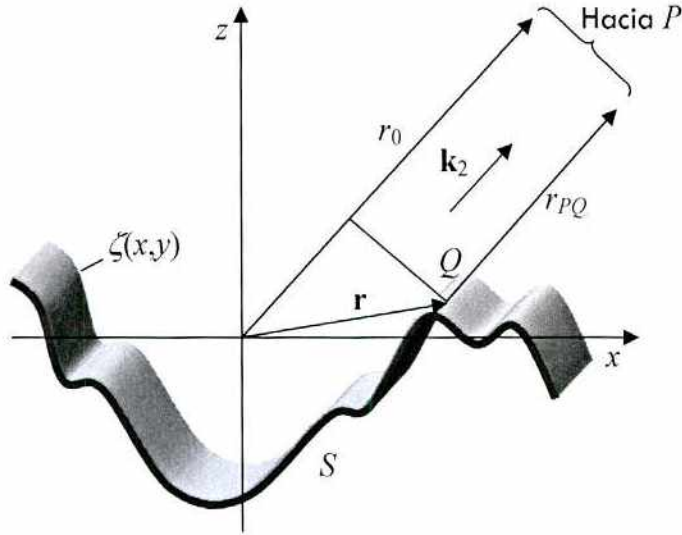


Figura 3-2. Definiciones geométricas para la ecuación (3-4).

El campo dispersado en P está dado por la integral de Helmholtz

$$E_2(P) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left(E \frac{\partial G}{\partial u} - G \frac{\partial E}{\partial u} \right) dS, \quad (3-2)$$

donde

$$G = \frac{\exp[ik_2 r_{PQ}]}{r_{PQ}} \quad (3-3)$$

es la función de Green y $\partial/\partial u$ es la derivada normal sobre la superficie.

De la Figura 3-2 se obtiene

$$k_2 r_{PQ} = k_2 r_0 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} \quad (3-4)$$

y, considerando que P está muy alejado, la función de Green se puede aproximar como

$$G \cong \frac{\exp[ik_2 r_0 - i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}]}{r_0}. \quad (3-5)$$

Para poder calcular la integral de Helmholtz, es necesario conocer el campo y su derivada normal sobre la superficie, lo cual es imposible. Entonces, se considera que el campo en cada punto de la superficie corresponde al que estaría presente sobre el plano tangente a ese punto. Esto es una buena aproximación si el radio de curvatura de las irregularidades es grande comparado con la longitud de onda de la radiación incidente. Dentro de esta aproximación se tiene

$$(E)_S = (1 + R) E_1 \quad \gamma \quad \left(\frac{\partial E}{\partial u} \right)_S = (1 - R) E_1 \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{u}, \quad (3-6)$$

donde R es el coeficiente de reflexión y $\mathbf{u}$ es el vector normal a la superficie en el punto (x, y) , figura 3-3.

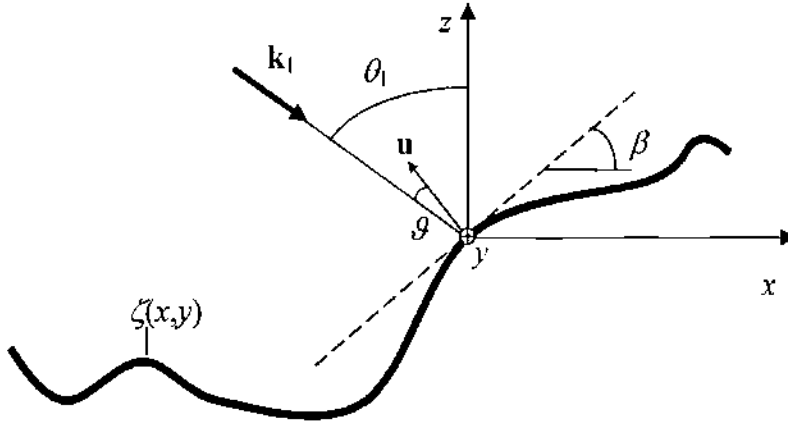


Figura 3-3. Geometría de dispersión local.

Para simplificar los cálculos, primero se supone una superficie unidimensional: $\zeta(x, y) = \zeta(x)$. Reemplazando (3-5) y (3-6) en la ecuación de Helmholtz (3-2), se tiene que el campo en la dirección θ_2 es

$$E_2 = \frac{i \exp[ik r_0]}{4\pi r_0} E_0 \int (R \mathbf{v} - \mathbf{p}) \mathbf{u} \exp[i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}] dS, \quad (3-7)$$

con $\mathbf{v} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ y $\mathbf{p} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$, cuyas componentes son:

$$\mathbf{v} = (v_x, v_z) = [k(\sin\theta_1 - \sin\theta_2), -k(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)], \quad (3-8)$$

$$\mathbf{p} = (p_x, p_z) = [k(\sin\theta_1 + \sin\theta_2), k(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)]. \quad (3-9)$$

Además se tiene $\mathbf{u} = (u_x, u_z) = (-\sin\beta, \cos\beta)$, $dS = \sec\beta dx$ y $\tan\beta = \frac{\partial\zeta}{\partial x}$.

Si la extensión de la superficie es finita tal que $-X < x < X$, entonces

$$E_2 = \frac{i \exp[ik r_0]}{4\pi r_0} E_0 \int_{-X}^X (a\zeta' - b) \exp[iv_x x + iv_z \zeta] dx, \quad (3-10)$$

donde $a = (1 - R)\sin\theta_1 + (1 + R)\sin\theta_2$ y $b = (1 + R)\cos\theta_2 - (1 - R)\cos\theta_1$.

La integral en (3-10) se puede resolver fácilmente para el caso que a y b sean independientes de x como sucede en un medio perfectamente conductor. Suponiendo además que $X \gg \lambda$, la solución general unidimensional puede escribirse como

$$E_2(\theta_1, \theta_2) = \pm K_{2R}(\theta_1, \theta_2) \int_{-X}^X \exp[i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}] dx, \quad (3-11)$$

donde

$$K_{2R}(\theta_1, \theta_2) = 2A_0 \frac{1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)}{\cos\theta_1 + \cos\theta_2} \quad (3-12)$$

y

$$A_0 = \frac{ik \exp[ikr_0]}{4\pi r_0} E_0 . \quad (3-13)$$

El $\pm$ de la ec. (3-11) corresponde a las direcciones de polarización paralela y perpendicular al plano de incidencia.

Para el caso bidimensional, (3-11) y (3-12) se transforman en

$$E_2(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = \pm K_{3R}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) \int_{-X-Y}^{X-Y} \int \exp[i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}] dx dy , \quad (3-14)$$

donde

$$K_{3R}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = 2A_0 \frac{1 + \cos\theta_1 \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\theta_3}{(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)} \quad (3-15)$$

y A_0 es el mismo, pero

$$\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z) = [k(\sin\theta_1 - \sin\theta_2 \cos\theta_3), -k \sin\theta_2 \sin\theta_3, -k(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)] . \quad (3-16)$$

La ecuación (3-14) es una de las formas de la solución general de Kirchhoff para la dispersión de ondas electromagnéticas por superficies rugosas. Una expresión análoga se puede encontrar en el libro de Ogilvy [Ogi91].

Varios años antes que Ogilvy, Beckmann [Bec63] definió el coeficiente de dispersión, que aquí se lo denominará "campo dispersado normalizado" ψ , este es

$$\psi = \frac{E_2}{E_{20}} , \quad (3-17)$$

donde E_{20} es el campo reflejado en la dirección especular por una superficie suave ($\zeta = \zeta' = 0$), perfectamente conductora de iguales dimensiones que la superficie original, cuando es iluminada por una onda horizontalmente polarizada bajo los mismos ángulos de incidencia y a la misma distancia de observación. Para el caso bidimensional E_{20} es igual a

$$E_{20} = \frac{ik \exp[ikr_0]XY \cos \theta_1}{\pi r_0} E_0 . \quad (3-18)$$

Para el campo dispersado normalizado el factor que precede a la integral se transforma en

$$K_{3\psi}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = \frac{1 + \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3}{\cos \theta_1 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)} \quad (3-19)$$

desapareciendo el factor A_0 . Reemplazando (3-14), (3-18) y (3-19) en (3-17), se tiene

$$\psi(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = \frac{\pm K_{3\psi}}{A} \iint_A \exp[iv r] dx dy , \quad (3-20)$$

donde $A=4XY$.

De aquí en adelante sólo se considerará el caso bidimensional; expresiones para el caso unidimensional se encuentran en [Bec63].

La intensidad media dispersada es $\langle I \rangle = \langle E_2 E_2^* \rangle$, donde * denota complejo conjugado; esto es

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= |K_{3R}|^2 \iint_{A_1} \iint_{A_2} \exp[iv_x(x_1 - x_2) + iv_y(y_1 - y_2)] \\ &\quad \langle \exp\{iv_z[\zeta(x_1, y_1) - \zeta(x_2, y_2)]\} \rangle dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \end{aligned} , \quad (3-21)$$

donde $A_1 = A_2 = A$ son las áreas de la pupila y $\langle \rangle$ significa valor medio de ensamble. A partir de aquí se tendrán en cuenta las características de la superficie desarrolladas en el capítulo anterior. Recuérdese que se considera que $\zeta(x, y)$ es una función aleatoria de la posición (x, y) con una distribución de alturas y un coeficiente de correlación gaussianos.

Para simplificar el manejo de la integral (3-21) se hace un cambio de coordenadas cartesianas a polares

$$x_1 - x_2 = \tau \cos \phi , \quad y_1 - y_2 = \tau \sin \phi , \quad (3-22)$$

siendo la distancia entre los puntos (x_1, y_1) y (x_2, y_2)

$$\tau = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2} . \quad (3-23)$$

La función característica conjunta χ_2 asociada con la función de distribución conjunta de las alturas $f_2(\zeta_1, \zeta_2)$, apéndice A, es igual a

$$\chi_2(v_z, -v_z) = \langle \exp[iv_z(\zeta_1 - \zeta_2)] \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_2(\zeta_1, \zeta_2) \exp[iv_z(\zeta_1 - \zeta_2)] d\zeta_1 d\zeta_2 , \quad (3-24)$$

donde se ha definido $\zeta_1 = \zeta(x_1, y_1)$ y $\zeta_2 = \zeta(x_2, y_2)$. Luego se puede reescribir (3-21) como

$$\langle I \rangle = 2\pi A |K_{3R}|^2 \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \exp[iv_x \tau \cos \phi + iv_y \tau \sin \phi] \chi_2(v_z, -v_z) \tau d\tau d\phi . \quad (3-25)$$

Dado que $X, Y \gg T$, $X, Y \gg \lambda$ y que la única contribución significativa a esta integral es de la región cercana al origen, se reemplaza por ∞ los límites de integración. Integrando en ϕ , resulta

$$\langle I \rangle = 2\pi A |K_{3R}|^2 \int_0^{\infty} J_0(v_{xy} \tau) \chi_2(v_z, -v_z; \tau) \tau d\tau , \quad (3-26)$$

donde $v_{xy} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ y J_0 es la función de Bessel de orden cero, apéndice B.

La función característica asociada con una distribución normal bidimensional de dos variables aleatorias ζ_1 y ζ_2 con valor medio 0 y varianza σ^2 es

$$\chi_2(v_z, -v_z) = \exp[-v_z^2 \sigma^2 (1 - C(\tau))] . \quad (3-27)$$

Considerando que $C(\tau)$ es gaussiano e igual a

$$C(\tau) = \exp[-\tau^2 / T^2] , \quad (3-28)$$

donde T es la distancia de correlación. Desarrollando esta expresión en serie alrededor de $\tau = 0$, la función característica (3-27) resulta

$$\chi_2(v_z, -v_z) = \exp[-v_z^2 \sigma^2] \sum_{m=0}^{\infty} \frac{v_z^{2m} \sigma^{2m}}{m!} \exp\left[-m \frac{\tau^2}{T^2}\right] . \quad (3-29)$$

Reemplazando (3-29) en (3-26) e integrando se llega a la expresión

$$\langle I \rangle = \exp(-g) \left\{ A^2 \alpha_0^2 + \pi A |K_{3R}|^2 T^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m! m} \exp\left[-\frac{v_{xy}^2 T^2}{4m}\right] \right\} , \quad (3-30)$$

donde

$$v_{xy} = k \sqrt{\sin^2 \theta_1 - 2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3 + \sin^2 \theta_2} , \quad (3-31)$$

$$\sqrt{g} = v_z \sigma = \frac{2\pi\sigma}{\lambda} (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) , \quad (3-32)$$

$$\alpha_0 = \text{sinc}(v_x X) \text{sinc}(v_y Y) . \quad (3-33)$$

Esta última ecuación es la transformada de Fourier de la función autocorrelación de la pupila para un diafragma rectangular de lados X e Y.

El primer término de (3-30), nulo en todo el espacio salvo en las vecindades de la dirección especular, es la componente difractiva o especular de la dispersión. La serie infinita de (3-30) representa la componente difusa de la dispersión.

En general, el campo dispersado está compuesto por ambas partes: componente especular y componente difusa. La componente especular es dominante cuando $g \cong 0$ y domina la componente difusiva cuando $g \gg 1$. En este trabajo se estudia este último caso, rugosidades grandes comparadas con la longitud de onda de la luz, para ello la ecuación (3-30) es igual a

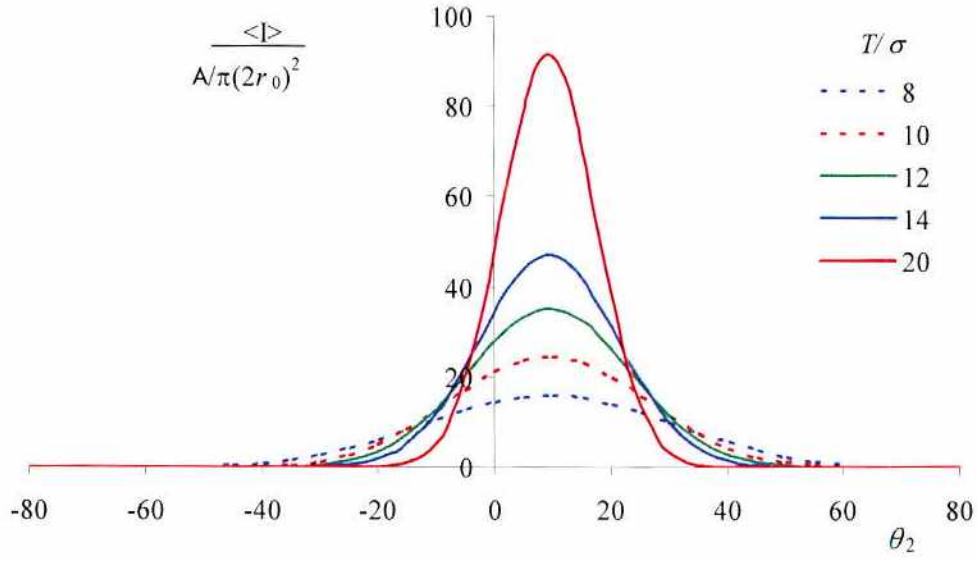
$$\langle I \rangle = \frac{\pi A |K_{3R}|^2 T^2}{v_z^2 \sigma^2} \exp \left(- \frac{v_{xy}^2 T^2}{4 v_z^2 \sigma^2} \right) , \quad (3-34)$$

y

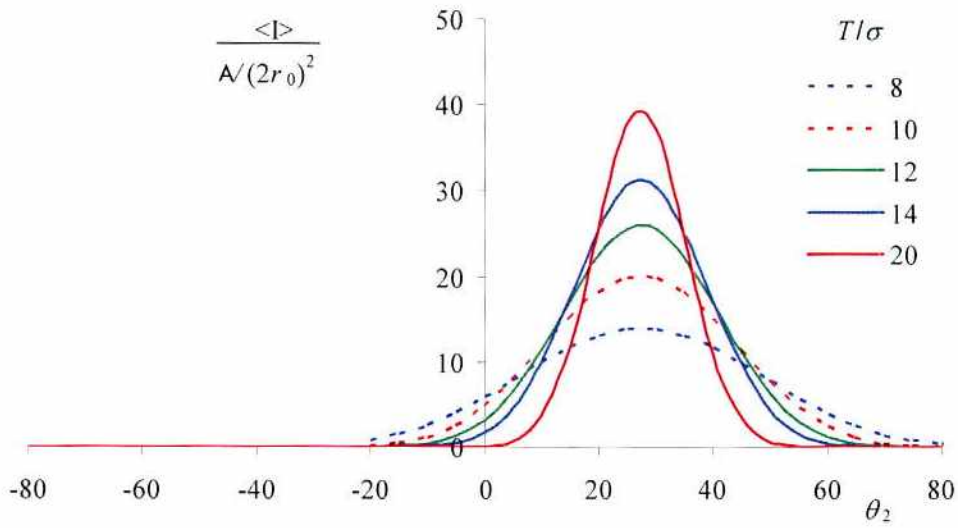
$$|K_{3R}|^2 = \frac{k^2 |E_0|^2}{4\pi^2 r_0^2} \frac{(1 + \cos\theta_1 \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\theta_3)^2}{(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)^2} . \quad (3-35)$$

La ecuación (3-34) depende de la razón T/σ por lo que no se puede conocer σ sin saber T , y viceversa, utilizando solamente la curva de dispersión para una superficie con una alta rugosidad. Es por ello que a lo largo de este trabajo se ha denominado *textura* a la relación T/σ .

En la figura 3-4 se ha graficado I en función del ángulo de observación θ_2 , ecuación (3-34), para distintas texturas y para dos ángulos de incidencia diferentes. Se puede observar cómo a medida que T/σ aumenta la curva se vuelve más angosta aumentando el valor de su intensidad máxima. Esto significa que la rugosidad disminuye y/o la longitud de correlación aumenta, tendiendo a una superficie suave que cumpla con las condiciones $g \gg 1$ y $X, Y \gg T$ o $A \gg T^2$.



a)



b)

Figura 3-4. Intensidad media dispersada en función de θ_2 para varios T/σ y ángulos de incidencia y observación azimutal: a) $\theta_1=10^\circ$ y $\theta_3=20^\circ$, b) $\theta_1=30^\circ$ y $\theta_3=20^\circ$, respectivamente.

La expresión para la IMD normalizada (IMDN) encontrada por Beckmann es

$$\langle \psi \psi^* \rangle = \langle I_N \rangle = \frac{\pi |K_{3\psi}|^2 T^2}{A v_z^2 \sigma^2} \exp\left(-\frac{v_{xy}^2 T^2}{4 v_z^2 \sigma^2}\right), \quad (3-36)$$

donde

$$|K_{3\psi}|^2 = \left[\frac{1 + \cos\theta_1 \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\theta_3}{\cos\theta_1 (\cos\theta_1 + \cos\theta_2)} \right]^2. \quad (3-37)$$

En la figura 3-5 se muestran las curvas de IMDN versus θ_2 , ecuación (3-36), para distintos T/σ y para ángulos de incidencia de 10° y 30° .

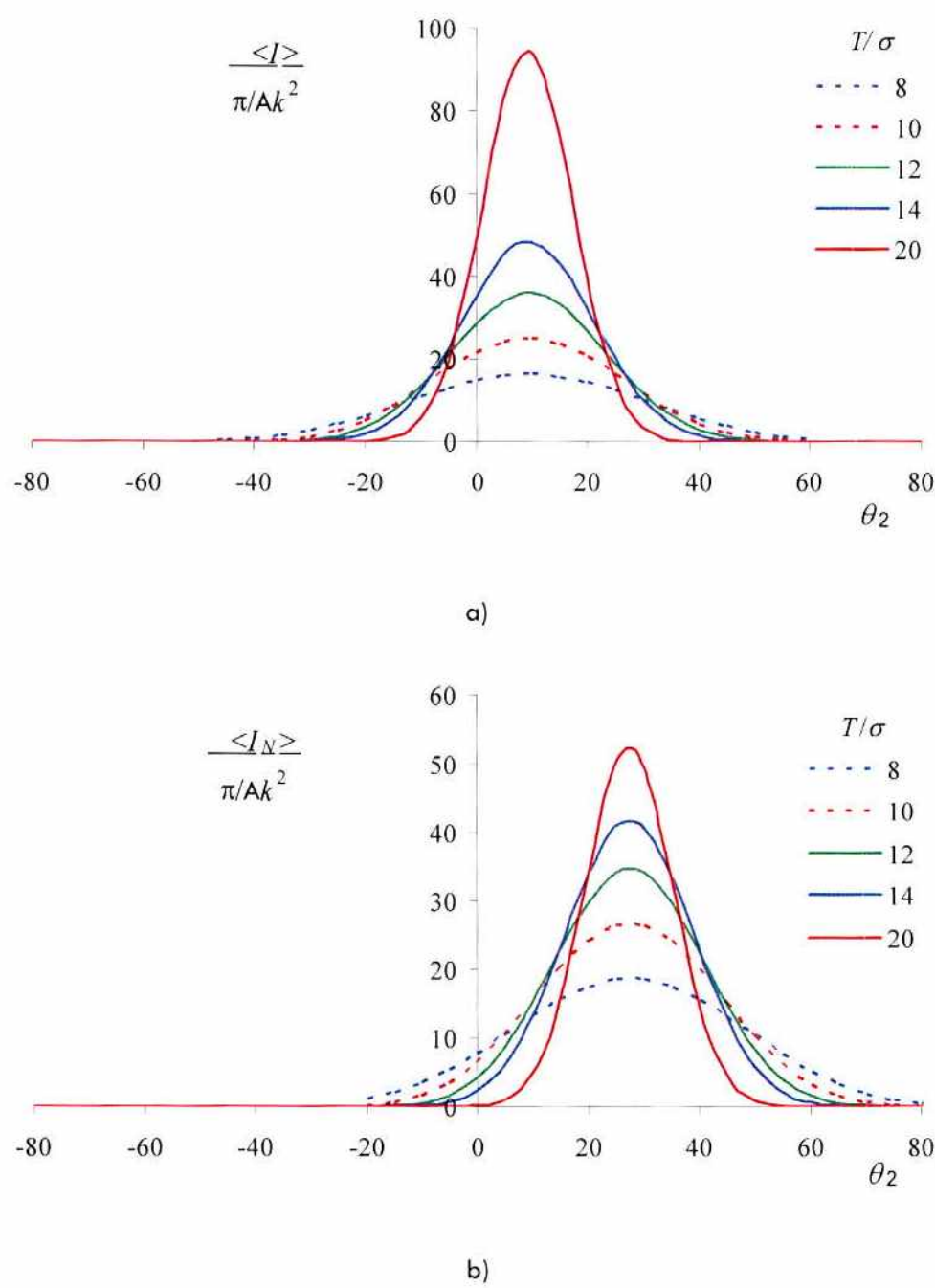


Figura 3-5. Intensidad media dispersada normalizada en función de θ_2 para varios T/σ y ángulos de incidencia y observación azimutal: a) $\theta_1=10^\circ$ y $\theta_3 =20^\circ$, b) $\theta_1=30^\circ$ y $\theta_3 =20^\circ$.

Geometría de transmisión

En esta sección se reformulan algunos de los resultados de la sección anterior, con hipótesis similares pero para una geometría de transmisión. La dispersión de OEM por este tipo de geometría ya ha sido estudiada aplicando la teoría de Kirchhoff por diversos autores [Lef68, Wel80, Gag80, Reb95].

Sea un difusor transparente de índice de refracción n_d , figura 3-6. Sobre la cara plana incide una onda plana E_1 que se propaga por un medio de índice de refracción n_0 . Luego esta onda se propaga por el dieléctrico de índice de refracción n_d . Si la onda incide sobre la interfase plana con un ángulo θ_1 , el ángulo de transmisión θ_d va a estar dado por la ley de Snell. Luego de ser dispersado por la interfase rugosa, el campo se propaga por un medio de índice de refracción n_2 .

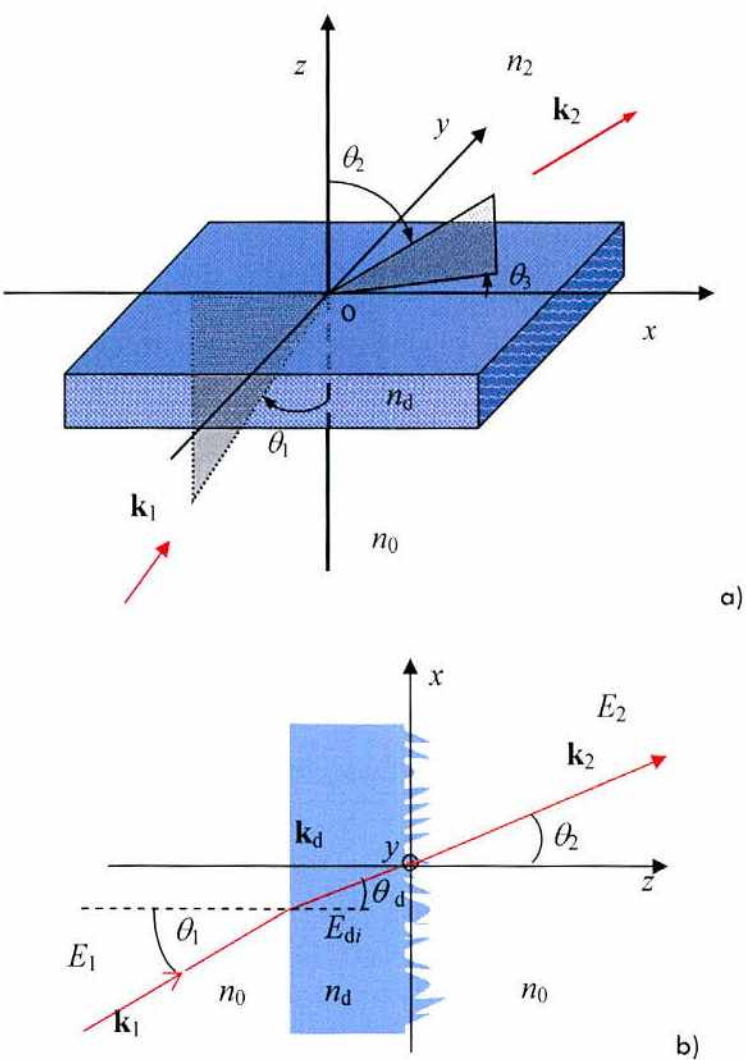


Figura 3-6. Geometría de dispersión para un difusor transparente, a) vista general, b) detalle en vista transversal.

Se pueden notar inmediatamente dos diferencias con respecto a la geometría reflectora. La primera y más evidente es que en vez de considerar un coeficiente de reflexión se tiene uno de transmisión. La segunda es que las ondas incidente y dispersada sobre la interfase rugosa se encuentran en medios de índice de refracción distintos.

Realizando una analogía con la geometría de reflexión, se observa que el coeficiente de reflexión surge por primera vez en la ec. (3-6). Para la geometría de transmisión se

debe considerar el campo transmitido a través de la interfase rugosa en un punto cualquiera sobre la superficie, dado por

$$(E)_S = E_{di}(\mathbf{r}) + E_{dr}(\mathbf{r}) = E_t(\mathbf{r}) = T_d E_{di}(\mathbf{r}) , \quad (3-38)$$

donde E_{di} es el campo incidente desde el dieléctrico, E_{dr} el campo reflejado hacia el interior del dieléctrico, E_t el transmitido localmente sobre la interfase dispersora y T_d es el coeficiente de transmisión del dieléctrico, figura 3-7. Este último coeficiente depende de la constante dieléctrica del material, del ángulo de incidencia local y de la polarización del campo incidente.

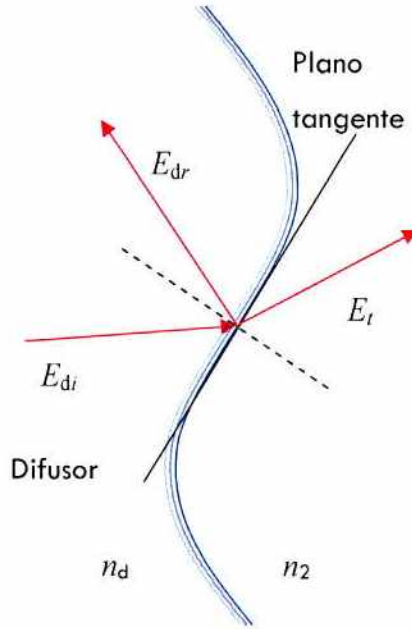


Figura 3-7. Representación esquemática y nomenclatura de los campos incidente, reflejado y transmitido sobre la interfase dispersora.

Sobre la interfase rugosa el campo incidente E_{di} se lo puede expresar como

$$E_{di} = E_{d0} \exp(i\mathbf{k}_d \mathbf{r}) , \quad (3-39)$$

donde $\mathbf{k}_d = n_d k (\sin\theta_d, \cos\theta_d)$, E_{d0} es una constante y de acuerdo a la ley de Snell $n_0 \sin\theta_1 = n_d \sin\theta_d$.

Al igual que se hizo al comienzo de este capítulo, para encontrar el campo en un punto lejano a la superficie, se parte de la ecuación (3-2) con la misma función de Green (3-3). Además del campo, sobre la superficie también varía su derivada

$$\left. \frac{\partial E}{\partial \mathbf{u}} \right|_S = \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} [E_{di}(\mathbf{r}) + E_{dr}(\mathbf{r})] = \frac{\partial E_t(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{u}} , \quad (3-40)$$

donde el campo local transmitido es $E_t = E_{t0} \exp(ik_t \mathbf{r})$, E_{t0} constante y k_t es el vector de onda transmitido localmente. Al igual que antes se aproxima la interfase difusora en un punto por el plano tangente en el mismo, de manera que la derivada sobre la superficie resulta

$$\frac{\partial E_t(\mathbf{r})}{\partial u} = \nabla E_t \mathbf{u} = ik_t \mathbf{u} E_t = ik_t \mathbf{u} T_d E_{di} . \quad (3-41)$$

Al reemplazar (3-41), (3-39) y (3-3) en la ecuación de Helmholtz (3-2), se tiene que el campo en la dirección θ_2 es

$$E_2 = \frac{i \exp[ik_2 r_0] E_{d0}}{4\pi r_0} \int T_d(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_t) \mathbf{u} \exp[i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}] dS . \quad (3-42)$$

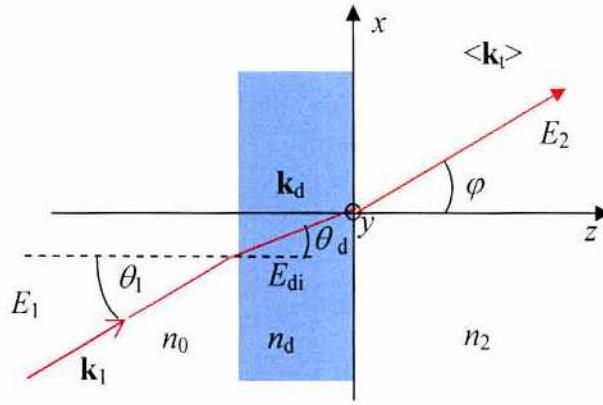


Figura 3-8. Geometría de transmisión para una superficie plana en lugar de la rugosa.

De la misma manera que lo hace Lefrançois [Lef68], se considera que el valor medio de k_t es igual al vector de onda transmitido por una interfase plana. Utilizando la ley de Snell se tiene que $n_0 \sin \theta_1 = n_d \sin \theta_d = n_2 \sin \varphi$, figura 3-8. Si $n_0 = n_2$, resulta $\varphi = \theta_1$.

Definiendo

$$\mathbf{v}_d = \mathbf{k}_d - \mathbf{k}_2 = k(n_d \sin \theta_d - n_2 \sin \theta_2 \cos \theta_3, -n_2 \sin \theta_2 \sin \theta_3, n_d \cos \theta_d - n_2 \cos \theta_2), \quad (3-43)$$

reemplazando el coeficiente de transmisión por su valor medio y operando se obtiene

$$E_2(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = D_{3R}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) \int_{-X-Y}^{X-Y} \int \exp[i\mathbf{v}_d \cdot \mathbf{r}] dx dy , \quad (3-44)$$

donde

$$D_{3R}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = A_d \frac{n_2(n_2 \cos \varphi - n_d \cos \theta_d)(\cos \varphi + \cos \theta_2)}{(n_d \cos \theta_d - n_2 \cos \theta_2)} \quad (3-45)$$

y

$$A_d = \frac{ik \exp[ikr_0] \langle T_d \rangle}{4\pi r_0} E_{d0} . \quad (3-46)$$

La ecuación (3-44) es análoga a la (3-14) para reflexión. Procediendo de la misma manera se encuentra que la intensidad media dispersada es

$$\langle E_2 E_2^* \rangle = \langle I_d \rangle = \frac{\pi A |D_{3R}|^2 T^2}{(v_z^d)^2 \sigma^2} \exp \left(- \frac{(v_{xy}^d)^2 T^2}{4(v_z^d)^2 \sigma^2} \right) \quad (3-47)$$

con

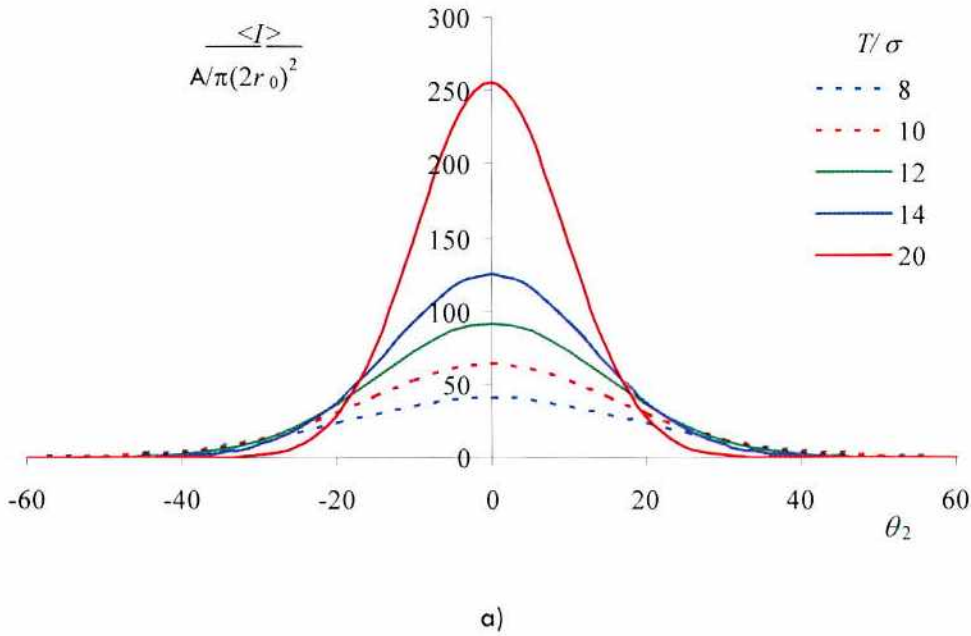
$$|D_{3R}(\theta_1, \theta_2, \theta_3)|^2 = \frac{|\langle T_d \rangle E_{d0}|^2 k^2}{(4\pi r_0)^2} \frac{n_2^2 (n_2 \cos \varphi - n_d \cos \theta_d)^2 (\cos \varphi + \cos \theta_2)^2}{(n_d \cos \theta_d - n_2 \cos \theta_2)^2} , \quad (3-48)$$

$$(v_{xy}^d)^2 = k^2 (n_0^2 \sin^2 \theta_1 - 2n_2 n_0 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3 + n_2^2 \sin^2 \theta_2) , \quad (3-49)$$

$$\begin{aligned} (v_z^d)^2 &= k^2 \left(\sqrt{n_d^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} - n_2 \cos \theta_2 \right)^2 , \\ &= k^2 (n_d \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2)^2 \end{aligned} \quad (3-50)$$

donde nuevamente A es el área iluminada, T la longitud de correlación y σ la rugosidad.

Comúnmente el dieléctrico rugoso está rodeado de aire, es decir $n_0 = n_2 = 1$. La figura 3-9 muestra esta situación para varias texturas y ángulos de incidencia.



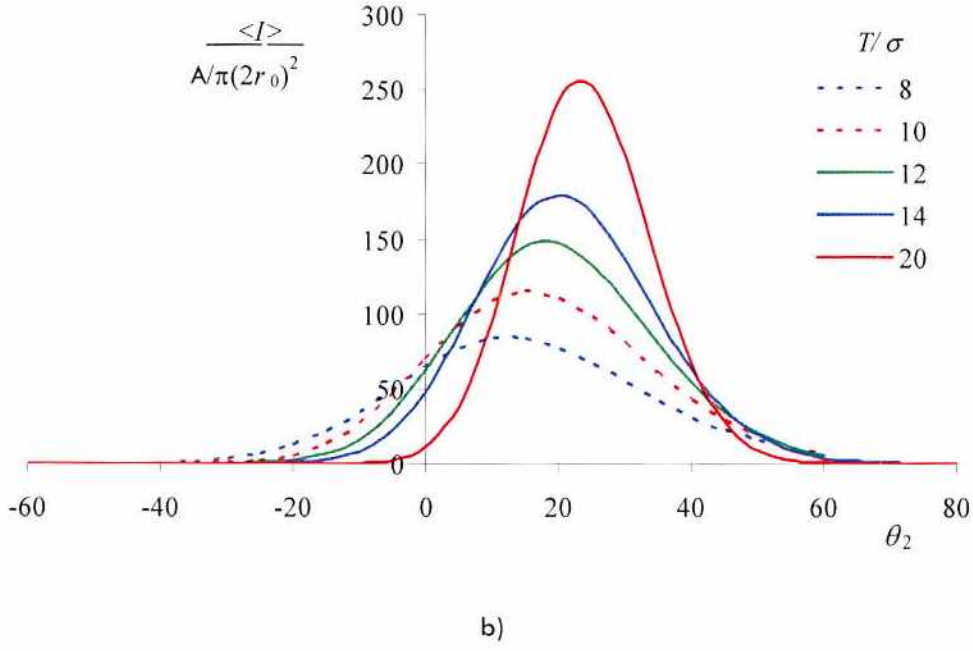


Figura 3-9. Intensidad media dispersada para un difusor dieléctrico transparente con $n_d = 1,5$, $n_0 = n_2 = 1$ y a) $\theta_1 = 0^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, b) $\theta_1 = 30^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$.

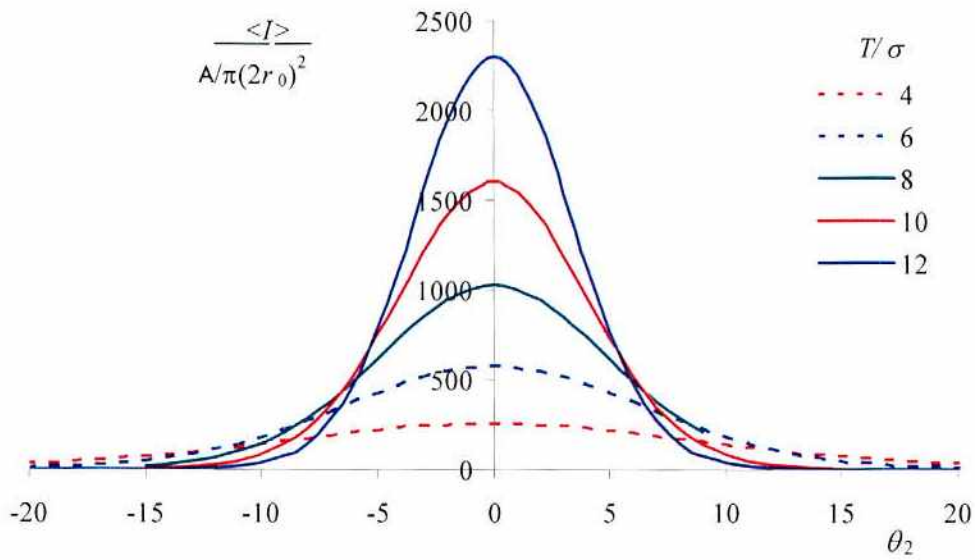
La expresión para la IMD normalizada (IMDN), análoga a la encontrada por Beckmann, se obtiene dividiendo el campo dispersado transmitido por el campo transmitido por un dieléctrico de las mismas características bajo la misma geometría pero con la superficie difusora suave y un coeficiente de transmisión igual a 1. La IMDN resulta

$$\langle \psi_2 \psi_2^* \rangle = \langle I_{dN} \rangle = \frac{\pi |D_{3\psi}|^2 \langle T_d \rangle^2 T^2}{A (v_z^d)^2 \sigma^2} \exp \left(- \frac{(v_{xy}^d)^2 T^2}{4 (v_z^d)^2 \sigma^2} \right), \quad (3-51)$$

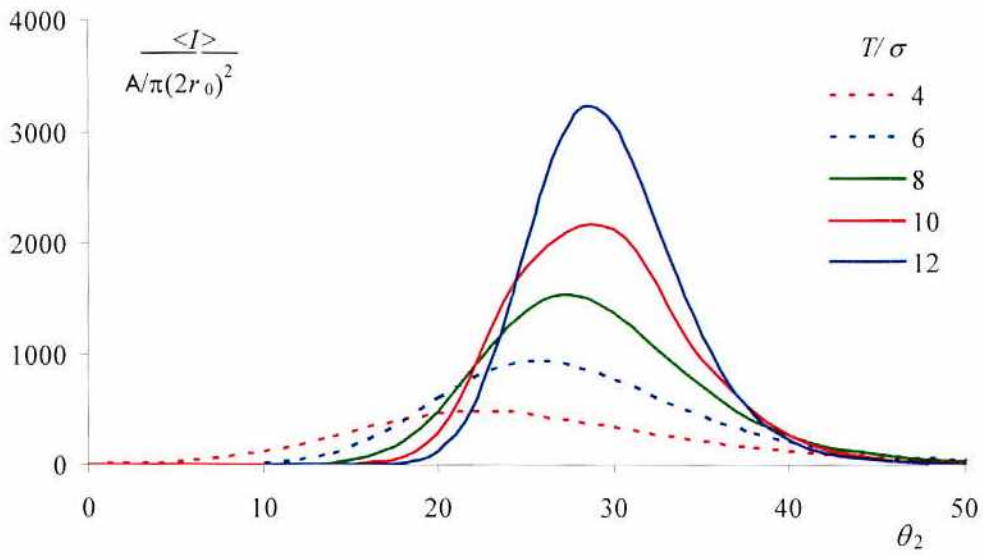
donde

$$|D_{3\psi}|^2 = \frac{(n_2 \cos \varphi - n_d \cos \theta_d)^2 (\cos \varphi + \cos \theta_2)^2}{4 \cos^2 \varphi (n_d \cos \theta_d - n_2 \cos \theta_2)^2}. \quad (3-52)$$

La figura 3-10 muestra la ec. (3-51) para varias texturas y ángulos de incidencia. Estas curvas muestran claramente el corrimiento del máximo de la curva de dispersión, efecto estudiado por Rebollo [Reb95]. También se puede notar que, para un mismo T/σ y diferentes ángulos de incidencia, el máximo de la IMDN también se desplaza.



a)



b)

Figura 3-10. Intensidad media dispersada normalizada para un difusor dieléctrico transparente,
a) $\theta_1 = 0^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, b) $\theta_1 = 30^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$.

Speckle: algunas propiedades

La utilización del primer láser en 1960 reveló un fenómeno inesperado: los objetos iluminados con él adquieren una apariencia granular, figura 4-1. Los primeros investigadores en luz láser estudiaron el origen de esta granularidad y la llamaron figura de speckle (moteado, en inglés) [Rid62, Lan63, Oli63, Gol65, Enl67]. Cuando una superficie ópticamente rugosa es iluminada por una luz coherente, la luz dispersada por ella adquiere ese aspecto granular. Se observó que esta fluctuación de intensidades no sólo se veía en la superficie del objeto iluminado sino que también existía en el espacio ocupado por la luz dispersada.

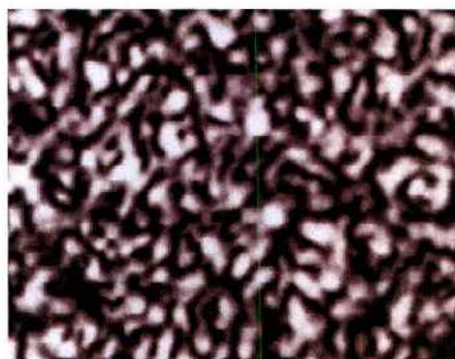


Figura 4-1. Fotografía de una figura de speckle.

Este fenómeno se puede explicar rápidamente. La mayoría de las superficies son muy rugosas en la escala de las longitudes de onda ópticas. Bajo una iluminación coherente, la onda reflejada por la superficie consiste, de acuerdo al principio de Huygens, en una superposición de ondas que provienen de los diferentes elementos microscópicos de la superficie. Si se consideran dos centros dispersores de la superficie, las ondas reflejadas por ellos pueden diferir en varias longitudes de ondas manteniéndose la coherencia. La interferencia de estas ondas desfasadas da como resultado un sistema de franjas de interferencia. Si se considera un tercer elemento dispersor, es probable que se produzca otros sistemas de franjas de paso y orientación diferentes. Si se tienen muchos centros dispersores distribuidos aleatoriamente se tienen muchos sistemas de franjas con orientación y paso distribuidos aleatoriamente. Entonces, existirán regiones del espacio

con interferencia constructiva y otras con interferencia destructiva distribuidas aleatoriamente formando ese aspecto granulado llamado speckle.

La geometría de observación del speckle puede ser de propagación libre en el espacio, llamado speckle objetivo, o con un sistema de lentes formador de imagen, llamado speckle subjetivo, figura 4-2 a) y b), respectivamente. En esta tesis se utiliza la primera configuración geométrica.

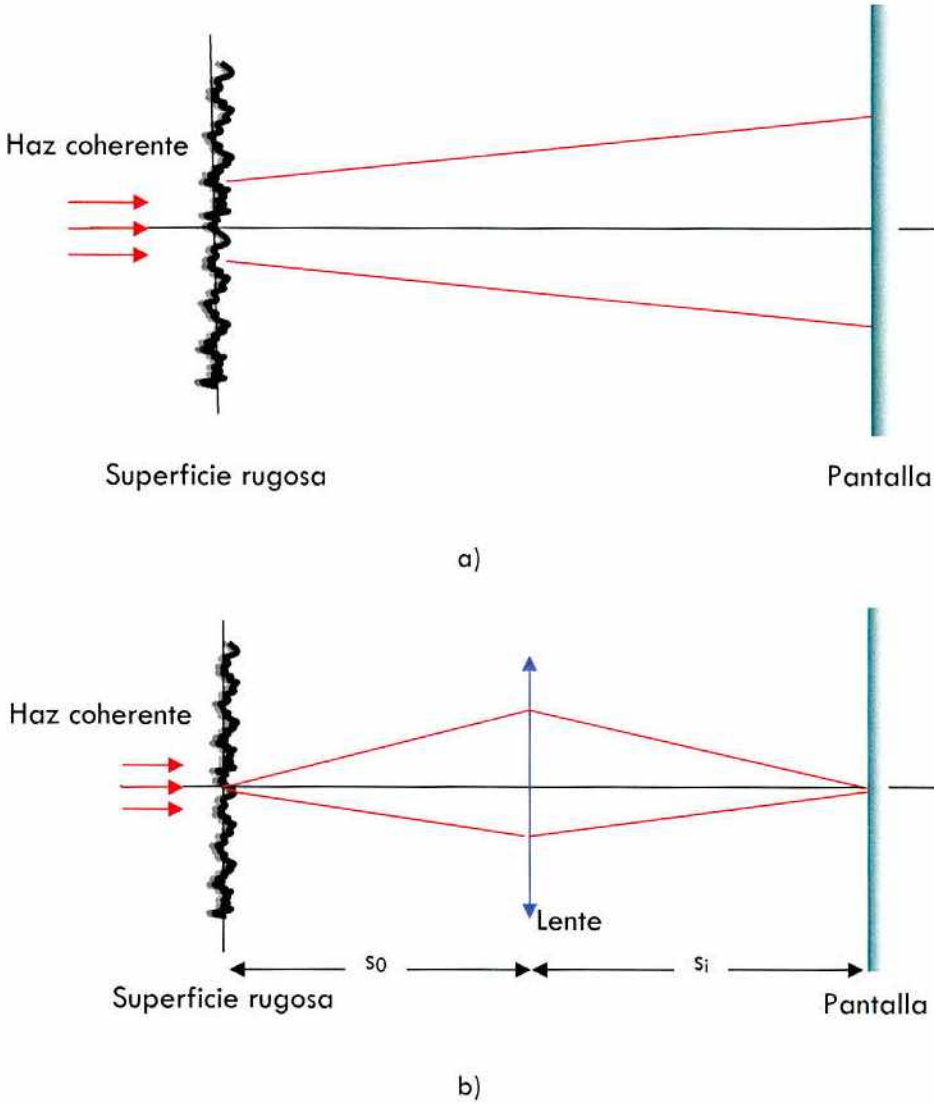


Figura 4-2. Geometrías de observación de la figura de speckle, a) propagación libre en el espacio, b) sistema de lentes formador de imagen.

Numerosos investigadores [Lef68, Dai75, Goo85] se han abocado al estudio de las propiedades estadísticas del speckle. Inicialmente se lo enfrentó como un adversario tratando de reducir sus problemáticos efectos, principalmente en la holografía. Aun hoy se lo sigue considerando un ruido pero sólo en ciertas áreas asociadas a la tecnología láser, como en las fibras ópticas.

Por otro lado, debido a su propiedad de estacionariedad, hoy se sabe que el speckle es un portador de información. En esta faceta, el speckle ha originado una gran cantidad de estudios teóricos y experimentales, muchos de los cuales resultaron en aplicaciones metrológicas con gran potencial en END [Cie88, Fom98, Shu02]. Tanto se ha estudiado este fenómeno, ya sea para eliminarlo o como portador de información, que produjo prácticamente una nueva rama de la óptica [Dai75, Erf78, Fra79, Sir93, Goo07].

A través del speckle se han analizado deformaciones de superficies [Kau98, Yam03], desplazamientos [Hog86], rugosidades [Leg75], tensiones residuales [Vio06], modos de vibración [Sla96], índices de refracción [Mol05], mecánica de fluidos [Fom98], etc. ya sea utilizando métodos basados en fotografía de speckle o en interferometría de speckle.

Las aplicaciones del speckle no se limitan a ondas electromagnéticas en el rango visible. Siempre que haya una fuente coherente de ondas y una superficie con irregularidades del orden de la longitud de onda, se puede observar este fenómeno. Ejemplo de esto se puede ver en imágenes de radar o de ultrasonido. La figura 4-3 muestra una imagen de ultrasonido utilizada para estudiar las tensiones producidas en el tejido humano en vivo. Esta técnica se la denomina elastografía de visión computarizada.

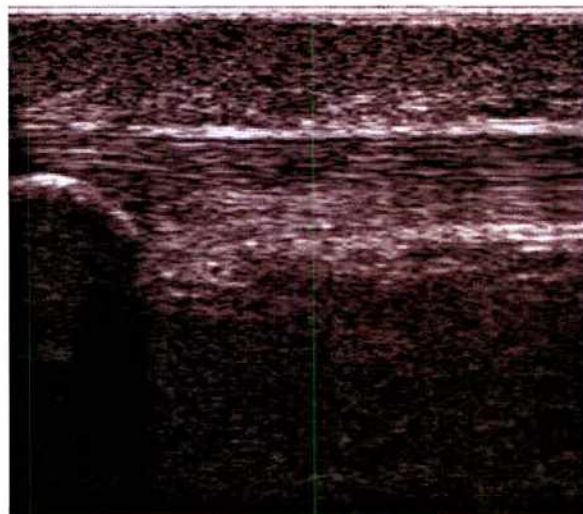


Figura 4-3. Figura de speckle en una imagen de ultrasonido.

En este capítulo se hace una reseña de algunas propiedades estadísticas de la figura de speckle que se utilizan a lo largo de esta tesis. Las deducciones matemáticas se las puede encontrar en los libros del tema, puntualmente en el capítulo escrito por Goodman de la referencia [Dai75] o en su último libro [Goo07].

Estadística de primer orden del speckle

En general las propiedades estadísticas de la figura de speckle dependen tanto de la coherencia de la luz como de las propiedades particulares del medio. Como primera aproximación, se describe aquí la estadística para luz perfectamente coherente y para dispersores que introducen una diferencia de camino mayor que una longitud de onda.

En el proceso de formación del speckle, se observa que éste aparece en una señal cuando ella está compuesta de una gran cantidad de componentes complejas aditivas de fase independiente. Las componentes pueden tener módulos (amplitudes) y direcciones (fases) ambas aleatorias en el plano complejo. Cuando se suman esas componentes, ellas constituyen lo que se conoce como "paseo al azar". La resultante de la suma puede ser grande o pequeña, dependiendo de la fase relativa de las diferentes componentes de la suma, y en particular si la interferencia constructiva o destructiva domina la suma. El cuadrado del módulo de la resultante es lo que usualmente se llama intensidad de la onda observada.

La figura 4-4 muestra un ejemplo de paseo al azar en donde tanto el módulo como la dirección son aleatorios sin ninguna componente dominante en la suma.

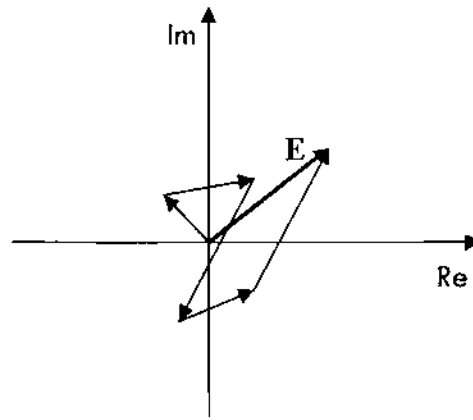


Figura 4-4. Suma de componentes complejos, paseo al azar.

Sea $\varepsilon(x, y, z, t)$ la componente en la dirección de polarización del campo eléctrico en el punto de observación (x, y, z, t) y en un instante t . Para una onda monocromática la componente toma la forma

$$\varepsilon(x, y, z, t) = E(x, y, z) \exp[-i\omega t], \quad (4-1)$$

donde $\omega/2\pi$ es la frecuencia óptica y $E(x, y, z)$ es una función compleja del espacio también llamada fasor

$$E(x, y, z) = E(x, y, z) \exp[-i\phi(x, y, z)] , \quad (4-2)$$

donde $E(x, y, z) = |E(x, y, z)|$.

La intensidad de la onda esta dada por

$$I(x, y, z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |E(x, y, z, t)|^2 dt = E^2 . \quad (4-3)$$

Ya sea que se trate de speckle objetivo o subjetivo, la amplitud del campo eléctrico en un punto de observación dado (x, y, z) consiste en una multitud de contribuciones desfasadas provenientes de distintas regiones de la superficie rugosa. Luego, la amplitud $E(x, y, z)$ se puede representar como la suma de contribuciones elementales

$$E(x, y, z) = \sum_{j=1}^N \frac{1}{\sqrt{N}} a_j(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N a_j \exp[i\phi_j] , \quad (4-4)$$

donde a_j es el j -ésimo componente fasor complejo de la suma que tiene longitud a_j y fase ϕ_j . Esta ecuación se esquematiza en la figura 4-4, en donde se muestra la suma de varias contribuciones complejas que dan como resultado el número complejo E . A partir de esto se desea conocer la estadística del campo complejo, la intensidad y la fase de la figura de speckle en un punto (x, y, z) . Se derivan los resultados necesarios en este trabajo teniendo el cuidado de presentar las consideraciones subyacentes y su significado físico.

Se supone que los fasores elementales tienen las siguientes propiedades estadísticas:

1. La amplitud a_j y la fase ϕ_j de cada contribución elemental son estadísticamente independientes entre sí y de las amplitudes y fases de las otras contribuciones. Es decir, las áreas de dispersión elementales no están relacionadas y el módulo de una dada componente dispersada no tiene relación con su dirección.
2. Las fases ϕ_j están uniformemente distribuidas sobre el intervalo $[-\pi, \pi]$. Es decir, la superficie es rugosa comparada con la longitud de onda.

Estadística de la amplitud compleja

Para obtener las propiedades estadísticas del campo complejo resultante, se trabaja sobre su parte real e imaginaria,

$$\Re = \text{Re}\{E\} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N a_j \cos \phi_j , \quad (4-5)$$

$$\Im = \text{Im}\{E\} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N a_j \sin \varphi_j . \quad (4-6)$$

Se utilizan las propiedades recién mencionadas para calcular los valores medios de $\Re$ e $\Im$ sobre un ensamble de superficies rugosas, resultando

$$\langle \Re \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N \langle a_j \cos \varphi_j \rangle = \sum_{j=1}^N \langle a_j \rangle \langle \cos \varphi_j \rangle = 0 , \quad (4-7)$$

$$\langle \Im \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N \langle a_j \sin \varphi_j \rangle = \sum_{j=1}^N \langle a_j \rangle \langle \sin \varphi_j \rangle = 0 . \quad (4-8)$$

Procediendo de manera similar, se llega a

$$\langle \Re^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N \langle a_j a_k \rangle \langle \cos \varphi_j \cos \varphi_k \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{\langle a_j^2 \rangle}{2} , \quad (4-9)$$

$$\langle \Im^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N \langle a_j a_k \rangle \langle \sin \varphi_j \sin \varphi_k \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{\langle a_j^2 \rangle}{2} , \quad (4-10)$$

$$\langle \Re \Im \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N \langle a_j a_k \rangle \langle \cos \varphi_j \sin \varphi_k \rangle = 0 . \quad (4-11)$$

Por lo tanto se ve que las partes reales e imaginarias del campo complejo tienen media igual a cero, varianzas idénticas y están decorrelacionadas.

Supóngase ahora, como generalmente sucede en la práctica, que el número de contribuciones N es extremadamente grande. Entonces la parte real e imaginaria del campo complejo están expresadas en (4-5) y (4-6) como sumas de un gran número de variables aleatorias independientes. Se sigue del teorema del límite central [Pap65] como $N \rightarrow \infty$, $\Re$ e $\Im$ son asintóticamente gaussianas. Sumando esto a los resultados de (4-7) hasta (4-11), la función densidad de probabilidad (fdp) conjunta de las partes real e imaginaria del campo se aproxima asintóticamente a

$$p_{\Re, \Im}(\Re, \Im) = \frac{1}{2\pi\sigma_c^2} \exp \left[-\frac{\Re^2 + \Im^2}{2\sigma_c^2} \right] , \quad (4-12)$$

donde

$$\sigma_c^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{\langle a_j^2 \rangle}{2} . \quad (4-13)$$

Tal fdp es comúnmente conocida como función densidad gaussiana circular pues los contornos de densidad de probabilidad constante son círculos en el plano complejo. Por consiguiente, el fasor amplitud E es una variable aleatoria circular gaussiana compleja.

Estadística de la intensidad y la fase

Cualquier instrumento óptico de medición es un receptor cuadrático, o sea, determina la intensidad media de la luz. En consecuencia, se detallan las correspondientes propiedades estadísticas de la intensidad y la fase de la figura de speckle polarizada. Se prescinde del desarrollo matemático que se puede encontrar en los libros referidos.

La intensidad I y la fase φ del campo resultante están relacionadas con las partes reales e imaginaria del campo por la transformación

$$\Re = \sqrt{I} \cos \varphi , \quad (4-14)$$

$$\Im = \sqrt{I} \sin \varphi , \quad (4-15)$$

o equivalentemente

$$I = \Re^2 + \Im^2 , \quad (4-16)$$

$$\varphi = \arctg \frac{\Im}{\Re} . \quad (4-17)$$

Aplicando las técnicas de transformación de variables, se puede encontrar que la fdp conjunta de I y φ , $p_{I,\varphi}$, es igual a

$$p_{I,\varphi}(I,\varphi) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\sigma_c^2} \exp\left[-\frac{I}{2\sigma_c^2}\right] & I \geq 0 \\ & -\pi \leq \varphi < \pi \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} . \quad (4-18)$$

La fdp marginal de la intensidad sola es

$$p_I(I) = \begin{cases} \frac{1}{2\sigma_c^2} \exp\left[-\frac{I}{2\sigma_c^2}\right] & I \geq 0 \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} , \quad (4-19)$$

y la fdp marginal de la fase esta dada por

$$p_{\varphi}(\varphi) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} & -\pi \leq \varphi < \pi \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} . \quad (4-20)$$

Se concluye que la intensidad en un punto P en una figura de speckle polarizada sigue una estadística de exponencial negativa, mientras la fase sigue una estadística uniforme. Puede notarse también que

$$p_{I,\varphi}(I, \varphi) = p_I(I) p_{\varphi}(\varphi) , \quad (4-21)$$

es decir, la intensidad y la fase son estadísticamente independientes en cualquier punto dado.

Como la intensidad es la principal magnitud de interés se detallan algunas de sus propiedades estadísticas:

- El momento de orden n de la intensidad $\langle I^n \rangle$

$$\langle I^n \rangle = n! (2\sigma_c^2)^n = n! \langle I \rangle^n . \quad (4-22)$$

- El momento de segundo orden

$$\langle I^2 \rangle = 2 \langle I \rangle^2 . \quad (4-23)$$

- La varianza σ_I^2

$$\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2 . \quad (4-24)$$

Entonces la desviación estándar σ_I de la figura de speckle es igual a la intensidad media. Una medida razonable del contraste del speckle es la razón $\kappa = \sigma_I / \langle I \rangle$. Usando esta definición, se ve que el contraste de una figura de speckle polarizada es siempre igual a uno.

Estadística de segundo orden del speckle

La sección anterior desarrolla algunas propiedades estadísticas del speckle en un solo punto del espacio, estadística de primer orden. Esta sección trata de una de las propiedades del speckle en dos puntos en vez de uno, es decir, estadística de segundo orden. Los dos valores del speckle pueden representar valores en dos puntos en el

espacio, en dos puntos en el tiempo o en un simple punto pero en dos diferentes figuras de speckle.

Correlación de intensidades de figuras de speckle

Una de las magnitudes más importante de este trabajo es el coeficiente de correlación de figuras de speckle. Esta cantidad es una medida del cambio producido en el speckle sin importar el origen de ese cambio.

Sean I_m e I_j dos intensidades de figura de speckle, el coeficiente de correlación entre ellas es

$$\rho_{mj} = \frac{\langle I_m I_j \rangle - \langle I_m \rangle \langle I_j \rangle}{\left[\langle (I_m - \langle I_m \rangle)^2 \rangle \langle (I_j - \langle I_j \rangle)^2 \rangle \right]^{1/2}} . \quad (4-25)$$

Tales coeficientes deben originarse necesariamente de la correlación entre campos subyacentes que dan origen a esas intensidades. La correlación entre el campo m y j puede escribirse como

$$\mu_{mj} = \frac{\langle E_m E_j^* \rangle}{\left[\langle |E_m|^2 \rangle \langle |E_j|^2 \rangle \right]^{1/2}} , \quad (4-26)$$

donde $*$ denota complejo conjugado. Debido a la estadística compleja circular gaussiana del campo, se tiene la simple relación

$$\langle I_m I_j \rangle = \langle I_m \rangle \langle I_j \rangle \left[1 + |\mu_{mj}|^2 \right] \quad (4-27)$$

de la cual se sigue directamente que

$$\rho_{mj} = |\mu_{mj}|^2 \quad (4-28)$$

o también

$$\rho_{mj} = \frac{\left| \langle E_m E_j^* \rangle \right|^2}{\langle I_m \rangle \langle I_j \rangle} . \quad (4-29)$$

En el caso particular que $E_m = E_j$, el coeficiente de correlación es igual a la unidad. Si, por otro lado, los campos son totalmente diferentes, el producto entre ellos podrá ser negativo o positivo de manera totalmente aleatoria resultando su valor medio nulo.

Estudio del speckle en procesos de superficies

Modelo teórico

En este capítulo se presenta un modelo teórico, desarrollado por la autora de esta tesis, que relaciona cambios morfológicos en la superficie con cambios en la figura de speckle. Se obtiene una expresión matemática para la correlación de intensidades de speckle en función de las variaciones en la rugosidad de la superficie y se demuestra que, bajo determinadas condiciones, esta expresión es una exponencial cuadrática decreciente.

Existen muchas situaciones en las que es importante conocer los cambios en las superficies, ya sean dieléctricas, metálicas u orgánicas. Estos cambios pueden ser provocados por oxidación, erosión, degradación o crecimiento en muestras biológicas, flujo sanguíneo, evaporación de líquidos, cambios de fase, etc. El orden de magnitud de los cambios puede variar desde los microscópicos hasta los macroscópicos, como así también tener diferentes velocidades. De acuerdo a lo visto en el capítulo 2, los cambios microscópicos afectan a la rugosidad y los macroscópicos a la ondulación o la forma.

En este capítulo se analiza sólo los cambios producidos en la rugosidad sin indagar su origen. A esos cambios se los denomina "procesos de superficie" o, simplemente, "procesos" [Hin00]. Por su naturaleza, frecuentemente estos procesos deben ser estudiados de manera no-destructiva, por lo que los ensayos basados en el análisis de la luz dispersada se convierten en una elección adecuada. A lo largo de esta tesis se han nombrado los métodos ópticos más comunes que se utilizan para estudiar superficies. Dentro de esta gran variedad de métodos, se ha elegido aquí la técnica fotográfica digital de speckle y correlación de intensidades.

La estructura del speckle depende de la rugosidad de la superficie y de las condiciones de iluminación. Si alguno de estos parámetros varía, la figura de speckle sufre un cambio asociado. Para analizar esta conducta, los primeros investigadores [Leg75] utilizaron la correlación de intensidades de figura de speckle, método que aún hoy se

sigue empleando. Sin embargo, la forma de obtener las imágenes de speckle y el cálculo del coeficiente de correlación han variado. Con el desarrollo tecnológico y la necesidad de resultados rápidos, las cámaras digitales junto con la tecnología informática son una elección evidente.

El objetivo de realizar una correlación de intensidades de speckle es comparar dos figuras de speckle. Luego se relaciona esa medida de correlación con alguna propiedad o magnitud que haya cambiado en la superficie.

Una de las aplicaciones más comunes del método de correlación de speckles es la medición de rugosidad de superficies [Leg75, Ruf87, Yay95, Apa03]. Este método analiza la correlación de intensidades de speckle cuando se varía levemente el ángulo de incidencia de la luz coherente sobre una superficie invariable. El coeficiente de correlación de intensidades depende de la rugosidad de la superficie y de la variación angular realizada. Este es un ejemplo que evalúa una figura de speckle no dinámico.

Cuando la superficie iluminada presenta algún tipo de actividad dependiente del tiempo, la figura de speckle también cambia con el tiempo, es decir, deja de ser estática convirtiéndose en lo que se denomina "speckle dinámico". Esta clase de speckle es producido no sólo por los procesos antes mencionados sino también por otros como partículas en movimiento, variaciones en el índice de refracción local, traslación de la superficie, etc.

Muchos autores han propuestos diversos procedimientos para estudiar la actividad del speckle [Oul89, Aiz91, Hin92, Tan94, Rab96, Sch96, Sch97, Fom98, Sjö04]. En la gran mayoría de los trabajos, se comparan en forma empírica distintos estadios temporales de la figuras de speckles relacionando el resultado con algún proceso superficial. En lo que se ha podido investigar bibliográficamente, sólo en los trabajos de Fricke-Begemann y de la autora de esta tesis [Fri04, Rui04] se ha propuesto un modelo teórico que relaciona un parámetro de variación de la superficie, por ejemplo su rugosidad, con la variación en la figura de speckle.

En este capítulo se presenta un modelo cuasi dinámico que puede ser utilizado como punto de partida hacia un modelo totalmente dinámico. Se plantea solamente una variación en la morfología de la superficie para las geometrías reflexión y transmisión, manteniendo constante el ángulo de incidencia y la longitud de onda. Se encuentra una expresión teórica que relaciona el coeficiente de correlación de intensidad de speckle en función de la variación de la rugosidad de la superficie.

Estadística de una superficie variable

En el capítulo 2 se ha presentado las características más comunes de una superficie rugosa y definiciones de algunos parámetros. En esta sección se presenta un modelo de superficie cuya rugosidad ha variado levemente. En la sección siguiente se relaciona esa variación de rugosidad con el cambio en la figura de speckle.

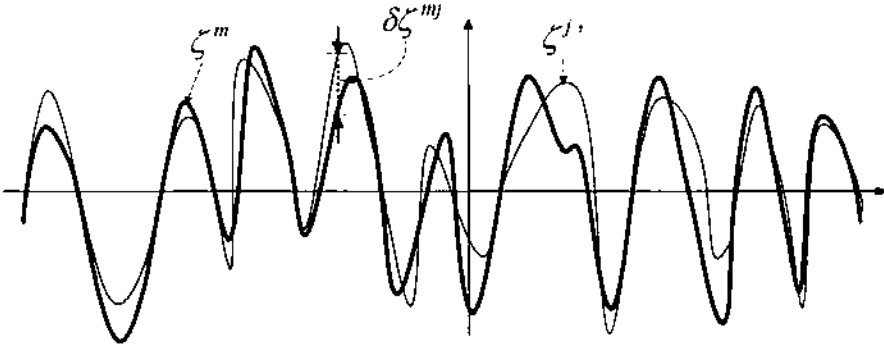


Figure 5-1: Modelo del perfil de una superficie variable.

La función $\zeta^m(x, y)$ es la altura en un punto (x, y) que describe a la superficie en un estado "m". Si por algún proceso la superficie pasa del estado m al j , esa altura cambia una cantidad pequeña $\delta\zeta^{mj}(x, y)$, figura 5-1. La nueva altura en ese punto es la suma de la altura anterior más la perturbación, es decir

$$\zeta^j(x, y) = \zeta^m(x, y) + \delta\zeta^{mj}(x, y). \quad (5-1)$$

Al igual que ζ^m , las variables $\delta\zeta^{mj}$ y ζ^j son aleatorias. Se puede considerar que la perturbación tiene una función densidad de probabilidad gaussiana con un valor medio

$$\mu_{mj} = \langle \delta\zeta^{mj} \rangle \quad (5-2)$$

y una varianza

$$\delta\sigma_{mj}^2 = \langle (\delta\zeta^{mj} - \langle \delta\zeta^{mj} \rangle)^2 \rangle. \quad (5-3)$$

Por analogía, se puede definir como "variación de rugosidad" entre el estado m y el estado j a la desviación estándar $\delta\sigma_{mj}$.

Nótese que, en este proceso de variación de altura, no se tuvo en cuenta el tiempo. Se considera dos estados estáticos, uno antes (m) y otro después (j) de que la superficie haya sufrido un cambio. Es por ello que es un modelo cuasi-dinámico.

Se ha supuesto que tanto ζ^m como $\delta\zeta^{mj}$, para cualquier estado m y j , tienen una fdp gaussiana. Para simplificar aún más el manejo matemático, se hace la suposición, un poco más fuerte, que ellas son variables aleatorias conjuntamente gaussiana. Esto significa que su fdp conjunta es

$$f_{\zeta^m, \delta\zeta^{mj}} = \frac{1}{2\pi\sigma_m\delta\sigma_{mj}\sqrt{1-r^2}} \exp \left\{ - \left[\frac{1}{2(1-r^2)} \right] \left[\frac{(\zeta^m)^2}{\sigma_m^2} - \frac{2r\zeta^m(\delta\zeta^{mj} - \mu_{mj})}{\sigma_m\delta\sigma_{mj}} + \frac{(\delta\zeta^{mj} - \mu_{mj})^2}{\delta\sigma_{mj}^2} \right] \right\}, \quad (5-4)$$

donde el parámetro r es el coeficiente de correlación entre las variables aleatorias ζ^m y $\delta\zeta^{mj}$.

A partir de (5-4) se pueden calcular las fdp marginales, obteniendo una distribución gaussiana para cada una de las variables aleatorias. Luego, la fdp de ζ^j es igual a

$$f(\zeta^j) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_j} \exp \left[- \frac{(\zeta^j - \mu_{mj})^2}{2\sigma_j^2} \right], \quad (5-5)$$

donde

$$\mu_{mj} = \langle \zeta^j \rangle = \langle \delta\zeta^{mj} \rangle \quad (5-6)$$

y

$$\sigma_j = \sqrt{\sigma_m^2 + 2r\sigma_m\delta\sigma_{mj} + \delta\sigma_{mj}^2} = \sqrt{\langle (\zeta^j - \langle \zeta^j \rangle)^2 \rangle} \quad (5-7)$$

es la rugosidad de la superficie modificada.

En este trabajo se analizan dos casos límites de la ec (5-7):

1. Las variables aleatorias ζ^m y $\delta\zeta^{mj}$ son independiente. El coeficiente de correlación es $r = 0$ por lo que la rugosidad de la superficie es

$$\sigma_j = \sqrt{\sigma_m^2 + \delta\sigma_{mj}^2}. \quad (5-8)$$

2. Las variables aleatorias ζ^m y $\delta\zeta^{mj}$ son dependiente, siendo $\delta\zeta^{mj}$ una función lineal de ζ^m . En este caso $|r| = 1$ y la rugosidad se puede escribir como

$$\sigma_j = \sigma_m \pm \delta\sigma_{mj}. \quad (5-9)$$

La superficie que ha sido sometida a un proceso no sólo cambia su rugosidad sino también se ve afectada la longitud de correlación. Para estimar este último parámetro,

se debe calcular la función de autocorrelación de la superficie modificada. Reemplazando (5-1) en (2-6), resulta

$$C_j(\tau) = \frac{\langle \zeta_1^j \zeta_2^j \rangle - \langle \zeta_1^j \rangle \langle \zeta_2^j \rangle}{\sigma_j^2} = \frac{\langle (\zeta_1^m + \delta \zeta_1^{mj}) (\zeta_2^m + \delta \zeta_2^{mj}) \rangle - \mu_{mj}^2}{\sigma_j^2} \quad (5-10)$$

$$= \frac{\langle \zeta_1^m \zeta_2^m \rangle + \langle \zeta_1^m \delta \zeta_2^{mj} \rangle + \langle \delta \zeta_1^{mj} \zeta_2^m \rangle + \langle \delta \zeta_1^{mj} \delta \zeta_2^{mj} \rangle - \mu_{mj}^2}{\sigma_j^2}.$$

El primer término del último miembro está dado por la ec. (2-8). Para evaluar los dos últimos términos, se puede suponer, en analogía con ζ^m , que la variable aleatoria $\delta \zeta^{mj}$ tiene una función de autocorrelación gaussiana

$$C_{mj}(\tau) = \frac{\langle \delta \zeta_1^{mj} \delta \zeta_2^{mj} \rangle - \mu_{mj}^2}{\delta \sigma_{mj}^2} = \exp\left(\frac{-\tau^2}{\delta T_{mj}^2}\right). \quad (5-11)$$

Al considerar los dos casos antes mencionados se tiene:

1. Las variables aleatorias ζ^m y $\delta \zeta^{mj}$ son independientes, entonces

$$\langle \zeta_1^m \delta \zeta_2^{mj} \rangle = \langle \delta \zeta_1^{mj} \zeta_2^m \rangle = 0 \quad (5-12)$$

y

$$C_j(\tau) = \frac{\sigma^2 C_m(\tau) + \delta \sigma_{mj}^2 C_{mj}(\tau)}{\sigma_m^2 + \delta \sigma_{mj}^2}. \quad (5-13)$$

Si δT_{mj} es del mismo orden o menor a T_m y $\delta \sigma_{mj} \ll \sigma_m$, esta expresión se puede aproximar a primer orden, resultando

$$C_j(\tau) \cong C_m(\tau). \quad (5-14)$$

2. Las variables aleatorias ζ^m y $\delta \zeta^{mj}$ son dependiente, siendo $\delta \zeta^{mj}$ una función lineal de ζ^m , es decir, $\delta \zeta^{mj} = \alpha_{mj} \zeta^m$ con $\alpha_{mj} \ll 1$. En este caso

$$\langle \zeta_1^m \delta \zeta_2^{mj} \rangle + \langle \delta \zeta_1^{mj} \zeta_2^m \rangle = \langle \zeta_1^m \alpha_{mj} \zeta_2^m \rangle + \langle \alpha_{mj} \zeta_1^m \zeta_2^m \rangle = 2\alpha_{mj} C_m(\tau) \sigma_m^2. \quad (5-15)$$

Como $\delta \sigma_{mj} = \alpha_{mj} \sigma_m$, (5-10) se reduce a

$$C_j(\tau) = \frac{C_m(\tau) \sigma_m^2 + 2C_m(\tau) \sigma_m \delta \sigma_{mj} + C_{mj}(\tau) \delta \sigma_{mj}^2}{(\sigma_m + \delta \sigma_{mj})^2}. \quad (5-16)$$

Como $\delta\sigma_{mj} \ll \sigma_m$ se puede aproximar a primer orden resultando nuevamente $C_j(\tau) \cong C_m(\tau)$.

Más adelante se verá que $\delta\sigma_{mj}$ es lo suficientemente chico comparado con σ_m como para conservar sólo el primer término. Por lo tanto, si la perturbación en la superficie es suficientemente pequeña, se conserva la función de autocorrelación de la superficie y la longitud de correlación sigue siendo la misma a orden cero.

Correlación de intensidades de speckle

En este parágrafo se estudia teóricamente la correlación de intensidades de speckle con respecto a los cambios en la rugosidad de una superficie tanto para una geometría de reflexión como de transmisión. Se encuentra una expresión para la correlación entre dos figuras de speckle, la primera generada por una superficie rugosa y la otra proveniente de la misma superficie pero con su rugosidad levemente cambiada.

Se conoce a través de la bibliografía que la figura de speckle es muy sensible a pequeñas variaciones producidas en la morfología de la superficie. Es por ello que se hace la suposición que cualquier variación en la altura de la superficie es muy pequeña con respecto a la altura, es decir,

$$\delta\zeta_{mj} \ll \zeta_m . \quad (5-17)$$

Se verá en el desarrollo de esta sección que esta es una condición necesaria y en el capítulo 7 que esta condición se cumple para las experiencias desarrolladas en este trabajo.

Geometría de reflexión

De la misma manera que se hizo en el capítulo 3, se considera la geometría de dispersión por reflexión dada por la figura 5-2. Un haz de luz incide con un vector de onda k_1 formando un ángulo θ_1 con la normal a la superficie, coincidente con el eje z . El campo dispersado se propaga con un vector de onda k_2 en una dirección (θ_2, θ_3) . El punto de observación se encuentra lejos y no existe sistema de lentes formador de imagen, es decir, se trabaja con speckle objetivo.

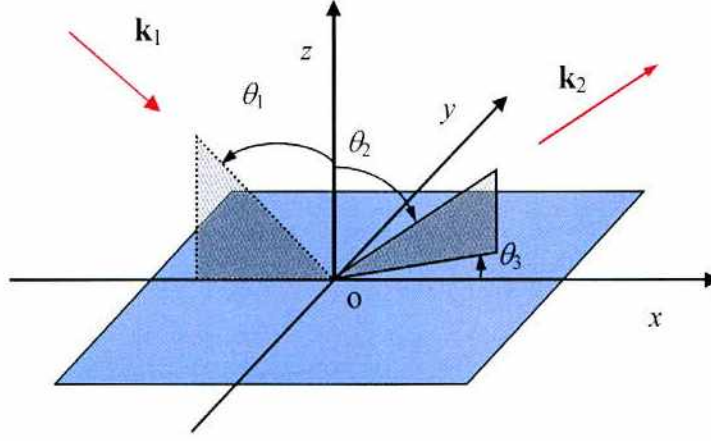


Figura 5-2. Geometría de reflexión.

Sea σ_m la rugosidad de la superficie en un estado inicial o de referencia m que genera una figura de speckle. En un estado posterior j la misma superficie ha variado su rugosidad en una cantidad $\delta\sigma_{mj}$. La figura de speckle dispersada también sufre un cambio que se cuantifica a través de la correlación de intensidades. Para encontrar una expresión del coeficiente de correlación de intensidades, se puede usar la ecuación (4-29). Según lo expuesto en el capítulo 4, el campo dispersado debe ser una variable compleja circular, o sea, las fases de las contribuciones individuales dispersadas deben estar uniformemente distribuidas en el intervalo $[-\pi, \pi]$. Esto se cumple si la superficie es muy rugosa en la escala de las longitudes de onda, es decir, $\sigma \gg \lambda$, condición utilizada en este trabajo.

Sea $E_m(\sigma_m, \theta_1, \theta_2, \theta_3)$ el campo dispersado en la dirección (θ_2, θ_3) por una superficie con una rugosidad σ_m , la intensidad de la figura de speckle asociada a ese campo es

$$\langle I_m \rangle = \langle E_m(\sigma_m, \theta_1, \theta_2, \theta_3) E_m^*(\sigma_m, \theta_1, \theta_2, \theta_3) \rangle. \quad (5-18)$$

Si la superficie cambia su rugosidad a σ_j , el campo dispersado en la misma dirección es $E_j(\sigma_j, \theta_1, \theta_2, \theta_3)$ y la intensidad asociada es I_j . Según la ecuación (4-29) el coeficiente de correlación entre las dos intensidades es

$$\rho_{mj} = \frac{\langle |E_m E_j^*| \rangle^2}{\langle I_m \rangle \langle I_j \rangle}. \quad (5-19)$$

Para evaluar este coeficiente, se utiliza la solución general de Kirchhoff para la dispersión de ondas electromagnéticas por superficies rugosas, ec. (3-14), cuya intensidad esta dada por la ecuación (3-34).

Para simplificar los cálculos, se comienza considerando el numerador de (5-19), esto es,

$$\left\langle E_m E_j^* \right\rangle^2 = \left\langle \left| K_{3R}^m K_{3R}^j \int_{-Y-X}^Y \int_{-Y-X}^X \exp[i(v_x^m x_1 + v_y^m y_1 + v_z^m \zeta_1^m)] dx_1 dy_1 \int_{-Y-X}^Y \int_{-Y-X}^X \exp[-i(v_x^j x_2 + v_y^j y_2 + v_z^j \zeta_2^j)] dx_2 dy_2 \right| \right\rangle^2, \quad (5-20)$$

donde el promedio se realiza sobre el ensamble de la superficie rugosa. Nuevamente, como en el capítulo 3, se define $\zeta_1^m = \zeta^m(x_1, y_1)$ y $\zeta_2^j = \zeta^j(x_2, y_2)$. Los factores K_{3R}^m y K_{3R}^j no sólo dependen de la geometría de iluminación y de observación sino también del módulo del vector de onda k . Si la OEM, E_m , se propaga en el mismo medio que E_j , $K_{3R}^m = K_{3R}^j = K_{3R}$, y $\mathbf{v}^m = \mathbf{v}^j = \mathbf{v}$. Reagrupando, la integral (5-20) resulta

$$\left\langle E_m E_j^* \right\rangle^2 = |K_{3R}|^4 \left| \int_{-Y-X}^Y \int_{-Y-X}^Y \int_{-Y-X}^Y \int_{-Y-X}^Y \left\langle \exp[iv_z(\zeta_1^m - \zeta_2^j)] \right\rangle \exp[iv_x(x_1 - x_2) + iv_y(y_1 - y_2)] dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 \right|^2, \quad (5-21)$$

Es conveniente expresar esta integral en coordenadas polares, entonces

$$\begin{aligned} x_1 - x_2 &= \tau \cos\phi, \\ y_1 - y_2 &= \tau \sin\phi. \end{aligned} \quad (5-22)$$

Puede verse que la única contribución significativa a la integral (5-21) proviene de la región cercana al origen, es decir para $\tau \cong 0$; por ello se pueden reemplazar los límites de integración para τ por ∞ , resultando

$$\left\langle E_m E_j^* \right\rangle^2 = 4\pi^2 A^2 |K_{3R}|^4 \left| \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left\langle \exp[iv_z(\zeta_1^m - \zeta_2^j)] \right\rangle \exp[iv_x \tau \cos\phi + iv_y \tau \sin\phi] \tau d\tau d\phi \right|^2. \quad (5-23)$$

La integración en ϕ da la función de Bessel de orden cero J_0 , entonces

$$\left\langle E_m E_j^* \right\rangle^2 = 4\pi^2 A^2 |K_{3R}|^4 \left| \int_0^\infty J_0(\tau v_{xy}) \left\langle \exp[iv_z(\zeta_1^m - \zeta_2^j)] \right\rangle \tau d\tau \right|^2. \quad (5-24)$$

Finalmente, para efectuar la integración en τ , se han considerado los dos casos del párrafo anterior.

Variables aleatorias ζ y $\delta\zeta$ independientes

Si ζ^m y $\delta\zeta^{mj}$ son variables aleatorias independientes, el valor medio dentro de la integral (5-24) se puede expresar, teniendo en cuenta la ec. (5-1), como un producto de dos funciones características

$$\left\langle \exp \left[i v_z (\zeta_1^m - \zeta_2^m) \right] \right\rangle = \left\langle \exp \left[i v_z (\zeta_1^m - \zeta_2^m) \right] \right\rangle \left\langle \exp \left[-i v_z \delta \zeta_2^{mj} \right] \right\rangle = \chi_2^m(v_z, -v_z) \chi_1^{mj}(-v_z), \quad (5-25)$$

donde χ_1^{mj} es la función característica asociada a la variable aleatoria $\delta \zeta_2^{mj}$, es decir,

$$\chi_1^{mj}(-v_z) = \left\langle \exp \left[-i v_z \delta \zeta_2^{mj} \right] \right\rangle \quad (5-26)$$

y χ_2^m , la función característica bidimensional asociada a ζ_1^m y ζ_2^m , apéndice A,

$$\chi_2^m(v_z, -v_z) = \left\langle \exp \left[i v_z (\zeta_1^m - \zeta_2^m) \right] \right\rangle. \quad (5-27)$$

En el capítulo 3 se ha dado una expresión de (5-27) para una estadística gaussiana, ec. (3-27). Para la variable aleatoria gaussiana $\delta \zeta_2^{mj}$, χ_1^{mj} tiene la siguiente expresión

$$\chi_1^{mj}(-v_z) = \exp \left[-i v_z \mu_{mj} - \frac{\delta \sigma_{mj}^2 v_z^2}{2} \right]. \quad (5-28)$$

De esta manera (5-25) resulta

$$\chi_2^m(v_z, -v_z) \chi_1^{mj}(-v_z) = \exp \left[-v_z^2 \sigma_m^2 (1 - C_m(\tau)) \right] \exp \left[-\frac{v_z^2 \delta \sigma_{mj}^2}{2} \right] \exp \left[-i v_z \mu_{mj} \right]. \quad (5-29)$$

Reemplazando (5-29) en (5-24), se obtiene

$$\left| \left\langle E_m E_j^* \right\rangle \right|^2 = 4 \pi^2 A^2 \left| K_{3R} \right|^4 \left| \exp \left[-i v_z \mu_{mj} \right] \exp \left[-\frac{v_z^2 \delta \sigma_{mj}^2}{2} \right] \int_0^\infty J_0(\tau v_{xy}) \exp \left[-v_z^2 \sigma_m^2 (1 - C_m(\tau)) \right] \tau d\tau \right|^2. \quad (5-30)$$

El coeficiente de correlación $C_m(\tau)$ ha sido definido en la ecuación (2-8) y v_{xy} , en (3-31). Debido a que para una superficie muy rugosa la integral (5-30) tiene contribuciones significantes solo cerca del origen, el coeficiente de correlación de la superficie se puede desarrollar en serie para $\tau = 0$, resultando

$$C_m(\tau) = \exp \left[-\tau^2 / T_m^2 \right] \cong 1 - \frac{\tau^2}{T_m^2}. \quad (5-31)$$

Reemplazando (5-31) en (5-30) y evaluando el módulo de las exponenciales, resulta

$$\left| \left\langle E_m E_j^* \right\rangle \right|^2 = 4 \pi^2 A^2 \left| K_{3R} \right|^4 \exp \left[-v_z^2 \delta \sigma_{mj}^2 \right] \left| \int_0^\infty J_0(\tau v_{xy}) \exp \left[-v_z^2 \sigma_m^2 \frac{\tau^2}{T_m^2} \right] \tau d\tau \right|^2. \quad (5-32)$$

Finalmente, integrando esta expresión, apéndice B, el numerador de la ec. (5-19) resulta

$$\left| \langle E_m E_j^* \rangle \right|^2 = 4\pi^2 A^2 |K_{3R}|^4 \exp[-v_z^2 \delta\sigma_{mj}^2] \left| \frac{T_m^2}{2v_z^2 \sigma_m^2} \exp\left[-\frac{v_{xy}^2 T_m^2}{4v_z^2 \sigma_m^2}\right] \right|^2. \quad (5-33)$$

Por último, para obtener el coeficiente de correlación de las intensidades ρ_{mj} , se reemplaza (5-33) y (3-34) en (5-19)

$$\rho_{mj} = \frac{\frac{T_m^2}{\sigma_m^2} \exp(-v_z^2 \delta\sigma^2) \exp\left(-\frac{v_{xy}^2 T_m^2}{4v_z^2 \sigma_m^2}\right)}{\frac{T_j^2}{\sigma_j^2} \exp\left(-\frac{v_{xy}^2 T_j^2}{4v_z^2 \sigma_j^2}\right)}. \quad (5-34)$$

En la mayoría de las aplicaciones prácticas, la observación de la luz dispersada se realiza en la dirección especular, es decir, $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ y $\theta_3 = 0$. En este caso $v_{xy} = 0$ y $v_z = 2k \cos\theta$, entonces la correlación se reduce a

$$\rho_{mj} = \frac{\frac{T_m^2}{\sigma_m^2} \exp(-4k^2 \cos^2\theta \delta\sigma_{mj}^2)}{\frac{T_j^2}{\sigma_j^2}}. \quad (5-35)$$

Se puede ver a partir de esta ecuación que, para las longitudes de onda visibles, alrededor de los 500 nm, y para ángulos de incidencia no razantes, la exponencial presenta valores mayores a e^{-1} para variaciones de rugosidad del orden de las decenas de nanómetros. Si se tiene en cuenta que los valores típicos de rugosidad para una superficie muy rugosa son tales que $1\mu\text{m} < \sigma < 30\mu\text{m}$, se cumple la suposición $\delta\sigma_{mj} < \sigma_m$, siendo válida entonces (5-14).

Además, como ya se demostró, cuando ζ^m y $\delta\zeta^{mj}$ son independientes, $C_j(\tau) \cong C_m(\tau)$, o sea, $T_m = T_j$, por lo tanto (5-35) resulta

$$\rho_{mj} = \frac{(\sigma_m^2 + \delta\sigma_{mj}^2) \exp(-4k^2 \cos^2\theta \delta\sigma_{mj}^2)}{\sigma_m^2}. \quad (5-36)$$

Teniendo en cuenta (5-17), aproximando a primer orden y operando, se obtiene que el coeficiente de correlación de intensidades es igual a

$$\rho_{mj} = \exp(-4k^2 \cos^2\theta \delta\sigma_{mj}^2). \quad (5-37)$$

Variables aleatorias ζ y $\delta\zeta$ dependientes

En este párrafo se desea obtener el coeficiente de correlación de speckles para aquellos procesos superficiales que cumplen con la condición que ζ y $\delta\zeta$ son variables aleatorias dependientes. Procediendo de igual manera que en la sección anterior, se debe calcular $\langle \exp[i v_z (\zeta_1^m - \zeta_2^j)] \rangle = \langle \exp[i v_z (\zeta_1^m - (\zeta_2^m + \delta\zeta_2^{mj}))] \rangle$ para ζ^m y $\delta\zeta^{mj}$, variables aleatorias dependientes. Se considera que $\delta\zeta^{mj}$ es una función lineal de ζ^m , es decir, $\delta\zeta^{mj} = \alpha_{mj} \zeta^m$. Llamando $(1 + \alpha_{mj}) = \beta_{mj}$ se tiene las siguientes relaciones

$$\delta\sigma_{mj} = \alpha_{mj} \sigma_m, \quad (5-38)$$

$$\zeta^j = \zeta^m + \delta\zeta^{mj} = \zeta^m + \alpha_{mj} \zeta^m = \beta_{mj} \zeta^m, \quad (5-39)$$

$$\sigma_j = \beta_{mj} \sigma_m. \quad (5-40)$$

Utilizando estas expresiones, el valor medio de la integral (5-24) resulta

$$\langle \exp[i (v_z \zeta_1^m - v_z \zeta_2^j)] \rangle = \langle \exp[i (v_z \zeta_1^m - v_z \beta_{mj} \zeta_2^m)] \rangle = \chi_2^{mj}(v_z, -\beta_{mj} v_z). \quad (5-41)$$

Esta es la función característica asociada a ζ_1^m y ζ_2^m , apéndice A, es decir,

$$\chi_2^{mj}(v_z, -\beta_{mj} v_z) = \exp \left[-\frac{\sigma^2}{2} (v_z^2 + \beta_{mj}^2 v_z^2 - 2\beta_{mj} C_m(\tau) v_z^2) \right] \quad (5-42)$$

Nuevamente se desarrolla en serie alrededor de $\tau = 0$ el coeficiente de correlación de la superficie.

Reemplazando esto en la integral (5-24), reagrupando e integrando, resulta

$$\left| \langle E_m E_j^* \rangle \right|^2 = 4\pi^2 A^2 |K_{3R}|^4 \exp[-v_z^2 \delta\sigma_{mj}^2] \left(\frac{T_m^2}{2\beta_{mj} v_z^2 \sigma_m^2} \right)^2 \exp \left[-\frac{v_{xy}^2 T_m^2}{4\beta_{mj} v_z^2 \sigma_m^2} \right]^2. \quad (5-43)$$

Si se trabaja en la dirección de observación especular ($\theta_1 = \theta_2 = \theta$ y $\theta_3 = 0$), se obtiene

$$\rho_{mj} = \frac{T_m^2 \exp(-4k^2 \cos^2 \theta \delta\sigma_{mj}^2)}{T_j^2}. \quad (5-44)$$

Si además cumple con $\delta\sigma_{mj} \ll \sigma_m$ (perturbación pequeña), el factor T_m^2/T_j^2 se puede aproximar a la unidad obteniéndose la ecuación (5-37).

Cuando se estudia la evolución de un proceso superficial, se registran varias figuras de speckle, cada una correspondiente a un estado de la superficie. Generalmente, se

correlaciona esas figuras con la primera de ellas obtenida, por lo que el coeficiente de correlación de intensidades es

$$\rho_{1j}(\delta\sigma_{1j}) = \exp\left(-4k^2 \cos^2 \theta \delta\sigma_{1j}^2\right), \quad (5-45)$$

donde $\delta\sigma_{1j}$ es la variable de la cual depende el proceso de la superficie.

Geometría de transmisión

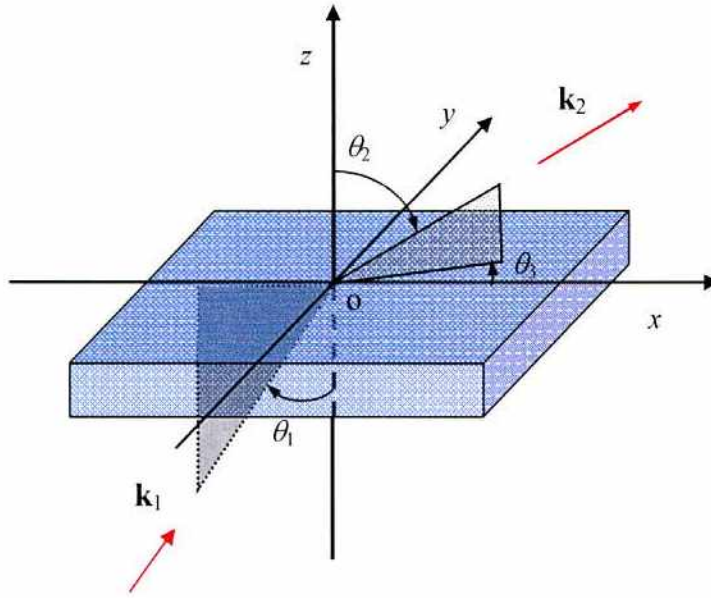


Figura 5-3. Geometría de transmisión.

De la misma manera que se hizo en el capítulo 3, se considera la geometría de dispersión por transmisión dada por la figura 5-3. Un haz de luz incide con un vector de onda $\mathbf{k}_1$ formando un ángulo θ_1 con el eje $-z$. Luego de atravesar el dieléctrico, el campo dispersado se propaga con un vector de onda $\mathbf{k}_2$ en una dirección (θ_2, θ_3) . El punto de observación se encuentra lejos y no existe sistema de lentes formador de imagen, es decir, se trabaja con speckle objetivo.

Para evaluar el coeficiente de correlación de intensidades, ec. (5-19), en el caso de transmisión, se utiliza las ecuaciones (3-44) y (3-51) del capítulo 3. De esta manera

$$\left\langle E_m E_j^* \right\rangle^2 = \left\langle D_{3R}^m D_{3R}^j \int_{-Y-X}^Y \int_{-X}^X \exp\left[i\left(v_x^{dm} x_1 + v_y^{dm} y_1 + v_z^{dm} \zeta_1^m\right)\right] dx_1 dy_1 \int_{-Y-X}^Y \int_{-X}^X \exp\left[-i\left(v_x^{dj} x_2 + v_y^{dj} y_2 + v_z^{dj} \zeta_2^j\right)\right] dx_2 dy_2 \right\rangle^2. \quad (5-46)$$

Como la OEM E_m se propaga en el mismo medio que E_j , entonces $D_{3R}^m = D_{3R}^j = D_{3R}$ y $v^{dm} = v^{dj} = v^d$. Se realiza el mismo cambio de variables que para la geometría de reflexión, se considera un entorno alrededor de $\tau \cong 0$ y se integra, resultando

$$\left| \langle E_m E_j^* \rangle \right|^2 = 4\pi^2 A^2 |D_{3R}|^4 \left| \int_0^\infty J_0(\tau v_{xy}^d) \langle \exp[iv_z^d(\zeta_1^m - \zeta_2^j)] \rangle \tau d\tau \right|^2. \quad (5-47)$$

Para calcular el valor medio dentro de esta integral, se consideran los mismos dos casos anteriores.

Variables aleatorias ζ y $\delta\zeta$ independientes

Para evaluar la integral (5-47) cuando ζ y $\delta\zeta$ son variables aleatorias independientes, se procede de manera similar a lo realizado para reflexión hasta la ecuación (5-34) inclusive. En ese caso se asumió observación especular. Haciendo una analogía, se considera que la dirección de observación es aquella que coincide con la dirección de observación para una superficie plana. Esta dirección está dada por la ley de Snell para $\theta_2 = \varphi$ tal que $n_0 \sin \theta_1 = n_d \sin \theta_d = n_2 \sin \varphi$ y $\theta_3 = 0$, figuras 3-6 y 3-8.

En este caso $v_{xy}^d = 0$ y

$$\left(v_{z \max}^d \right)^2 = k^2 \left(\sqrt{n_d^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} - n_2 \cos \varphi \right)^2 = k^2 \left(n_d \cos \theta_1 - n_2 \cos \varphi \right)^2, \quad (5-48)$$

De esta manera la ecuación (5-19) resulta

$$\rho_{mj} = \frac{T_m^2 \sigma_j^2 \exp \left[- \left(v_{z \max}^d \right)^2 \delta \sigma_{mj}^2 \right]}{\sigma_m^2 T_j^2}. \quad (5-49)$$

Teniendo en cuenta (5-17), se puede aproximar esta ecuación a primer orden en $\delta\sigma$, resultando el coeficiente de correlación de intensidades

$$\rho_{mj} = \exp \left[- \left(v_{z \max}^d \right)^2 \delta \sigma_{mj}^2 \right]. \quad (5-50)$$

Si además $n_2 = n_0$

$$\rho_{mj} = \exp \left[- \left(n_d - n_0 \right)^2 k^2 \cos^2 \theta_1 \delta \sigma_{mj}^2 \right]. \quad (5-51)$$

Variables aleatorias ζ y $\delta\zeta$ dependientes

También se procede de manera similar a lo realizado para reflexión hasta la ecuación (5-43) inclusive. Considerando la observación en la dirección que tendría el campo si la superficie rugosa fuera plana, se obtiene para la correlación

$$\rho_{mj} = \frac{T_m^2 \exp \left[- \left(v_{z \max}^d \right)^2 \delta \sigma_{mj}^2 \right]}{T_j^2}. \quad (5-52)$$

Si la perturbación es pequeña, el factor T_m^2/T_j^2 se puede aproximar a la unidad resultando la ecuación (5-50).

Aplicando este resultado a la configuración experimental más usada en la bibliografía, usada en este trabajo, $n_0 = n_2 = 1$ y $m=1$, se tiene que la correlación de intensidades de figuras de speckle para la geometría de transmisión es igual a

$$\rho_{1j} = \exp \left[- \left(n_d - 1 \right)^2 k^2 \cos^2 \theta_1 \delta \sigma_{1j}^2 \right]. \quad (5-53)$$

Rugosidad equivalente o aparente

En el capítulo anterior se encontró una expresión que relaciona los cambios producidos en una figura de speckle con las variaciones de rugosidad de una superficie, ec. (5-45) ó (5-50). Para evaluar el comportamiento de esta ecuación, se ha ideado un experiencia en la que se obtienen diferentes figuras de speckles en función de una variación de rugosidad controlada y conocida. Esta experiencia consiste en sumergir la superficie rugosa en un líquido transparente de índice de refracción conocido. Esto ha conducido a estudiar la dispersión de luz por el sistema superficie rugosa/líquido.

Numerosos autores han estudiado el problema de la dispersión de luz por una superficie rugosa utilizando la teoría escalar de Kirchhoff [Becó3, Cha75, Bas79, Ogi91].

A medida que se profundizaba en el tema, se estudiaron sistemas de dispersión más complejos. Las superficies rugosas pueden ser conductores reflectores o dieléctricos transmisores. También pueden estar cubiertas de un líquido [Cro80, Gag80, Wel80, Per96] o un dieléctrico transparente [Cal99, Fuk01, Gu04] de forma tal que la luz deba atravesar dos o más medio diferentes con al menos una superficie rugosa.

Pero, hasta lo que la autora de esta tesis pudo averiguar, el problema de un fuerte dispersor (superficie de gran rugosidad) sumergido en un líquido no ha sido profundamente estudiado aplicando la aproximación escalar; sólo unos pocos autores [Gag80, Wel80, Per96] han tomado este tema. En particular, Gaggioli y col. [Gag80] estudiaron la intensidad media dispersada por una superficie dieléctrica muy rugosa sumergida en un líquido para simular un dispersor débil (de poca rugosidad). Por otro lado, Welford [Wel80] propuso tres formas en las cuales un dispersor fuerte dieléctrico transparente puede ser redimensionado tal que disperse la luz como si tuviera muy poca rugosidad. Una de esas maneras consistía en sumergir al dispersor en un líquido con un índice de refracción levemente diferente al del dieléctrico.

Un dispersor fuerte también puede ser simulado por un arreglo similar. En este sentido, es posible conseguir diferentes rugosidades con una sola superficie rugosa sumergiéndola en diversos líquidos y obtener variaciones controladas de la rugosidad. Debido a que en este trabajo se estudia grandes rugosidades, tanto el índice de

refracción del líquido como la rugosidad deben ser tales que la luz dispersada parezca proveniente de otro dispersor fuerte, llamado equivalente. Al variar levemente el índice de refracción del líquido, la luz se comporta como si el dispersor equivalente hubiera variado su rugosidad. Para calcular el valor del cambio en la rugosidad equivalente, es necesario estudiar la intensidad media dispersada por el conjunto dispersor superficie rugosa/líquido.

El objetivo de este capítulo es encontrar una expresión para la rugosidad equivalente, estudiar en profundidad el concepto de superficie equivalente y determinar el rango de validez de dicha equivalencia.

Los resultados de este capítulo pueden ser utilizados para caracterizar una superficie rugosa sumergida en un líquido, tal como puede ser el caso de una pieza que está siendo maquinada cubierta por un líquido lubricante o una superficie que se corroe en un medio líquido, etc.

Teoría

En este capítulo se utilizan los resultados obtenidos en el capítulo 3, en particular las expresiones normalizada de la IMD, ec. (3-36) y (3-51). Primero se analiza la geometría de reflexión y luego, la de transmisión.

Geometría de reflexión

Considerando la misma geometría que en el capítulo 3, se cubre a la superficie rugosa con un líquido transparente de índice de refracción n , ver figura 6-1. La interfase entre el líquido y el medio ambiente (de índice de refracción n_0) es plana y paralela al plano medio de la superficie. Como antes el ángulo de incidencia al sistema es θ_1 . Al pasar la interfase, el haz se propaga con un ángulo θ'_1 dado por la ley de Snell. Al llegar a la superficie la luz se dispersa en la dirección dada por (θ'_2, θ'_3) que, luego de atravesar por segunda vez la interfase líquido/medioambiente, se propaga en la dirección (θ_2, θ_3) . El ángulo de observación θ_2 se relaciona con θ'_2 por la ley de Snell, y el ángulo azimutal de observación no sufre cambio, es decir $\theta_3 = \theta'_3$.

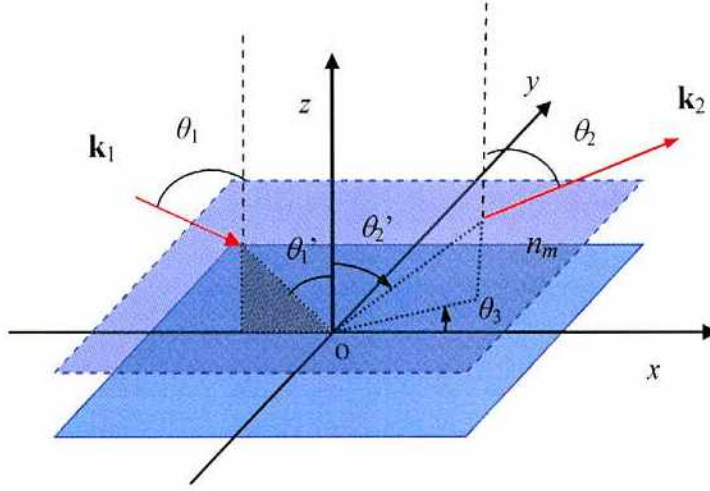


Figura 6-1. Geometría de dispersión para una superficie sumergida en un líquido de índice de refracción n .

Cada vez que la onda atraviesa la interfase aire-líquido, se debe tener en cuenta los coeficientes de Fresnel.

También existen la reflexión de la onda incidente en la primera interfase medioambiente/líquido y la de la onda dispersada en la interfase de salida. Sin embargo, en este trabajo se han omitido ambas reflexiones dado que en la interfase el coeficiente de transmisión es mucho mayor que el de reflexión.

Se considera que la onda incidente es plana y monocromática, ec. (3-1). Luego de atravesar la interfase medioambiente/líquido la onda se propaga a través de medio con índice de refracción n y se puede expresar como [Bor70]

$$E_1'^{\pm} = E_0^{\pm} T_1^{\pm} \exp[-i(\mathbf{k}'_1 \mathbf{r} - \omega' t)] , \quad (6-1)$$

donde $E_0^{\pm}$ es la amplitud de la onda incidente sobre la interfase, $T_1^{\pm}$ es el coeficiente de Fresnel para la onda incidente, el superíndice "+" indica polarización vertical y el "-" polarización horizontal. Las cantidades primadas denotan la existencia del líquido y del índice de refracción, por lo tanto $|\mathbf{k}'| = n k$ y $\omega' = \omega$.

Los coeficientes de Fresnel se pueden expresar como

$$T_1^{+} = \frac{2n_0 \cos \theta_1}{n \cos \theta_1 + n_0 \cos \theta_1'} , \quad (6-2)$$

$$T_1^{-} = \frac{2n_0 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_1 + n \cos \theta_1'} . \quad (6-3)$$

Como el ángulo de incidencia es fijo, para simplificar las expresiones se puede considerar que la amplitud de la onda incidente es $E_0^{\pm} = (T_1^{\pm})^{-1}$, de manera que la

onda que llega a la superficie sea plana y de amplitud uno. La solución general de Kirchhoff para la dispersión de ondas electromagnéticas es entonces

$$E_2^\pm(\theta'_1, \theta'_2, \theta'_3) = \pm K_{3R}(\theta'_1, \theta'_2, \theta'_3) \int_{-X-Y}^{X-Y} \int \exp[i\mathbf{v}' \cdot \mathbf{r}] dx dy . \quad (6-4)$$

Se puede ver que la ec. (6-4) es análoga a (3-14), diferenciándose solamente en el índice de refracción en el que se propaga la onda.

Antes de comenzar a analizar la propagación del campo EM a través de la interfase líquido/aire, se debe hacer una observación con respecto a su polarización pues los coeficientes de Fresnel dependen de ella.

Hasta ahora se ha omitido analizar el fenómeno de despolarización de la onda incidente en el proceso de dispersión, pues es un tema complejo que escapa a los objetivos de esta tesis. Sin embargo, se puede decir que, cuando la onda incidente esta polarizada horizontalmente o verticalmente y la superficie presenta irregularidades de pequeña curvatura, es razonable asumir, por razones de simetría, que el campo dispersado en el plano de incidencia ($\theta_3=0$) no se despolariza. El campo dispersado en el plano de incidencia proviene de las reflexiones especulares en los planos tangentes locales perpendiculares al plano de incidencia. En este caso la onda reflejada conserva la polarización siempre que la onda incidente sea sólo horizontalmente polarizada o verticalmente polarizada.

Para las ondas dispersadas fuera del plano de incidencia, existe una despolarización que depende de la inclinación del plano tangente local. Una expresión del factor de despolarización se lo puede encontrar en [Bec63]. Por simplicidad, aquí se considera el valor medio de dicho factor. Para ondas linealmente polarizadas horizontal o vertical y para una superficie con una distribución de pendientes par entre $[-\pi, \pi]$, el valor medio del factor de polarización es cero. Esto significa que el campo eléctrico dispersado oscila en promedio en el mismo plano que el campo incidente, es decir, si se incide con una onda verticalmente (horizontalmente) polarizada, la polarización media de la onda dispersada será vertical (horizontal) con respecto al plano de incidencia.

Por ello, se puede considerar que el campo dispersado por el conjunto superficie/líquido se obtiene multiplicando la ec. (6-4) por el coeficiente de Fresnel correspondiente, entonces

$$E_2'^\pm = \pm T_2^\pm K_{3R}' \int_{-X-Y}^{X-Y} \int \exp[i\mathbf{v}' \cdot \mathbf{r}] dx dy , \quad (6-5)$$

donde $E_2^{\pm} = E_2^{\pm}(\theta_1, \theta_2, \theta_3, n, n_0)$, $K'_{3R} = K_{3R}(\theta_1, \theta_2, \theta_3, n, n_0)$, $v' = v(\theta_1, \theta_2, \theta_3, n, n_0)$ y la observación se realiza en el medio de índice n_0 . Siguiendo el mismo desarrollo que en el capítulo 3, se llega a que la intensidad media dispersada por el sistema superficie rugosa/liquido es

$$\langle I' \rangle = \frac{\pi A |K'_{3R}|^2 T^2 (T_2^{\pm})^2}{v_z'^2 \sigma^2} \exp \left(-\frac{v_{xy}'^2 T^2}{4v_z'^2 \sigma^2} \right), \quad (6-6)$$

donde

$$T_2^+ = \frac{2n\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2}}{n_0\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} + n^2 \cos \theta_2}, \quad (6-7)$$

$$T_2^- = \frac{2\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2}}{\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} + n_0 \cos \theta_2}, \quad (6-8)$$

$$|K'_{3R}|^2 = \frac{k^2}{4\pi^2 r_0^2} \frac{\left(n^2 + \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} - n_0^2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3 \right)^2}{\left(\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} + \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} \right)^2}, \quad (6-9)$$

$$v'_{xy} = n_0 k \left[\sin^2 \theta_1 - 2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3 + \sin^2 \theta_2 \right] = v_{xy}, \quad (6-10)$$

$$v'_z = -k \left(\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} + \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} \right). \quad (6-11)$$

Para realizar la normalización propuesta por Beckmann, se debe dividir (6-5) por el campo reflejado en la dirección especular por una superficie suave, perfectamente conductora, de las mismas dimensiones bajo los mismos ángulos de incidencia y a la misma distancia, cuando la onda incidente esta horizontalmente polarizada, E_{20}^- . La reflexión especular implica $v_{xy} = 0$ y una superficie suave, $\zeta = \zeta' = 0$, entonces

$$E_{20}^- = -T_2^-(\theta_2 = \theta_1) \frac{ik \exp(ikr_0) A 2 \cos \theta_1}{4\pi n_0} \quad (6-12)$$

La intensidad media normalizada es

$$\langle I'_N \rangle = \frac{\pi |K'_{3R}|^2 T^2 (J^{\pm})^2}{A v_z'^2 \sigma^2} \exp \left[-\left(\frac{v'_{xy} T}{2v'_z \sigma} \right)^2 \right], \quad (6-13)$$

donde

$$|K'_{3\psi}| = \frac{n^2 + \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} - n_0^2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3}{\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} (\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} + \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2})}, \quad (6-14)$$

$$J^+ = -\frac{T_2^+(\theta_2)}{T_2^-(\theta_1)} = \frac{n \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} (n_0 \cos \theta_1 + \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1})}{\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} (n_0 \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} + n^2 \cos \theta_2)}, \quad (6-15)$$

$$J^- = \frac{T_2^-(\theta_2)}{T_2^-(\theta_1)} = \frac{\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} (\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} + n_0 \cos \theta_1)}{\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} (\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} + n_0 \cos \theta_2)}. \quad (6-16)$$

En este capítulo se seguirá considerando la expresión normalizada de la IMD pues es independiente de la onda incidente y la comparación entre curvas se hace más sencilla.

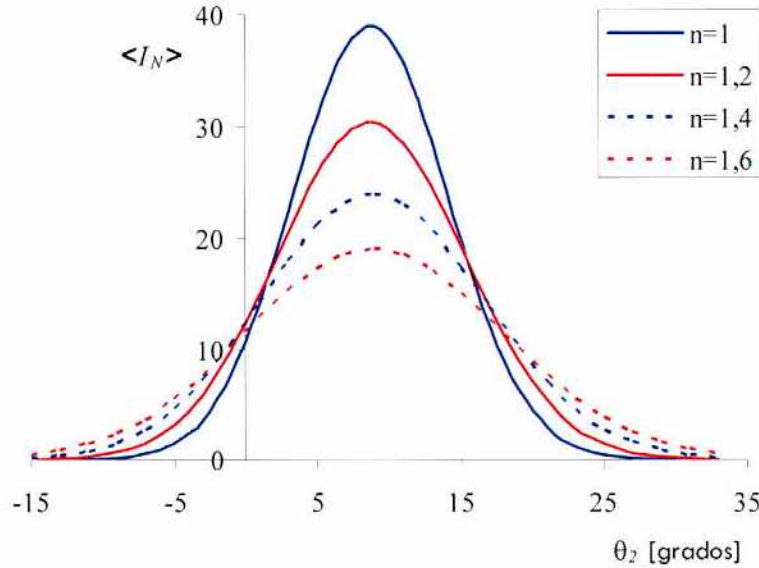


Figura 6-2. Curvas de intensidad media dispersada normalizada para diferentes índices de refracción para un ángulo de incidencia $\theta_1 = 10^\circ$ y de observación $\theta_3 = 30^\circ$ para una polarización vertical (+), las unidades para la IMDN son arbitrarias.

En la figura 6-2 se muestran las curvas de la ec. (6-13) para diferentes índices de refracción n incluyendo $n_0 = n = 1$. De aquí en adelante sólo se grafican las curvas relacionadas con la polarización vertical ya que, aunque no hay diferencias apreciables entre ellas, ésta es más significativa en la IMDN.

Comparando la figura 6-2 con la figura 3-5, se puede observar que, a medida que aumenta el índice de refracción del líquido, las IMDNs se parecen a las IMDNs de una superficie rugosa sin líquido que disminuye la relación T/σ . Esto plantea la posibilidad que las curvas dadas por las ecuaciones (3-36) y (6-13) sean tomadas como

equivalentes eligiendo adecuadamente los parámetros T , σ y n . Pero una comparación entre las expresiones para las IMDNs es dificultosa debido a la compleja dependencia con el ángulo de incidencia, los ángulos de observación y el índice de refracción. Sin embargo, dentro de la aproximación de ángulos pequeños, la IMDN toma una forma gaussiana y ambas intensidades pueden ser comparadas de una manera sencilla.

Geometría de transmisión

Sea un dieléctrico transparente inmerso en un medio de índice de refracción n_0 como indica la figura 6-3. La IMDN es la dada por la ec. (3-51) pero considerando $n_2 = n_0$ por lo que $\varphi = \theta_1$ (de la figura 3-8, $n_0 \sin \theta_1 = n_d \sin \theta_d = n_2 \sin \varphi$), es decir,

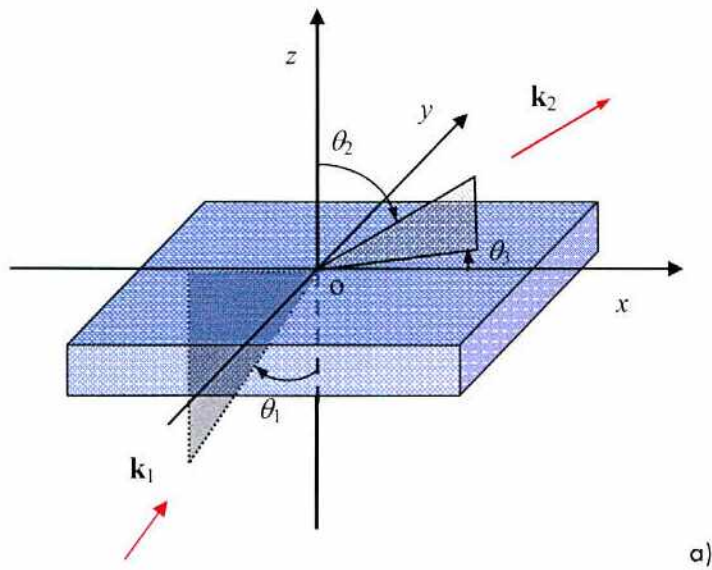
$$\langle I_{dN} \rangle = \frac{\pi |D_{3\psi}|^2 \langle T_d \rangle^2 T^2}{A(v_z^d)^2 \sigma^2} \exp \left(- \frac{(v_{xy}^d)^2 T^2}{4(v_z^d)^2 \sigma^2} \right), \quad (6-17)$$

donde

$$|D_{3\psi}|^2 = \frac{(n_0 \cos \theta_1 - n_d \cos \theta_d)^2 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)^2}{4 \cos^2 \theta_1 (n_d \cos \theta_d - n_0 \cos \theta_2)^2}, \quad (6-18)$$

$$(v_{xy}^d)^2 = k^2 n_0^2 (\sin^2 \theta_1 - 2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3 + \sin^2 \theta_2), \quad (6-19)$$

$$\begin{aligned} (v_z^d)^2 &= k^2 (n_d \cos \theta_d - n_0 \cos \theta_2)^2 \\ &= k^2 \left(\sqrt{n_d^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} - n_0 \cos \theta_2 \right)^2. \end{aligned} \quad (6-20)$$



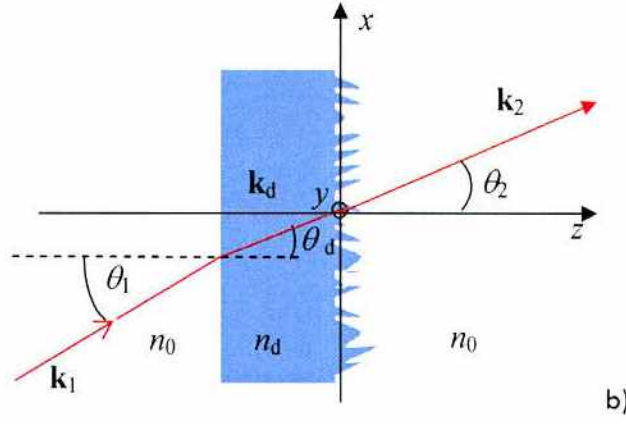


Figura 6-3. Geometría de dispersión para transmisión, a) vista general, b) detalle en vista transversal.

El mismo dieléctrico de la figura 6-3 se lo cubre con un líquido transparente de índice de refracción n , como se esquematiza en la figura 6-4, y se observa la luz dispersada en el medio n_0 .

Como antes, las cantidades primadas denotan la presencia de líquido. Entonces, utilizando la ley de Snell, la intensidad media dispersada normalizada es

$$\langle I'_{dN} \rangle = \frac{\pi |D'_{3\psi}|^2 \langle T'_d \rangle^2 T^2}{A (v'_z)^2 \sigma^2} \exp \left(- \frac{(v'_{xy})^2 T^2}{4 (v'_z)^2 \sigma^2} \right), \quad (6-21)$$

donde

$$\begin{aligned} |D'_{3\psi}|^2 &= \frac{(n \cos \varphi' - n_d \cos \theta_d)^2 (\cos \varphi' + \cos \theta')^2}{4 \cos^2 \theta_1 (n_d \cos \theta_d - n \cos \theta')^2} \\ &= \frac{(n \cos \varphi' - n_d \cos \theta_d)^2 \left(n_2 \cos \varphi' + \sqrt{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} \right)^2}{4 n_2 \cos^2 \theta_1 \left(n_d \cos \theta_d - \sqrt{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} \right)^2}, \end{aligned} \quad (6-22)$$

$$(v'_{xy})^2 = (v_{xy}^d)^2, \quad (6-23)$$

$$(v_z^d)^2 = k^2 \left(\sqrt{n_d^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_1} - \sqrt{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_2} \right)^2, \quad (6-24)$$

donde $n \sin \varphi' = n_d \sin \theta_d = n_0 \sin \theta_1$ y $\langle T'_d \rangle = \langle T_d \rangle J^\pm$.

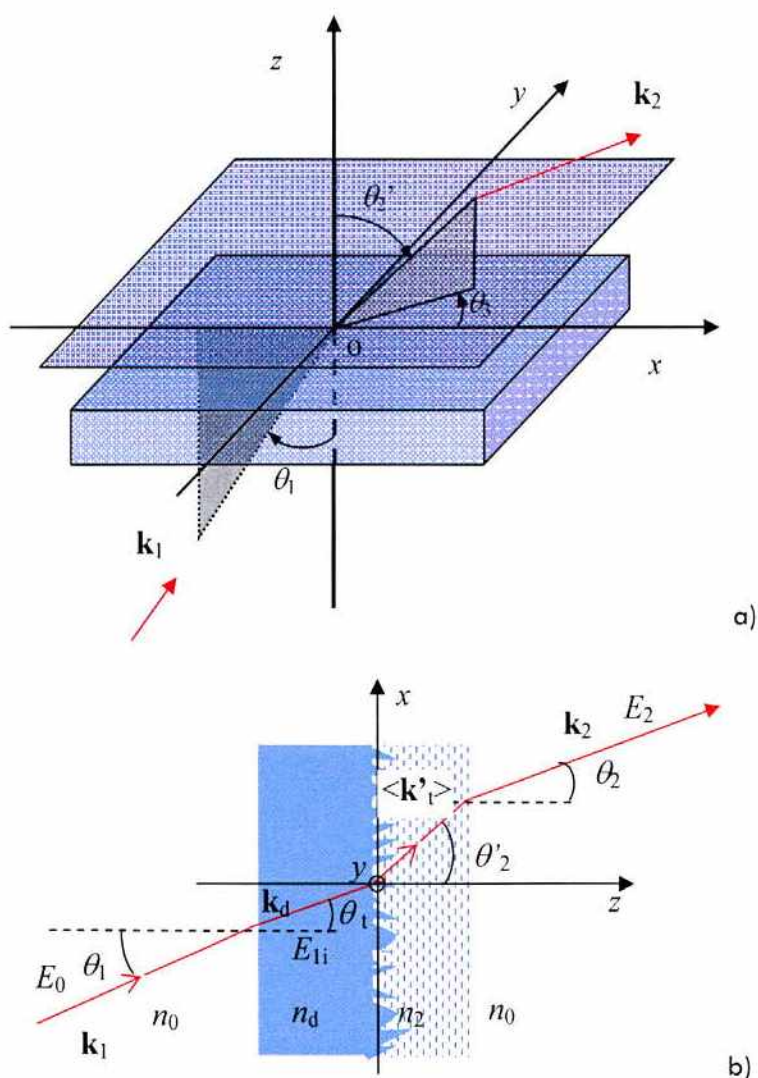


Figura 6-4. Notación para la geometría de transmisión de un dieléctrico cubierto por un líquido, a) vista general, b) detalle en vista lateral.

El coeficiente de Fresnel aparece cuando el campo dispersado por la superficie atraviesa la interfase desde el líquido de índice n hacia el medioambiente de índice n_0 . El primer coeficiente de Fresnel debería haberse considerado también cuando la onda plana incide desde el medioambiente al dieléctrico a través de la interfase plana. Pero como se hizo en el caso de reflexión, se puede considerar que la amplitud de la onda incidente es $E_0^\pm = (T_1^\pm)^{-1}$, de manera que la onda que llega a la superficie dispersora sea plana y de amplitud uno.

Aproximación de ángulo pequeño

En esta sección se analizan las expresiones de la IMD obtenida para los sistemas superficie rugosa/líquido dentro de la aproximación de ángulos pequeños, tanto para la geometría de reflexión como de transmisión.

Geometría de reflexión

Realizando la aproximación de ángulo de incidencia pequeño, se tiene

$$\sin \theta_1 \cong \theta_1 . \quad (6-25)$$

Teniendo en cuenta que la dispersión se concentra alrededor de la dirección especular, se puede considerar también que θ_2 es un ángulo pequeño. Entonces, la ec. (3-36) resulta

$$\langle I'_{Na} \rangle = \frac{\pi T^2}{4A k^2 n_0^2 \sigma^2} \exp \left[-\frac{(\theta_1^2 - 2\theta_1 \theta_2 \cos \theta_3 + \theta_2^2) T^2}{16\sigma^2} \right], \quad (6-26)$$

donde se ha agregado el subíndice a para indicar que es una expresión aproximada.

Se realiza la misma aproximación en la IMDN de una superficie sumergida, ec. (6-13), resultando

$$\langle I'_{Na} \rangle = \frac{\pi T^2}{4A k^2 n^2 \sigma^2} \exp \left[-\frac{(\theta_1^2 - 2\theta_1 \theta_2 \cos \theta_3 + \theta_2^2) T^2 \left(\frac{n_0}{n} \right)^2}{16\sigma^2} \right]. \quad (6-27)$$

La única diferencia entre las ecuaciones (6-26) y (6-27) es la presencia de la razón n_0/n tanto en el factor como en el argumento de la exponencial. Por ello se puede definir una "textura equivalente" como

$$\frac{T'}{\sigma'} = \left(\frac{n_0}{n} \right) \frac{T}{\sigma}, \quad (6-28)$$

y la ec. (6-27) se puede escribir como

$$\langle I'_{Na} \rangle = \frac{\pi T'^2}{4A k^2 n_0^2 \sigma'^2} \exp \left[-\frac{(\theta_1^2 - 2\theta_1 \theta_2 \cos \theta_3 + \theta_2^2) T'^2}{16\sigma'^2} \right]. \quad (6-29)$$

De esta manera, las ecs. (6-26) y (6-29) sólo se diferencian en la textura y se puede pensar que la segunda es la IMDN de una superficie libre de líquido, es decir que se encuentra en un medio de índice n_0 , pero con una textura diferente e igual a T'/σ' . Entonces, si θ_1 y θ_2 son ángulos pequeños, la IMDN de una superficie de textura T/σ sumergida en un líquido de índice de refracción n es indistinguible de la IMDN de otra superficie rugosa libre de líquido con una textura T'/σ' igual a la dada por (6-28).

En caso de incidencia y observación normal, la ec. (6-28) se puede obtener directamente de las IMDNs sin aproximar.

Geometría de transmisión

Al igual que en la subsección anterior, se realiza la aproximación de ángulo pequeño para las ecs. (6-17) y (6-21), resultando

$$\langle I_{dNa} \rangle = \frac{\pi \langle T_d \rangle^2}{A(n_d - n_0)^2} \left(\frac{T}{\sigma} \right)^2 \exp \left(- \frac{n_0^2 (\theta_1^2 - 2\theta_1 \theta_2 \cos \theta_3 + \theta_2^2) \left(\frac{T}{\sigma} \right)^2}{4(n_d - n_0)^2} \right), \quad (6-30)$$

$$\langle I'_{dNa} \rangle = \frac{\pi \langle T'_d \rangle^2}{A(n_d - n)^2} \left(\frac{T}{\sigma} \right)^2 \exp \left[- \frac{n_0^2 (\theta_1^2 - 2\theta_1 \theta_2 \cos \theta_3 + \theta_2^2) \left(\frac{T}{\sigma} \right)^2}{4(n_d - n)^2} \right]. \quad (6-31)$$

Nuevamente, comparando estas dos ecuaciones se ve que se puede definir una "textura equivalente" como

$$\frac{T'}{\sigma'} = \left| \frac{n_d - n_0}{n_d - n} \right| \frac{T}{\sigma}. \quad (6-32)$$

Utilizando esta definición se reescribe (6-31), resultando

$$\langle I_{dNa} \rangle = \frac{\pi \langle T'_d \rangle^2}{A(n_d - n_0)^2} \left(\frac{T'}{\sigma'} \right)^2 \exp \left(- \frac{n_0^2 (\theta_1^2 - 2\theta_1 \theta_2 \cos \theta_3 + \theta_2^2) \left(\frac{T'}{\sigma'} \right)^2}{4(n_d - n_0)^2} \right), \quad (6-33)$$

Esta expresión es la intensidad media dispersada aproximada para un dieléctrico rugoso inmerso en un medio de índice n_0 y de textura T' / σ' .

Si $n = n_0$ entonces $T' / \sigma' = T / \sigma$ según la ec. (6-32), acorde con la condición de una superficie sin líquido. Si por otro lado $n = n_d$, entonces $T \rightarrow \infty$ y $\sigma \rightarrow 0$, que es consistente con un dieléctrico de caras planas paralelas, ver figura 6-4, es decir, no habría dispersión.

Análisis de la aproximación

Alcances y limitaciones de la definición de textura equivalente

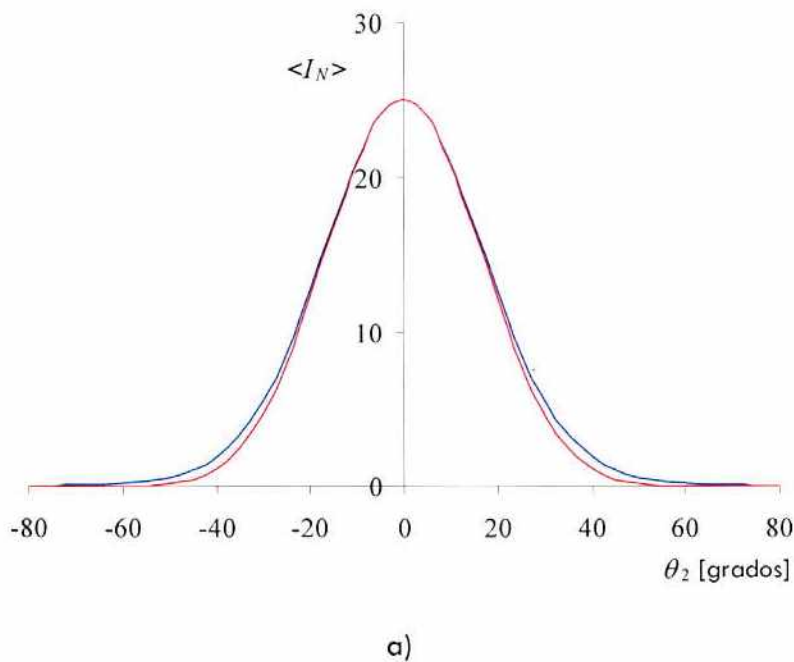
En esta sección se analiza la validez de las ecuaciones (6-28) y (6-32). Para ello se comparan la IMDN de una superficie rugosa de textura T / σ cubierta con un líquido de índice n con la IMDN de una superficie sin líquido pero una textura equivalente T' / σ' .

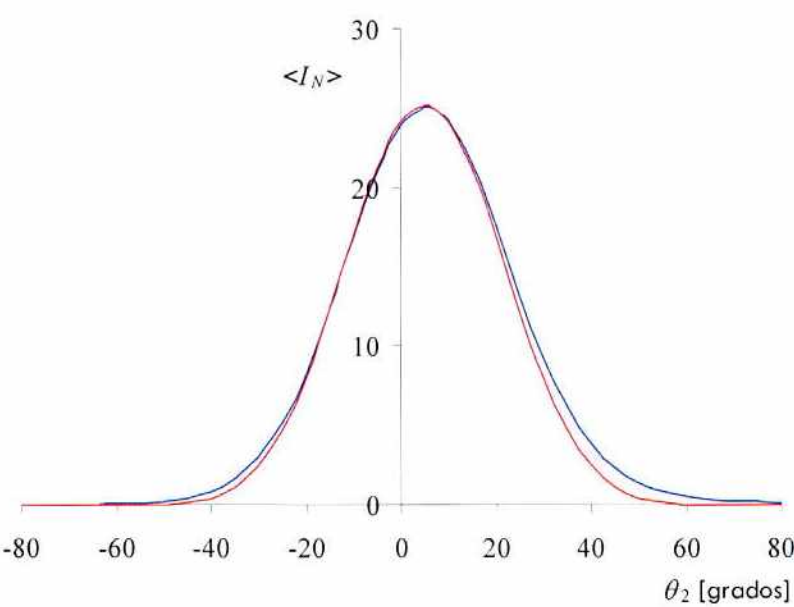
Por simplicidad se puede llamar a la primera IMDN “real” y a la segunda IMDN “equivalente”.

Geometría de reflexión

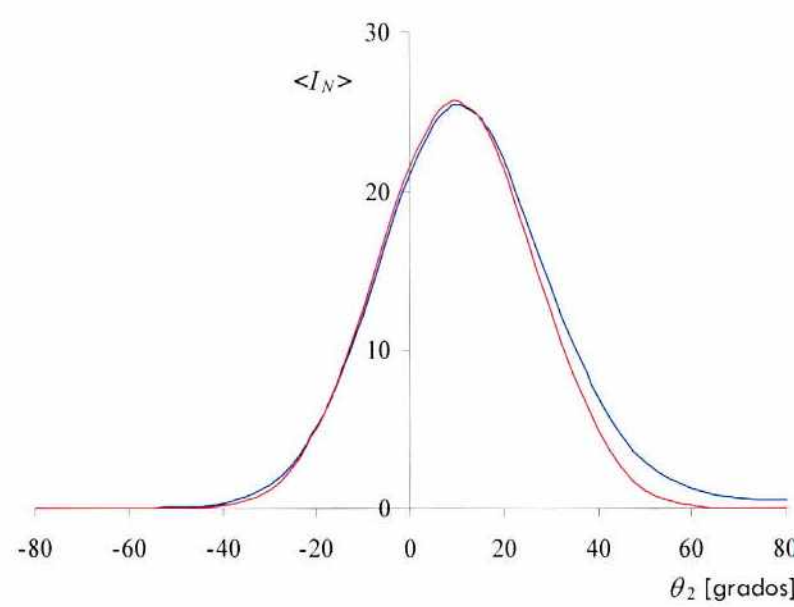
Para la geometría de reflexión la IMDN real esta dada por la ecuación (6-13) y la IMDN equivalente por (3-36) con una textura equivalente T'/σ' dada por (6-28). La figura 6-5 muestra ambas curvas para diferentes ángulos y para una polarización vertical. Se eligió una textura $T/\sigma=15$, un líquido de índice de refracción $n=1,5$ y aire de medioambiente, de manera que la textura equivalente resulta a través de (6-28) $T'/\sigma'=10$.

Se puede observar en la figura 6-5 que ambas curvas se diferencian poco en la aproximación de ángulos pequeños y que esta diferencia sigue siendo pequeña aún para ángulos mayores. Este hecho se nota claramente en incidencia normal donde las curvas son prácticamente idénticas para $|\theta_2|<20^\circ$. En el otro extremo, cuando la incidencia no es normal y para ángulos de observación grandes, la IMDN equivalente se vuelve más asimétrica y la diferencia se hace más notoria. La asimetría se debe a la presencia de la interfase que hace que, para un ángulo de incidencia $\theta_1>0$, siguiendo la ley de Snell, el haz dispersado en la semicampana $\theta_2>\theta_1$ se alejará más de la normal (eje z) que los haces de la semicampana $\theta_2<\theta_1$. También se puede ver que el ángulo de observación θ_3 no influye en la similitud o diferencia entre ambas curvas.

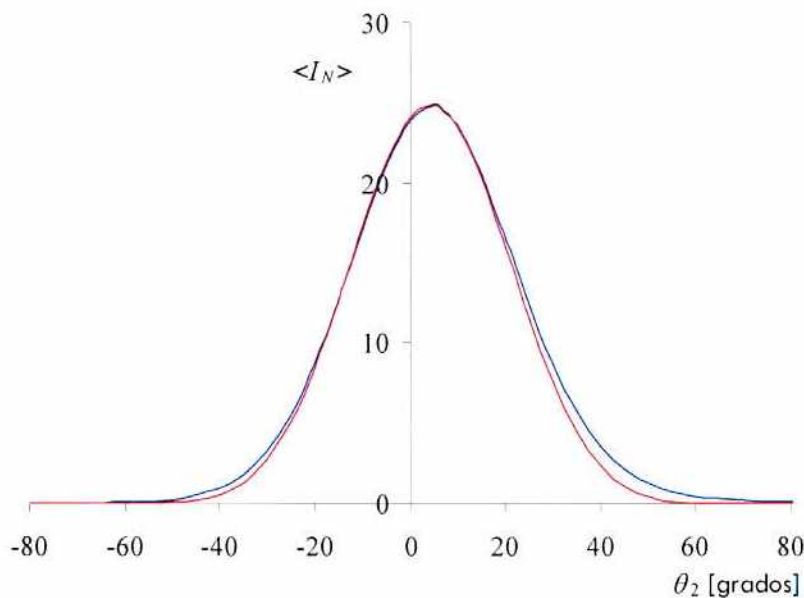




b)



c)



d)

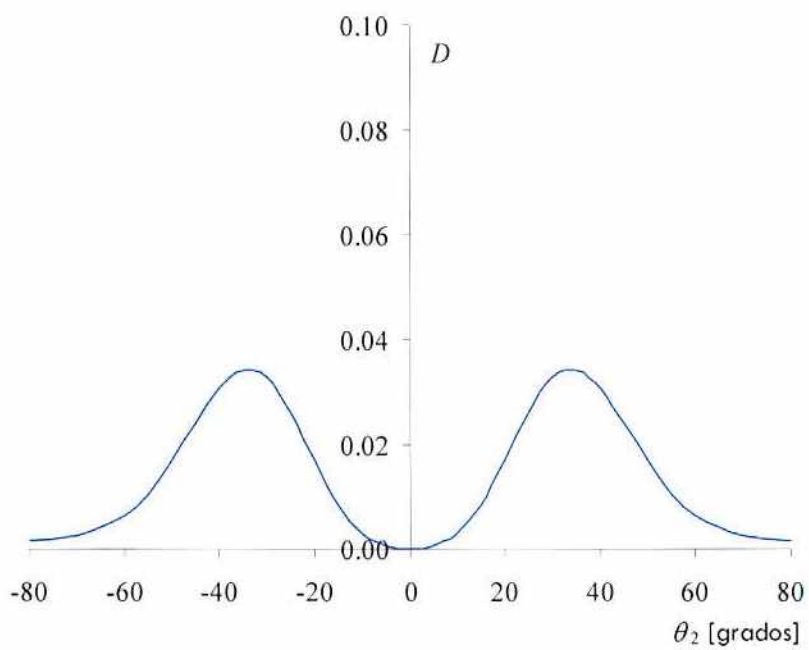
Figura 6-5. IMDN considerando una polarización vertical para — superficie con textura $T/\sigma = 15$ y cubierta con un líquido de índice de refracción $n = 1,5$ y — superficie libre de líquido ($n_0 = 1$) con textura $T'/\sigma' = 10$, a) $\theta_1 = 0^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, b) $\theta_1 = 5^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, c) $\theta_1 = 10^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, d) $\theta_1 = 5^\circ$ y $\theta_3 = 30^\circ$.

Para realizar una comparación cuantitativa entre las curvas, se considera la diferencia relativa entre las IMDN real y la equivalente. Se define la diferencia relativa D como la razón entre el valor absoluto de la diferencia entre la IMDN real y la equivalente y el máximo de la primera, es decir,

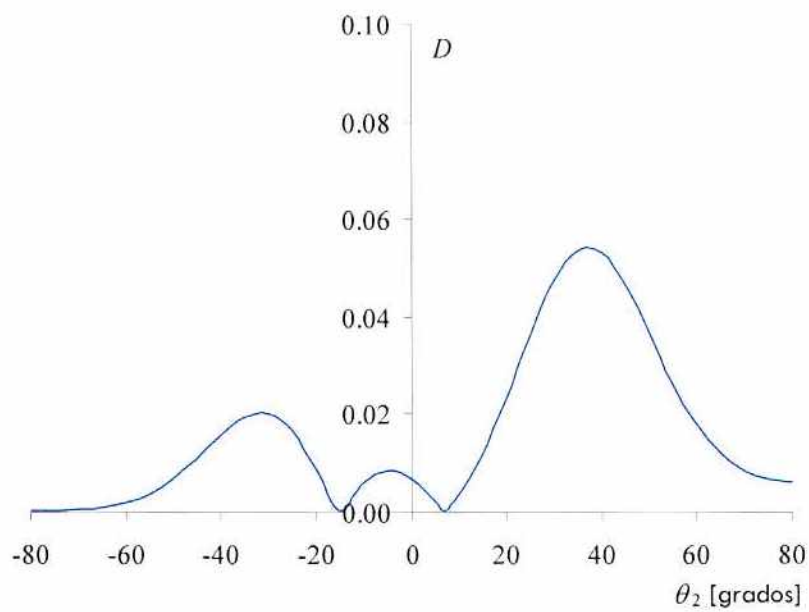
$$D = \frac{\left| \langle I'(T/\sigma, n) \rangle - \langle I(T'/\sigma', n_o) \rangle \right|}{\langle I'(T/\sigma, n) \rangle_{\text{MAX}}} . \quad (6-34)$$

La figura 6-6 muestra D para los mismos parámetros considerados en la figura 6-5. Aunque la diferencia relativa depende de los parámetros T , σ , n y n_o , se pueden obtener algunas conclusiones generales. Para $\theta_1 = 0^\circ$ y $\theta_2 = 0^\circ$, independientemente del valor de θ_3 y de los parámetros recién mencionados, las IMDNs reales y equivalentes son iguales, figura 6-6 a) y d). En estas mismas dos figuras se ve también que, en un entorno alrededor del origen, D es muy pequeña. También se puede observar que, para ángulos de incidencia menores a 10° y para $\theta_2 < 25^\circ$, la diferencia es menor que 4%. Esto significa que la validez de la ec. (6-28) se podría extender para ángulos mayores que los incluidos en la aproximación de ángulo pequeño. Si el sistema de

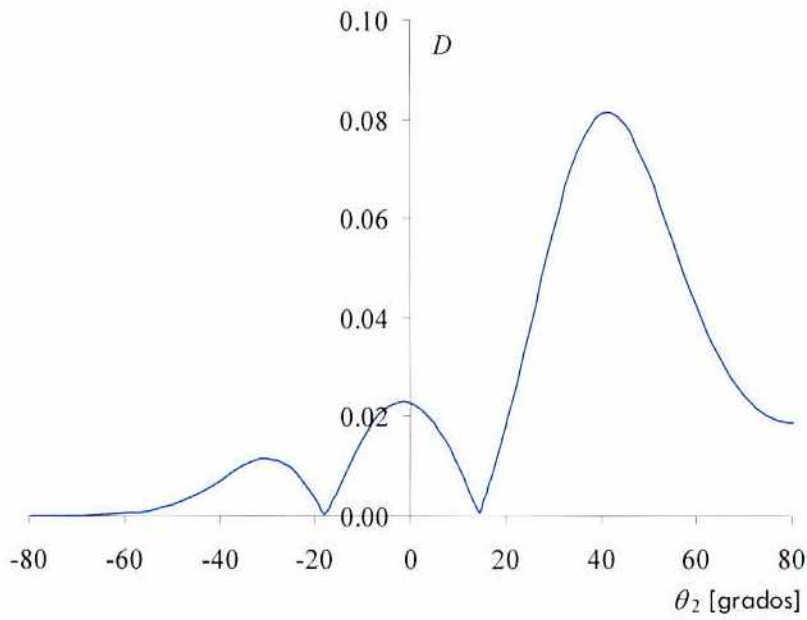
medición de IMDN utilizado no puede distinguir una variación menor o igual a 4%, ambas IMDN son experimentalmente equivalentes.



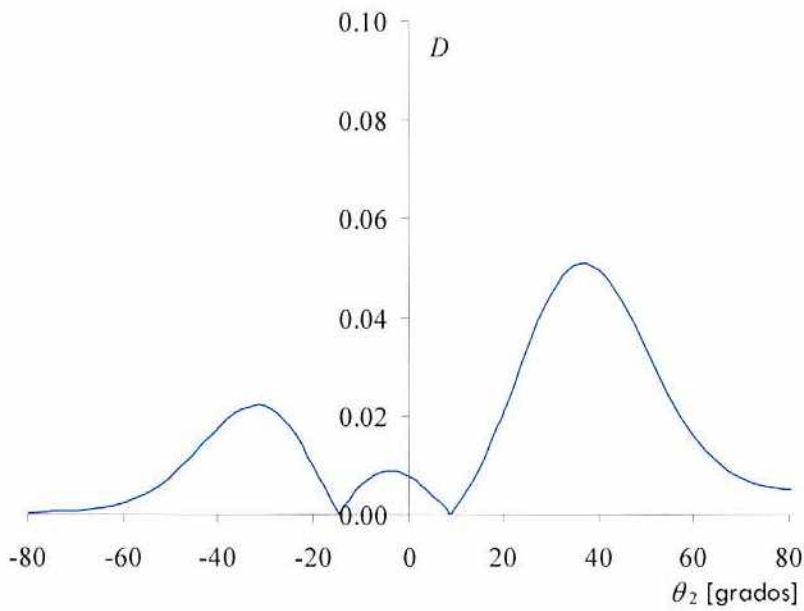
a)



b)



c)



d)

Figura 6-6. Diferencia relativa para una polarización vertical entre una superficie con textura $T/\sigma = 15$ y cubierta con un líquido de índice de refracción $n = 1,5$ y otra superficie libre de líquido ($n_0 = 1$) con textura $T'/\sigma' = 10$, a) $\theta_1 = 0^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, b) $\theta_1 = 5^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, c) $\theta_1 = 10^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, d) $\theta_1 = 5^\circ$ y $\theta_3 = 30^\circ$.

En la figura 6-7 se muestran las curvas IMDNs reales y equivalentes para ángulos de incidencia 20° y 30° . Se ve que, a medida que aumenta el ángulo de incidencia, las

curvas son notoriamente diferentes, especialmente debido a la presencia del líquido que provoca una asimetría en la curva real.

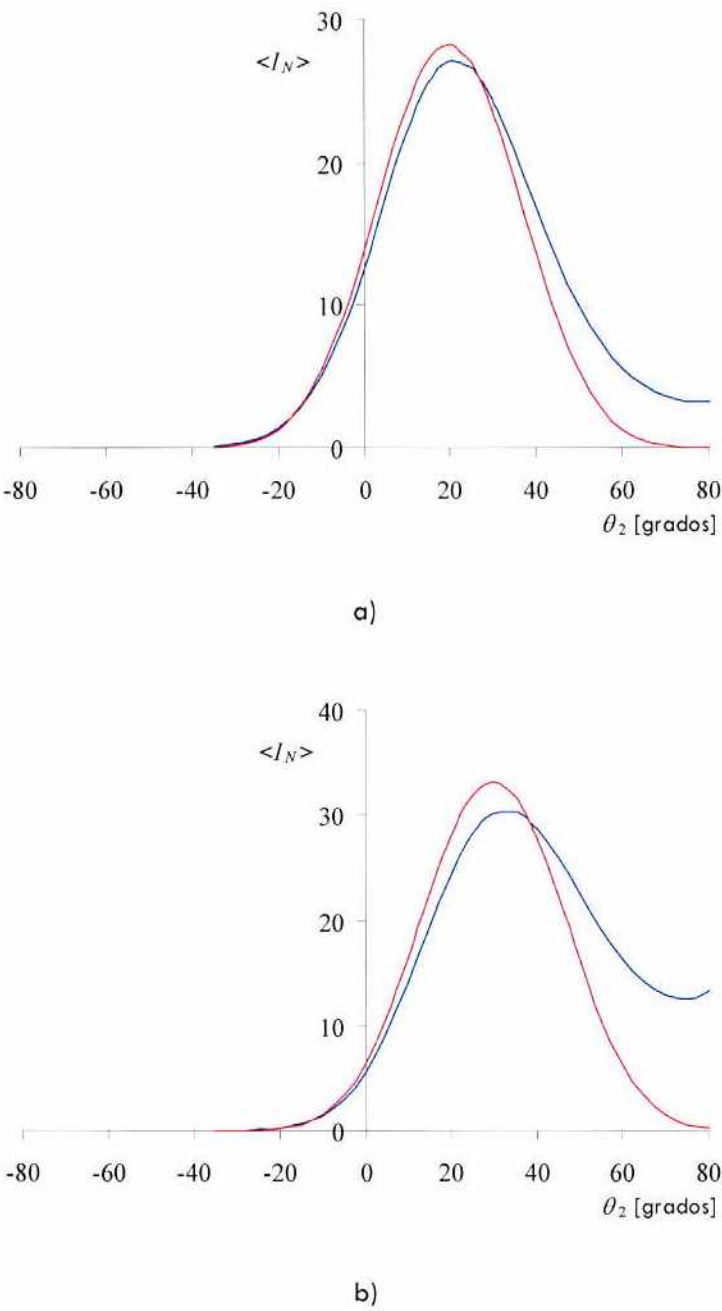
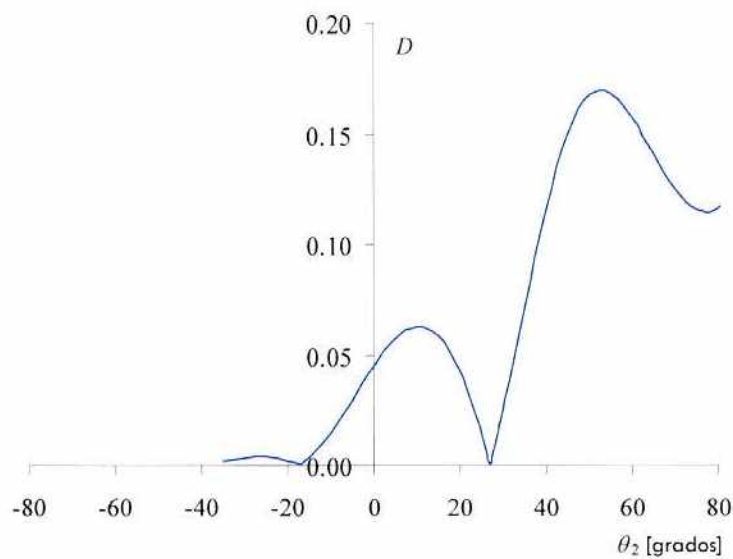


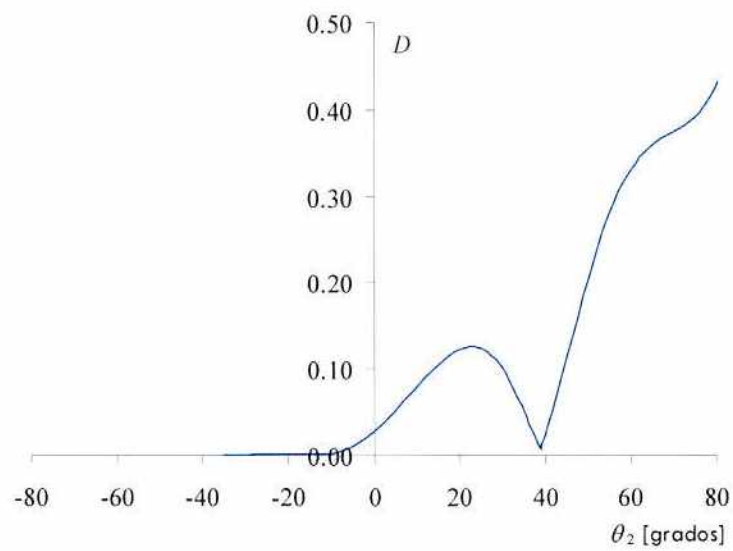
Figura 6-7. IMDN considerando una polarización vertical para — superficie con textura $T/\sigma = 15$ y cubierta con un líquido de índice de refracción $n = 1,5$ y — superficie libre de líquido ($n_0= 1$) con textura $T'/\sigma' = 10$, a) $\theta_1= 20^\circ$ y $\theta_3= 0^\circ$, b) $\theta_1= 30^\circ$ y $\theta_3= 0^\circ$.

La figura 6-8 muestra la diferencia relativa para las curvas de la figura 6-7. Se puede observar que la diferencia entre las curvas reales y equivalentes supera el 5% aún para ángulos de observación pequeños. Entonces, una manera de discriminar entre la IMD de una superficie cubierta con un líquido y otra libre de él podría ser iluminando con

ángulos mayores a 10° . En caso de tener una superficie inmersa en un líquido, la IMD medida sería asimétrica y no podría ser ajustada por una curva como la (3-36).



a)



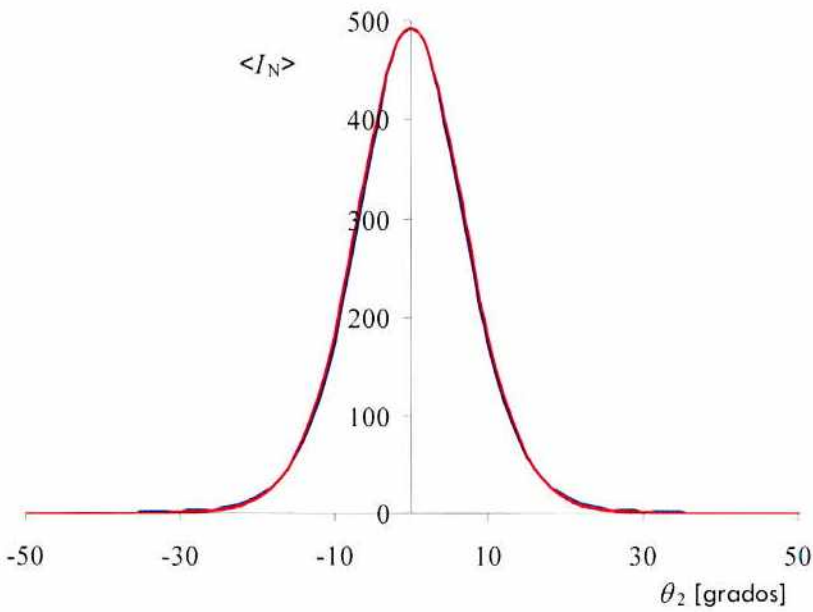
b)

Figura 6-8. Diferencia relativa para una polarización vertical entre una superficie con textura $T/\sigma = 15$ y cubierta con un líquido de índice de refracción $n = 1,5$ y otra superficie libre de líquido ($n_0 = 1$) con textura $T'/\sigma' = 10$, a) $\theta_1 = 20^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, b) $\theta_1 = 30^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$.

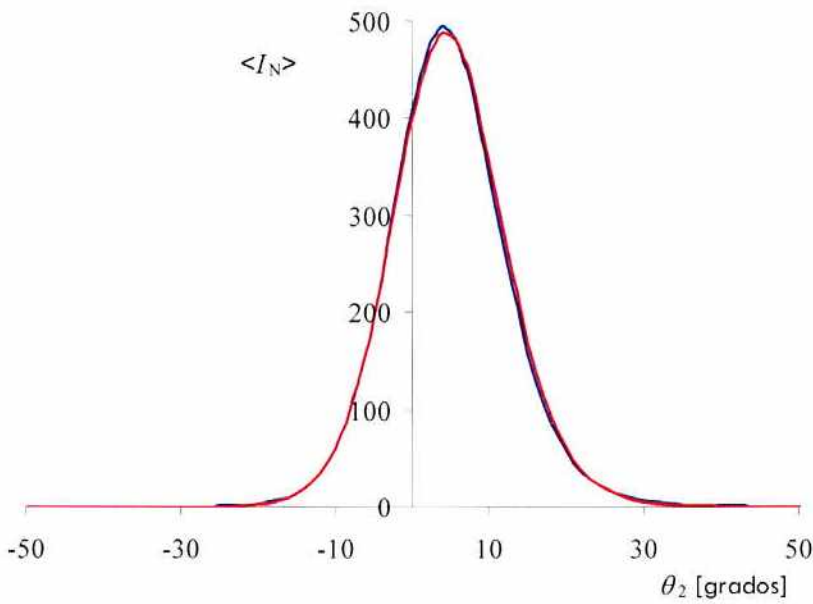
Geometría de transmisión

Para la geometría de transmisión, la IMDN real esta dada por la ecuación (6-21) y la IMDN equivalente por (6-17) con una textura equivalente T'/σ' dada por (6-32). La figura 6-9 muestra ambas curvas para diferentes ángulos y para una polarización

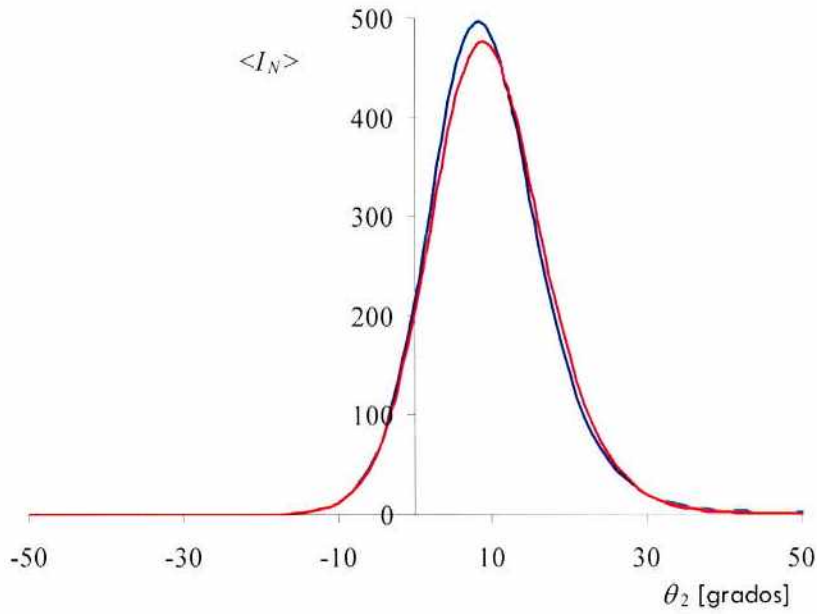
vertical. Se eligió una textura $T/\sigma = 3$, un dieléctrico de índice de refracción $n_d = 1,6$, aire de medioambiente y un líquido de índice de refracción $n = 1,33$, de manera que la textura equivalente resulta a través de (6-32) $T'/\sigma' = 6,7$.



a)



b)

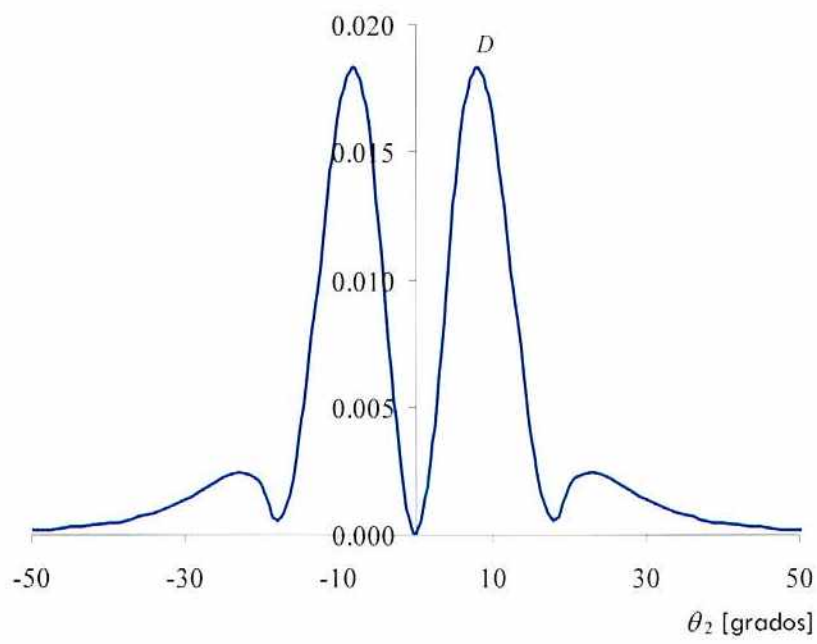


c)

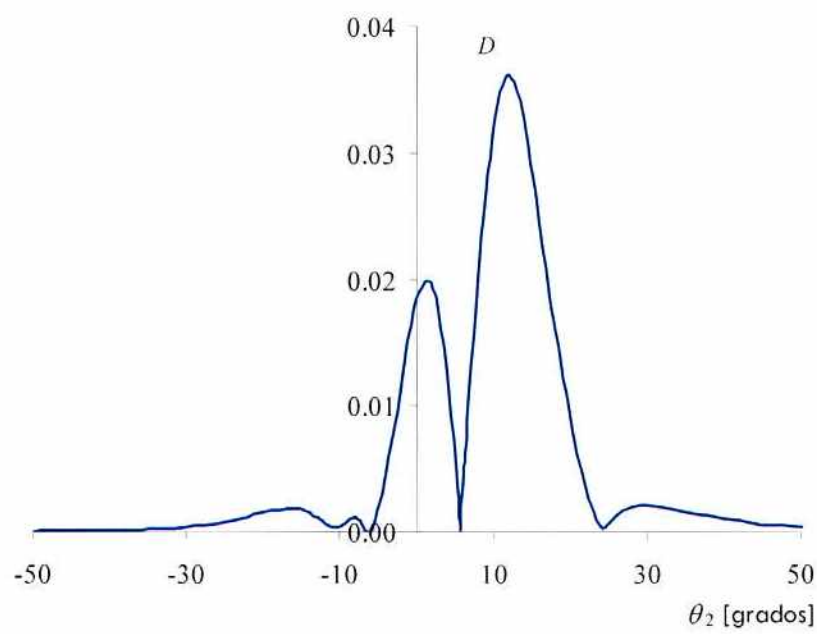
Figura 6-9. IMDN considerando una polarización vertical para — superficie transparente de índice de refracción $n_d = 1,6$ con textura $T/\sigma = 3$ y cubierta con un líquido de índice de refracción $n = 1,33$ y — superficie transparente de índice de refracción $n_d = 1,6$ libre de líquido ($n_0 = 1$) con textura $T'/\sigma' = 6,7$, a) $\theta_1 = 0^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, b) $\theta_1 = 5^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, c) $\theta_1 = 10^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$.

Al igual que en la geometría de reflexión, la diferencia entre ambas curvas es mínima. Este hecho se nota claramente en incidencia normal donde las curvas se superponen casi para todo el intervalo angular considerado. También se puede notar que, a medida que aumenta el ángulo de incidencia, las curvas comienzan a diferenciarse y la curva real se vuelve más asimétrica. De la misma manera que el caso anterior, el ángulo de observación θ_3 no tiene influencia en la similitud o diferencia entre ambas curvas, es por ello que no se lo ha tenido en cuenta.

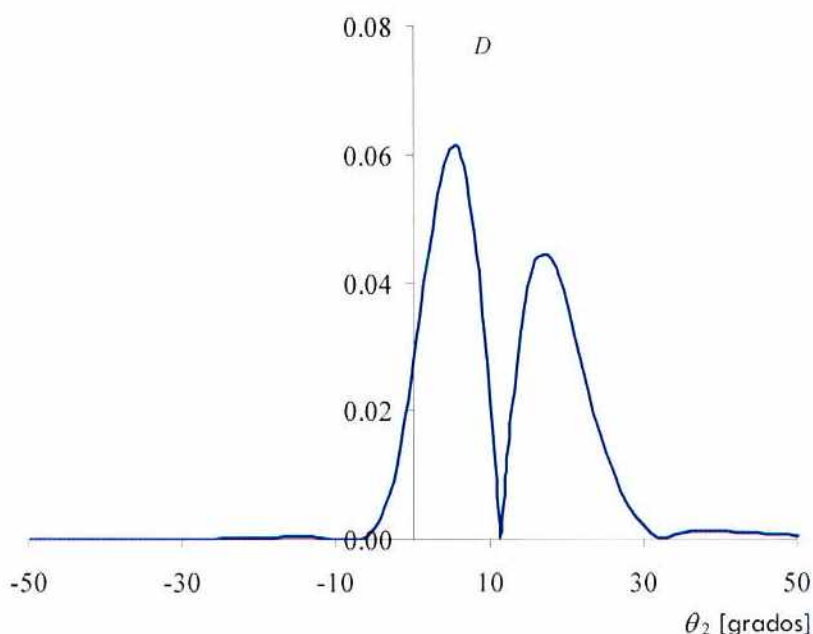
En la figura 6-10 se grafica la diferencia relativa entre las curvas de la figura 6-9.



a)



b)

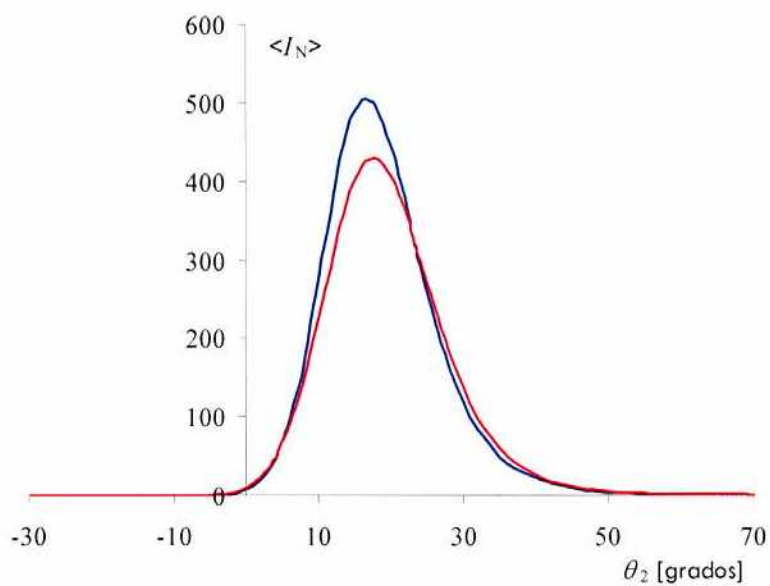


c)

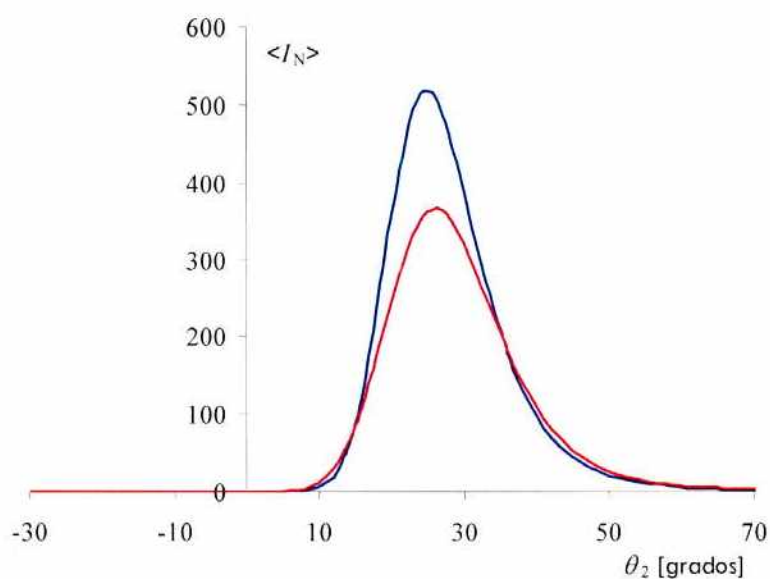
Figura 6-10. Diferencia relativa para una polarización vertical entre una superficie transparente de índice de refracción $n_d= 1,6$ con textura $T/\sigma = 3$ y cubierta con un líquido de índice de refracción $n = 1,33$ y otra superficie transparente de índice de refracción $n_d= 1,6$ libre de líquido ($n_0= 1$) con textura $T'/\sigma' = 6,7$, a) $\theta_1= 0^\circ$ y $\theta_3= 0^\circ$, b) $\theta_1= 5^\circ$ y $\theta_3= 0^\circ$, c) $\theta_1= 10^\circ$ y $\theta_3= 0^\circ$.

En el caso de transmisión también sucede que, para $\theta_1= 0^\circ$ y $\theta_2= 0^\circ$, las IMDNs reales y equivalentes son iguales, figura 6-10 a). Para incidencia normal puede verse que, para todo el intervalo considerado $\theta_2 = [-50^\circ, 50^\circ]$, la diferencia relativa es menor a 2%. En caso de que el sistema de medición no pueda distinguir esa diferencia ambas IMDN son experimentalmente equivalentes. A medida que aumenta el ángulo de incidencia las curvas comienzan a diferenciarse, incluso para ángulos de observación pequeños. En la figura 6-10c) se puede ver que para θ_2 cercano a 6° la diferencia llega a 6%.

En la figura 6-11 se muestran las curvas de IMDN reales y equivalentes para ángulos de incidencia 20° y 30° . Se ve que, a medida que aumenta el ángulo de incidencia, las curvas son notoriamente diferentes, principalmente debido a la presencia del líquido que provoca una asimetría en la curva real.



a)

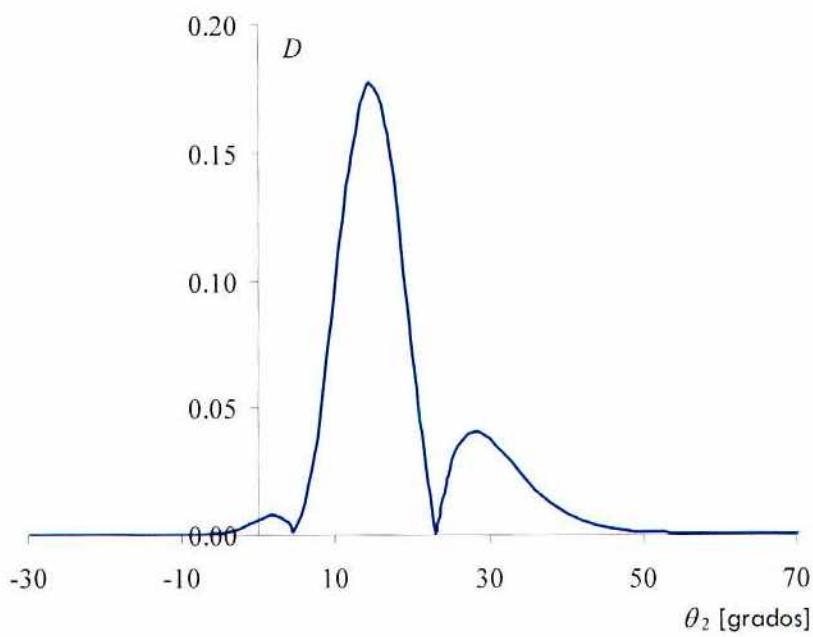


b)

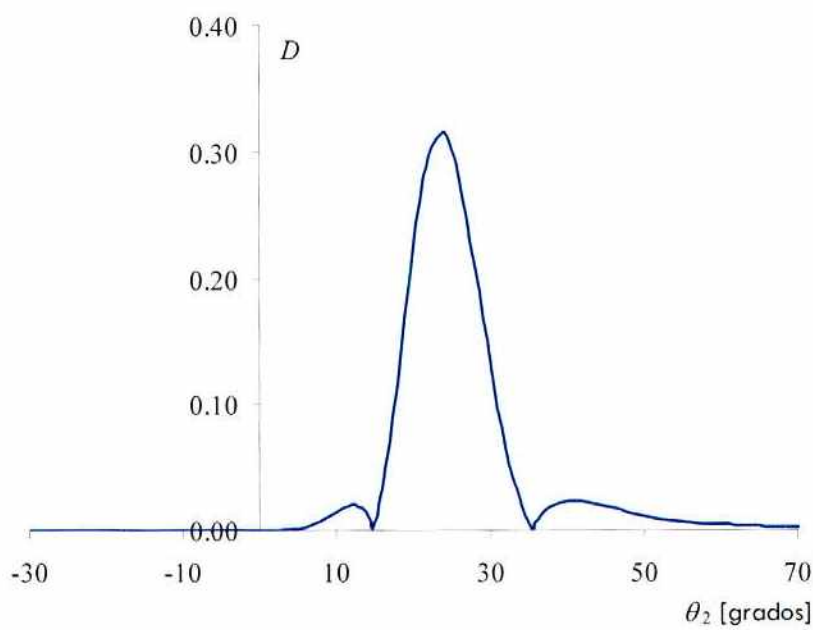
Figura 6-11. IMDN considerando una polarización vertical para — superficie transparente de índice de refracción $n_d = 1,6$ con textura $T/\sigma = 3$ y cubierta con un líquido de índice de refracción $n = 1,33$ y — superficie transparente de índice de refracción $n_d = 1,6$ libre de líquido ($n_0 = 1$) con textura $T'/\sigma' = 6,7$, a) $\theta_1 = 20^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$, b) $\theta_1 = 30^\circ$ y $\theta_3 = 0^\circ$.

La figura 6-12 muestra la diferencia relativa para las curvas de la figura 6-11. Se puede ver que, en general, hay una diferencia relativa importante salvo lejos del máximo, debido a la baja intensidad dispersada que existe para esos ángulos. Al igual que para reflexión, una manera de discriminar entre la IMD de una superficie cubierta

con un líquido y otra libre de él podría ser iluminando con ángulos mayores a 10° . En caso de tener una superficie inmersa en un líquido, la IMD medida sería asimétrica y no podría ser ajustada por una curva como la (6-17).



a)



b)

Figura 6-12. Diferencia relativa entre una superficie transparente de índice de refracción $n_d=1,6$ con textura $T/\sigma=3$ y cubierta con un líquido de índice de refracción $n=1,33$ y otra superficie transparente de índice de refracción $n_d=1,6$ libre de líquido ($n_0=1$) con textura $T'/\sigma'=6,7$, a) $\theta_1=20^\circ$ y $\theta_3=0^\circ$, b) $\theta_1=30^\circ$ y $\theta_3=0^\circ$.

Correlación de speckles en procesos de superficies

En los dos capítulos anteriores se obtuvieron nuevos resultados teóricos resumidos en las ecs. (5-37), (5-51), (6-28) y (6-32). En este capítulo se realizan diversos trabajos experimentales para evaluar el desempeño y alcance de dichas ecuaciones.

En primer lugar, para analizar la validez de las ecs. (5-37) y (5-51), se utilizan los resultados del capítulo 6 sobre textura equivalente, ecs. (6-28) y (6-32). Se diseña una experiencia que permite obtener variaciones de rugosidad conocidas y controladas en función de la correlación de figuras de speckle tanto para la geometría de transmisión como para reflexión.

Luego se aplica el método de correlación de speckle en dos procesos diferentes de evolución temporal de superficies: secado de pintura y fraguado de cemento. En estos casos, a diferencia del anterior, la evolución no es controlada por lo que se tiene un speckle dinámico.

Simulación de variación de rugosidad

El objetivo de las experiencias de simulación de rugosidad es producir una variación de rugosidad controlada y conocida por el experimentador para evaluar las ecs. (5-37) y (5-51). Para ello se utilizan los resultados del capítulo 6 en donde la luz dispersada por una superficie rugosa cubierta con un líquido parece provenir de una superficie diferente cuya textura es igual a la denominada textura equivalente. Al modificar la composición del líquido cobertor, cambia su índice de refracción causando un cambio en la textura equivalente. Así se puede generar una variación de rugosidad controlada y conocida.

Se realizan experiencias para la geometría de reflexión y transmisión repasando algunos detalles de la teoría.

Geometría de reflexión

Una superficie rugosa de textura T/σ se cubre con un líquido de índice de refracción n_m de manera que la luz dispersada, observada desde el aire, parezca que proviene de una superficie con una textura $T_m/\sigma_m = T/n_m\sigma$, figura 7-1. Si se cambia el índice de refracción del líquido a n_j , la luz dispersada parece provenir de una nueva superficie con una textura $T_j/\sigma_j = T/n_j\sigma$. Se puede suponer que, al variar el índice de refracción del líquido cobertor, varía solamente la rugosidad de la superficie equivalente, manteniéndose T constante. De esta manera la variación de la rugosidad equivalente entre el "estado" m y el j es

$$\delta\sigma_{mj} = \sigma_j - \sigma_m = \sigma(n_j - n_m) = \sigma \delta n_{mj} . \quad (7-1)$$

Teniendo en cuenta (5-37), se tiene que el coeficiente de correlación de speckles entre la figura m y la j es

$$\rho_{mj} = \exp\left(-4k^2 \cos^2\theta \delta\sigma_{mj}^2\right), \quad (7-2)$$

donde θ es el ángulo de observación que es igual al de incidencia.

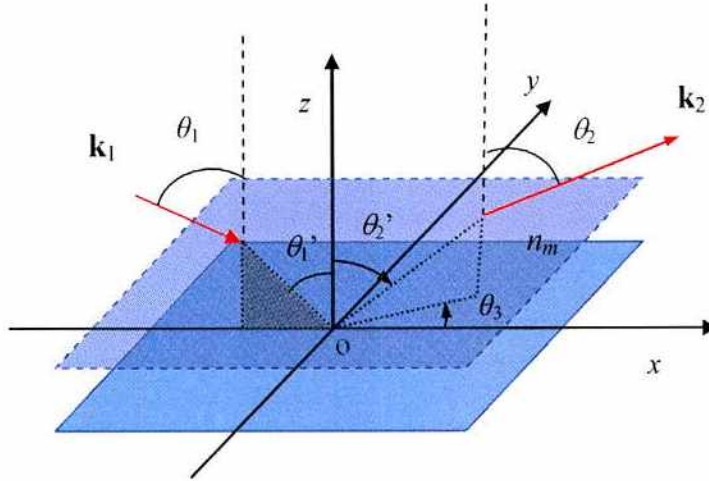


Figura 7-1. Geometría de dispersión para una superficie sumergida en un líquido de índice de refracción n_m .

Sin embargo una de las suposiciones que se hizo para encontrar la ec. (5-37) fue que la OEM E_m se propague en el mismo medio que E_j , por lo que $K_{3R}^m = K_{3R}^j = K_{3R}$. En este caso existe un cambio de índice de refracción, por lo que esa igualdad ya no es válida. Entonces se debe retomar el desarrollo desde la ec. (5-21)

$$\left| \langle E_m E_j^* \rangle \right|^2 = \left| K_{3R}^m K_{3R}^j \right|^2 \left| \int_{-Y-X-Y-X}^Y \int_{-Y-X-Y-X}^Y \int_{-Y-X-Y-X}^Y \int_{-Y-X-Y-X}^Y \langle \exp[i(v_z^m \zeta_1 - v_z^j \zeta_2)] \rangle \exp[iv_x(x_1 - x_2) + iv_y(y_1 - y_2)] dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 \right|^2, \quad (7-3)$$

donde se ha utilizado los índices m y j para denotar la existencia del líquido con diferente índice de refracción y los parámetros que dependen de ello. En la integral (7-3) se utilizó el hecho que $v_x^m = v_x^j = v_x$ y $v_y^m = v_y^j = v_y$. Si se pasa a coordenadas polares y se integra, resulta

$$\left| \langle E_m E_j^* \rangle \right|^2 = 4\pi^2 A^2 \left| K_{3R}^m K_{3R}^j \right|^2 \left| \int_0^\infty J_0(\tau v_{xy}) \langle \exp[i(v_z^m \zeta_1 - v_z^j \zeta_2)] \rangle \tau d\tau \right|^2. \quad (7-4)$$

En este caso la función característica es

$$\chi(v_z^m, -v_z^j) = \langle \exp[i(v_z^m \zeta_1 - v_z^j \zeta_2)] \rangle = \exp \left[-\frac{\sigma^2}{2} \left((v_z^m)^2 + (v_z^j)^2 - 2 C(\tau) v_z^m v_z^j \right) \right]. \quad (7-5)$$

Si se considera superficies ópticamente muy rugosas, es decir, $\sigma \gg \lambda$, nuevamente se puede mostrar que la integral (7-4) recibe aportes significantes solamente en la vecindad de $\tau = 0$ y se puede usar la aproximación $\exp(-\tau^2 T^2) \approx 1 - \tau^2 T^2$. Con esto

$$\left| \langle E_m E_j^* \rangle \right|^2 = 4\pi^2 A^2 \left| K_{3R}^m K_{3R}^j \right|^2 \exp \left[-\sigma_m^2 (v_z^m - v_z^j)^2 \right] \left| \int_0^\infty J_0(\tau v_{xy}) \exp \left[-\sigma^2 v_z^m v_z^j \frac{\tau^2}{T^2} \right] \tau d\tau \right|^2. \quad (7-6)$$

Integrando se obtiene

$$\left| \langle E_m E_j^* \rangle \right|^2 = \left(2\pi A \left| K_{3R}^m K_{3R}^j \right| \right)^2 \exp \left[-\sigma^2 (v_z^m - v_z^j)^2 \right] \left(\frac{T^2}{2\sigma^2 v_z^m v_z^j} \right)^2 \left(\exp \left[-\frac{v_{xy}^2 T^2}{4\sigma^2 v_z^m v_z^j} \right] \right)^2. \quad (7-7)$$

Reemplazando esta ecuación y (3-34) en (5-19), resulta

$$\rho_{mj} = \exp \left[-\sigma^2 (v_z^m - v_z^j)^2 \right] \exp \left[\frac{v_{xy}^2 T^2}{4\sigma^2} \left(\frac{1}{v_z^m} - \frac{1}{v_z^j} \right)^2 \right]. \quad (7-8)$$

Si se observa en la dirección especular, $v_{xy} = 0$ y la correlación ρ_{mj} no depende de la longitud de correlación. Entonces

$$\rho_{mj} = \exp \left\{ - \left[2k \sigma (n_m \cos \theta_i^m - n_j \cos \theta_i^j) \right]^2 \right\}, \quad (7-9)$$

donde $\text{sen}\theta_i = n_m \text{sen}\theta_i^m = n_j \text{sen}\theta_i^j$. Si la diferencia de índice de refracción $\delta n_{jm} \ll 1$, se puede considerar $\theta_i^m \cong \theta_i^j$ y definiendo $\delta\sigma_{mj} = \sigma(n_j - n_m) = \sigma \delta n_{mj}$ se reobtiene (7-2). Sin embargo, sólo para incidencia y observación normal se tiene una igualdad estricta.

Experiencia para la geometría de reflexión

Se presenta el estudio realizado en muestras de aluminio y hierro con diferentes rugosidades que poseen una estadística gaussiana. La muestra de hierro tiene, por su manufactura, una rugosidad adecuada pero las muestras de aluminio han sido erosionadas con polvos de CSI (carborundum) implementando la técnica del constructor de lentes [Texó1]. Ésta consiste en frotar la superficie contra otra plana cubierta con el polvo abrasivo y agua en direcciones aleatorias.

La rugosidad R_q y la longitud de correlación S_m de las diferentes muestras se indican en la tabla 7-1, apéndice C. Éstas se miden con un rugosímetro de reluctancia variable marca Taylor-Hobson modelo Surtronic 3+, con una resolución vertical de $0,01\mu\text{m}$ y una punta de diamante de $5\mu\text{m}$ de radio. Los perfiles de las muestras se registran en una PC y, aplicando diferentes algoritmos matemáticos, se verifica que la distribución de altura y la autocorrelación de la superficie sean gaussianas.

	Material	$R_q [\mu\text{m}]$	$S_m [\mu\text{m}]$
Muestra A	Aluminio	$7,1 \pm 0,5$	150 ± 20
Muestra B	Aluminio	$2,2 \pm 0,1$	55 ± 3
Muestra C	Hierro	$1,3 \pm 0,1$	180 ± 30

Tabla 7-1. Rugosidad y longitud de correlación de muestras reflectoras de aluminio.

Para cubrir la superficie rugosa con un líquido, se construye una cubeta como muestra la figura 7-2. La superficie, de rugosidad σ , es una de las caras interiores de esta cubeta y las otras caras son de vidrio con un índice de refracción $n_1 = 1,52$. Se utiliza los mismos vidrios que se emplean en placas holográficas, debido a su planitud y paralelismo entre caras. La construcción de la cubeta se realiza de manera que el plano medio de la superficie rugosa y la cara de vidrio enfrentada a ella sean paralelos. Todo el sistema se encuentra al aire libre por lo que $n_0 = 1$.

Como líquido cobertor se usa una solución de xileno y alcohol butílico. El xileno, de índice de refracción $n_x = 1,5055$, actúa como solvente, mientras que el alcohol butílico, de índice de refracción $n_b = 1,3993$, como soluto. Para obtener el valor del índice de refracción final se utiliza $n_j = c_x^j n_x + c_b^j n_b$, donde c_x^j y c_b^j son la concentración volumétrica del xileno y del butanol del j -ésimo estado, respectivamente. Entonces, variando la proporción del soluto en la muestra, se obtiene una variación de la rugosidad aparente del conjunto.

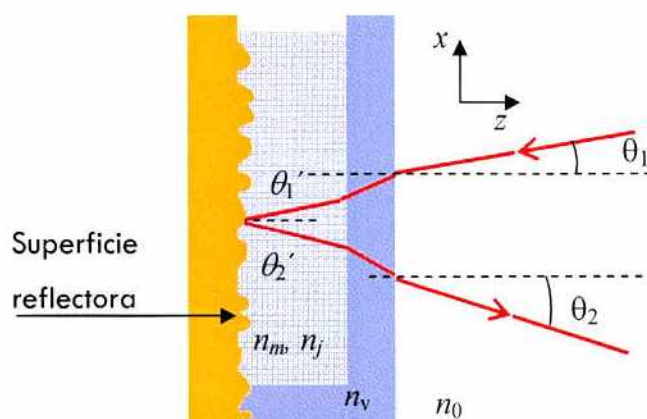


Figura 7-2. Vista lateral de la cubeta con líquido para cubrir una superficie reflectora.

Un láser de He-Ne, de longitud de onda $\lambda=633\mu\text{m}$, incide sobre la cubeta formando un ángulo $\theta_1 = 0$ con la primer cara de vidrio de la cubeta. El haz atraviesa sucesivamente el vidrio y el líquido incidiendo normalmente sobre la superficie rugosa. Luego la luz se dispersa en un ángulo θ_2' dentro de la cubeta atravesando nuevamente el conjunto líquido-vidrio. El área iluminada es de $\sim 1\text{mm}^2$ de diámetro.

Una cámara CCD registra la luz dispersada en la dirección de observación $\theta_2 = 0,07$ radianes. Se puede considerar que $\theta_2 = 0$ ya que sólo implica un error en el cálculo de la correlación menor al 0,5%. Por medio de una interfase se conecta la CCD a una computadora personal (PC) que almacena las sucesivas imágenes obtenidas al variar el índice de refracción. Para procesar las r imágenes almacenadas, se desarrolló un algoritmo digital, mediante el programa MATLAB, que evalúa la correlación entre la primera figura de speckle y las subsiguientes. De esta manera se obtiene una serie de valores de correlación en función de la variación de rugosidad. Para analizar los datos obtenidos y trazar las curvas de ajuste, se utiliza el programa Origin.

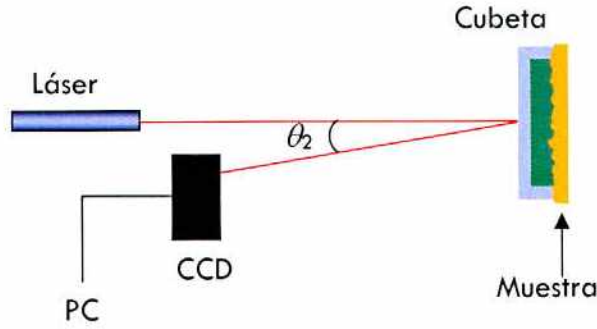


Figura 7-3. Dispositivo experimental para la geometría de reflexión.

La correlación de intensidades para la configuración geométrica descrita tiene la siguiente expresión

$$\rho_{1j} = \exp \left[- \left(\frac{4\pi}{\lambda} \delta\sigma_{1j} \right)^2 \right], \quad (7-10)$$

para $j = 1, \dots, r$, y donde $\delta\sigma_{1j}$ es la variación de rugosidad del conjunto superficie rugosa/solución producida al variar la concentración del solvente entre el estado 1 y el j , ec. (7-1).

Resultados

Los datos experimentales de la variación de rugosidad, determinados por correlación digital de speckle, apéndice D, en función de la variación de rugosidad aparente, son comparados con el modelo teórico, ec (7-10). Para aplicar la teoría desarrollada en los capítulos anteriores, se asumió que el proceso es aleatorio ergódico y espacialmente estacionario. La primera condición (ergodicidad) se satisface tomando un número suficientemente grande de granos de speckle, pero teniendo en cuenta que se debe hacer un muestreo de cada grano de speckle con un número de píxeles dado por el teorema de Nyquist. La segunda condición (estacionariedad) se logra tomando una muestra rugosa de dimensiones tales que se ilumine una gran cantidad de irregularidades.

Las figuras 7-4, 7-5 y 7-6 muestran el coeficiente de correlación digital de speckles en función de la variación de rugosidad simulada con la ecuación (7-1) para las muestras de la tabla 7-1. En estas figuras también se grafica la expresión teórica, ecuación (7-10), observándose concordancia con los datos experimentales. También se observa en esas figuras que la rugosidad inicial de la muestra no tiene influencia en la correlación de speckles.

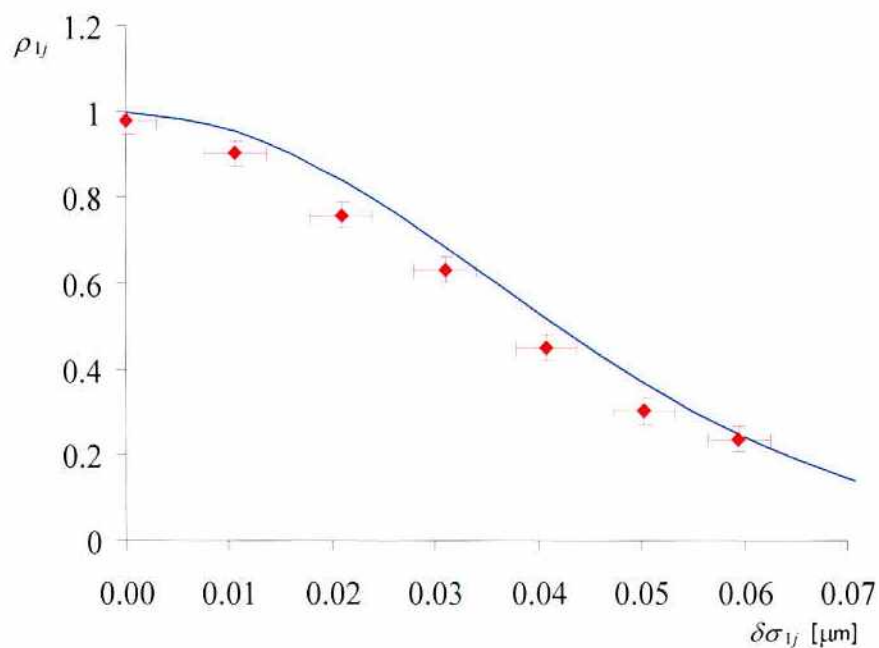


Figura 7-4. Muestra A de aluminio con una rugosidad de 7,1 μm , $\blacklozenge$ datos experimentales — expresión teórica.

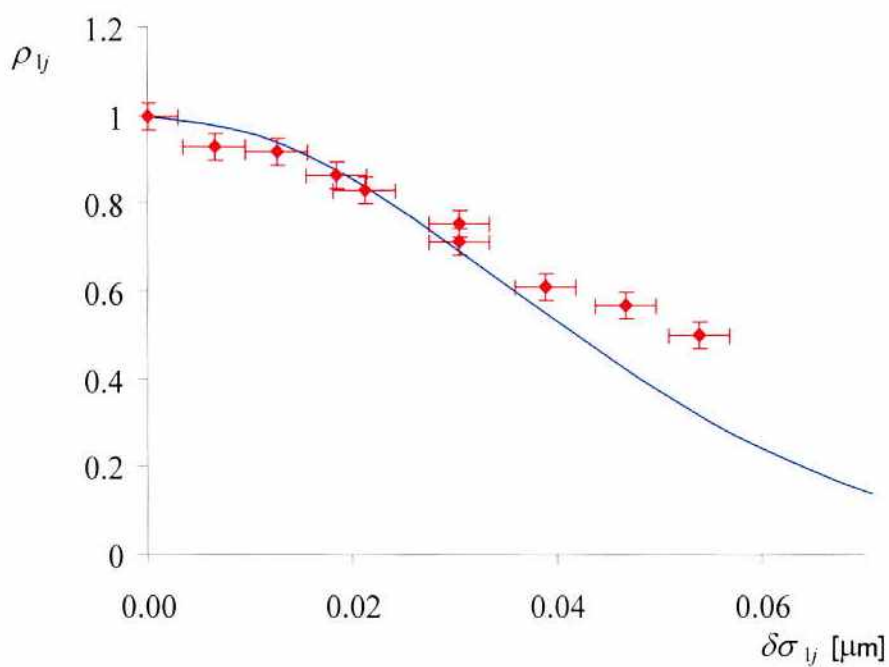


Figura 7-5. Muestra B de aluminio con una rugosidad de 2,2 μm , $\blacklozenge$ datos experimentales — expresión teórica.

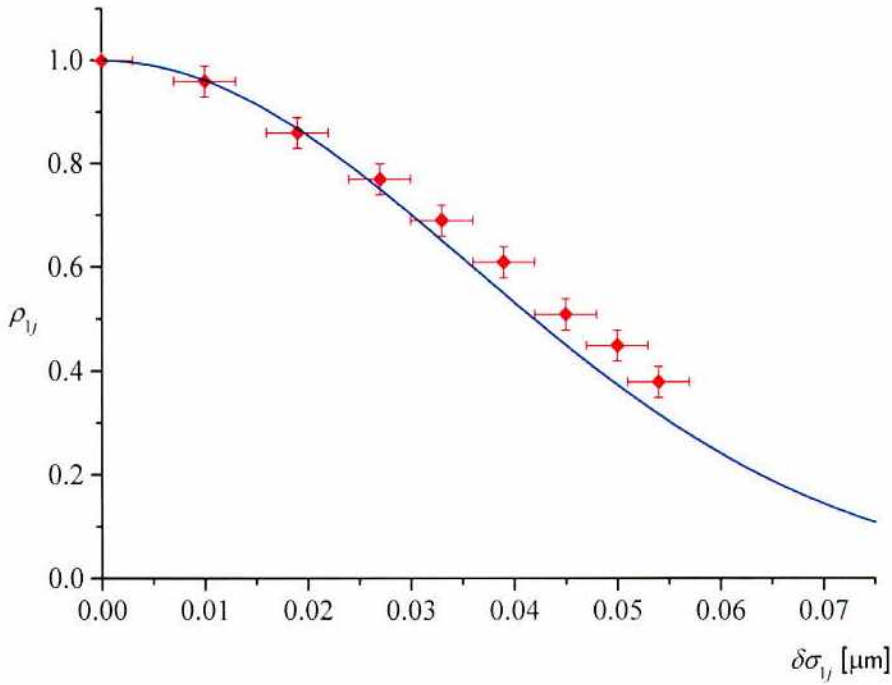


Figura 7-6. Muestra C de hierro con una rugosidad de $1,3 \mu\text{m}$, $\blacklozenge$ datos experimentales — expresión teórica.

Existe un límite experimental para medir la correlación que depende en gran medida de las condiciones del muestreo realizado, en particular, de la cantidad de píxeles de la cámara digital y de la cantidad de granos de speckle registrados. Sin embargo, se puede hacer una estimación del límite de detección de la variación de rugosidad. En las condiciones experimentales presente y haciendo uso de la ecuación (7-10), si se considera un coeficiente de correlación mínimo medible del orden de 0,2, la máxima variación de rugosidad detectable es $\approx 0,06\mu\text{m}$.

Geometría de transmisión

Según lo desarrollado en el capítulo 6, si se tiene un dieléctrico rugoso de textura T/σ e índice n_d y se lo cubre con un líquido de índice de refracción n_m , al observar desde el aire, parece que la luz dispersada proviene de una superficie con una textura

$\frac{T_m}{\sigma_m} = \left| \frac{n_d - 1}{n_d - n_m} \right| \frac{T}{\sigma}$. Si se cambia el índice de refracción del líquido a n_j , la luz

dispersada parece provenir de una superficie con una nueva textura $\frac{T_j}{\sigma_j} = \left| \frac{n_d - 1}{n_d - n_j} \right| \frac{T}{\sigma}$.

Se puede pensar que, al variar el índice de refracción del líquido, la longitud de

correlación del conjunto, T_m , permanece constante, variando solamente la rugosidad de la superficie equivalente. De esta manera la variación de la rugosidad equivalente entre el estado m y el j es

$$\delta\sigma_{mj}^d = \sigma \left| \frac{n_d - n_j}{n_d - 1} - \frac{n_d - n_m}{n_d - 1} \right| = \sigma \frac{\delta n_{mj}}{n_d - 1}. \quad (7-11)$$

Teniendo en cuenta la ec. (5-51), la correlación de speckle entre la figura m y la j para este caso es

$$\rho_{mj} = \exp \left[- \left(n_d - 1 \right)^2 k^2 \cos^2 \theta_i \left(\delta\sigma_{mj}^d \right)^2 \right], \quad (7-12)$$

donde θ_i es el ángulo de observación que es igual al de incidencia.

Para obtener la ec. (5-51) una de las suposiciones que se hizo fue que la OEM E_m se propague en el mismo medio que E_j , por lo que $D_{3R}^m = D_{3R}^j = D_{3R}$. Esa igualdad ya no es válida aquí, pues existe un cambio de índice de refracción. Esto también debe ser tenido en cuenta al evaluar el vector v^d , pues la componente z cambia según el índice de refracción del líquido pero $v_x^{dm} = v_x^{dj} = v_x^d$ y $v_y^{dm} = v_y^{dj} = v_y^d$. Haciendo las correcciones correspondientes, la ec. (5-47) se reemplaza por

$$\left| \langle E_m E_j^* \rangle \right|^2 = 4\pi^2 A^2 \left| D_{3R}^m D_{3R}^j \right|^2 \left| \int_0^\infty J_0(\tau v_{xy}^d) \left\langle \exp \left[i \left(v_z^{dm} \zeta_1 - v_z^{dj} \zeta_2 \right) \right] \right\rangle \tau d\tau \right|^2. \quad (7-13)$$

La función característica en este caso es

$$\chi(v_z^{dm}, -v_z^{dj}) = \left\langle \exp \left[i \left(v_z^{dm} \zeta_1 - v_z^{dj} \zeta_2 \right) \right] \right\rangle = \exp \left[- \frac{\sigma^2}{2} \left(\left(v_z^{dm} \right)^2 + \left(v_z^{dj} \right)^2 - 2 C(\tau) v_z^{dm} v_z^{dj} \right) \right]. \quad (7-14)$$

Esta expresión es igual a la ec. (7-5) sólo cambia la forma de la componente z del vector v . Realizando los mismos pasos que para la geometría de reflexión se llega a

$$\rho_{mj} = \exp \left[- \sigma^2 \left(v_z^{dm} - v_z^{dj} \right)^2 \right] \exp \left[\frac{v_{xy}^2 T^2}{4 \sigma^2} \left(\frac{1}{v_z^{dm}} - \frac{1}{v_z^{dj}} \right)^2 \right]. \quad (7-15)$$

Si se considera la dirección especular, la correlación ρ_{mj} no depende de la longitud de correlación resultando

$$\rho_{mj} = \exp \left\{ - \left[k \sigma \left(n_m \cos \theta_i^m - n_j \cos \theta_i^j \right) \right]^2 \right\}, \quad (7-16)$$

donde $\sin\theta_1 = n_m \sin\theta_1^m = n_j \sin\theta_1^j$. Si $\delta n_{mj} \ll 1$, se puede considerar $\theta_1^m \cong \theta_1^j$ y, definiendo $\delta\sigma_{mj}^d = \sigma |n_j - n_m| / (n_d - 1) = \sigma \delta n_{mj} / (n_d - 1)$ se reobtiene (7-12). Sólo para la incidencia y observación normal, la igualdad es estricta.

Experiencia para la geometría de transmisión

En esta sección se utilizan los datos experimentales obtenidos por la Dra. Rebollo [Reb95] al medir la rugosidad de una superficie variando el índice de refracción de un líquido que la cubría.

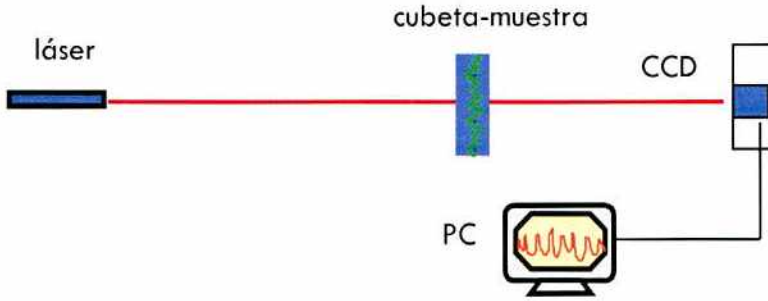


Figura 7-7. Dispositivo experimental para medir correlación de speckle en geometría de transmisión.

El dispositivo experimental utilizado es idéntico al esquematizado en la figura 7-7. Un láser de He-Ne, de longitud de onda $\lambda = 633\mu\text{m}$, incidía sobre la cubeta formando un ángulo $\theta_1 = 0$ con la normal al plano medio de la superficie rugosa. El haz atravesaba sucesivamente el vidrio y el líquido incidiendo normalmente sobre la superficie rugosa. El área iluminada era de $\sim 1\text{mm}^2$ de diámetro. Dentro de la cubeta la luz se dispersa en un ángulo θ_2^j . Luego de atravesar el vidrio, se observó la intensidad luminosa bajo un ángulo $\theta_2 = \theta_3 = 0$.

La luz dispersada era registrada por una cámara digital (CCD) lineal conectada a una computadora personal (PC) en donde se almacenaban las sucesivas figuras.

Para esta configuración geométrica, la correlación de intensidades tiene la siguiente expresión

$$\rho_{1j} = \exp \left[- (n_d - 1)^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (\delta\sigma_{1j}^d)^2 \right]. \quad (7-17)$$

Las muestras difusoras fueron fabricadas partiendo de vidrios holográficos erosionados con polvo carborundum (carburo de silicio, SiC) cumpliendo con la hipótesis de distribución gaussiana a través de la técnica del constructor de lentes antes mencionada.

De las muestras transmisoras sólo se tiene el valor de la rugosidad R_q que en esta tesis se considera igual a σ , apéndice C, medida con un rugosímetro electromecánico Hommel-Werke con una punta de diamante de $15\text{ }\mu\text{m}$, tabla 7-2.

	$R_q\text{ }[\mu\text{m}]$
Muestra D	$3,1 \pm 0,2$
Muestra E	$2,7 \pm 0,2$
Muestra F	10 ± 1

Tabla 7-2. Rugosidad de las muestras transmisoras de vidrio.

Para cubrir la superficie rugosa con un líquido, se construyó una cubeta como se muestra en la figura 7-8. Las caras eran de vidrio holográfico de índice de refracción $n_d=1,52$ con una de ellas rugosa. La construcción de la cubeta se realizó de manera que el plano medio de la superficie rugosa y la cara de vidrio enfrentada a ella sean paralelos. Todo el sistema se encontraba al aire libre por lo que $n_0=1$.

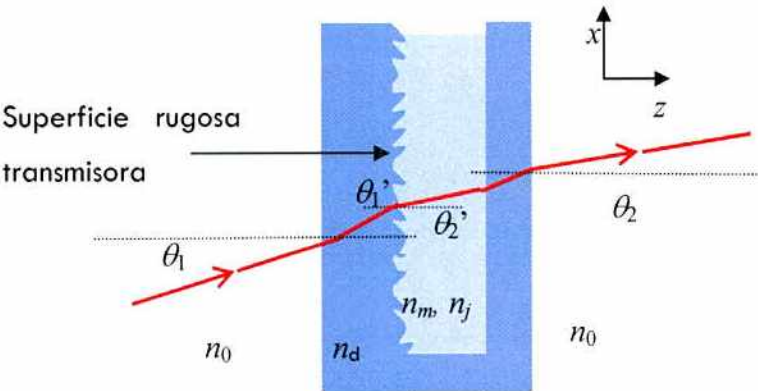


Figura 7-8. Vista lateral de la cubeta con líquido para cubrir una superficie dieléctrica transmisora.

Para cubrir la superficie rugosa, se utilizó como líquido solvente acetona, que tiene un índice de refracción $n_a = 1,3567$. Para variar este índice, se utilizó disulfuro de carbono como soluto, que tiene un índice de refracción $n_{cs} = 1,6204$. El índice de refracción de la solución resultante se puede calcular como $n_j = c_a^j n_a + c_{cs}^j n_{cs}$, donde c_a^j y c_{cs}^j son la concentración volumétrica de acetona y del disulfuro de carbono del j -ésimo estado, respectivamente.

Resultados

La adquisición y procesamiento de datos es análoga al lo realizado para la geometría de reflexión.

Las figuras 7-9, 7-10 y 7-11 muestran la correlación digital de figuras de speckle en función de la variación de rugosidad simulada con la ecuación (7-17). En estas figuras también se grafica la expresión teórica, ec. (7-12). Nótese el buen ajuste de esta curva con los datos experimentales.

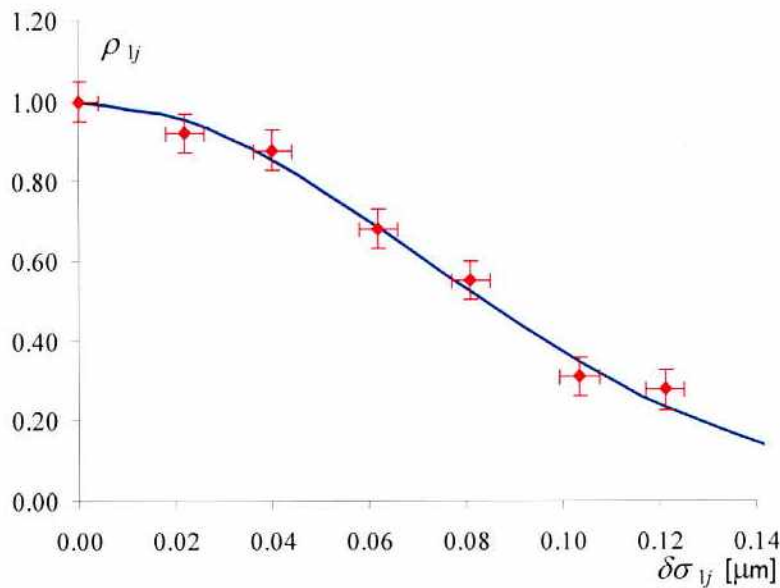


Figura 7-9. Muestra D de vidrio con una rugosidad de 3,1 μm , ♦ datos experimentales, — expresión teórica.

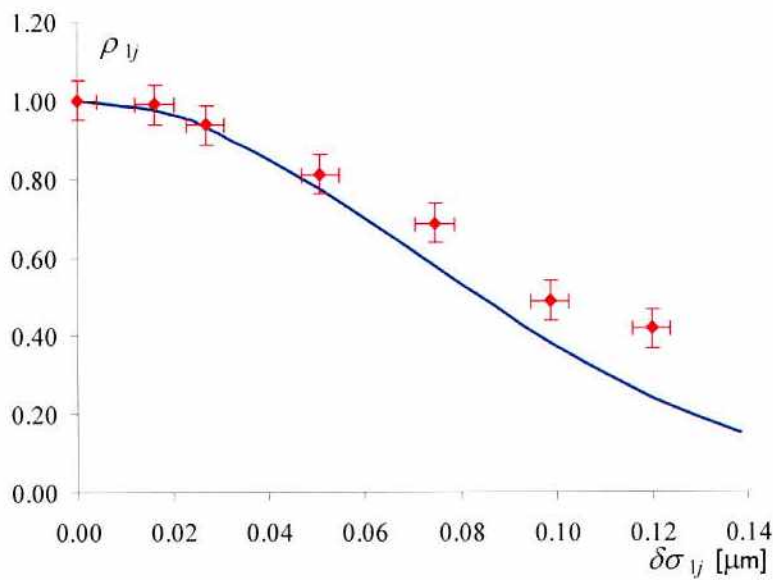


Figura 7-10. Muestra E de vidrio con una rugosidad de 2,7 μm , ♦ datos experimentales, — expresión teórica.

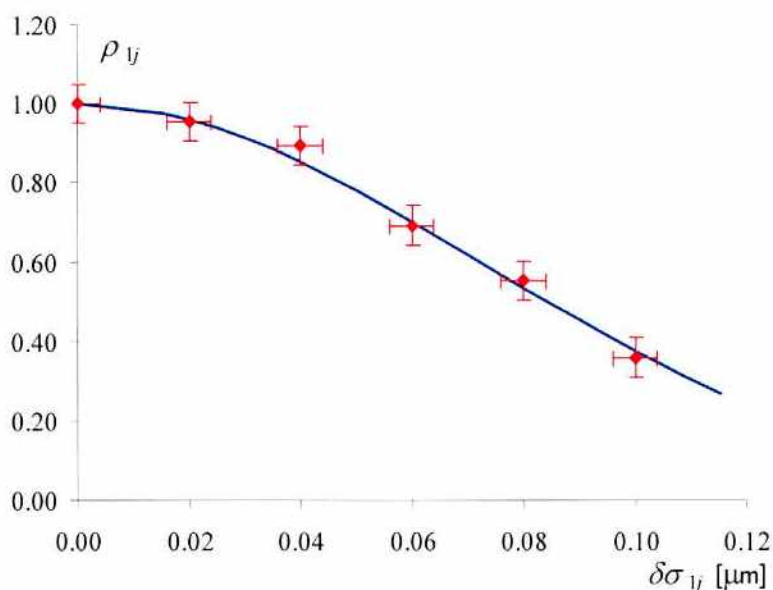


Figura 7-11. Muestra F de vidrio con una rugosidad de 10 μm , ♦ datos experimentales,

— expresión teórica.

Correlación de speckles en procesos de secado

En esta sección se evalúa la ecuación (5-37) para una geometría de reflexión en dos procesos superficiales no controlados: el secado de una fina capa de pintura sobre una superficie rugosa y el fraguado de cemento con arena.

Secado de pintura

Se monta el mismo dispositivo experimental esquematizado en la figura 7-3 pero interponiendo un sistema de dos lentes entre el láser y la muestra. De esta manera la cámara digital se coloca en el plano focal para trabajar en campo lejano y el área iluminada sobre la muestra puede ser mayor que el área iluminada por el haz láser solo. La muestra a estudiar es un disco metálico de latón con una rugosidad $\sigma = (7,1 \pm 0,3) \mu m$ cubierto por una capa de pintura. Su superficie inicial ha sido tratada igual que la de las muestras utilizadas en geometría de reflexión. La capa de pintura se aplica con un aerosol de pintura acrílica negra. Durante los dos primeros minutos del secado se observa una alta actividad del speckle. Dado que la adquisición de las imágenes es manual, resulta imposible realizar mediciones durante ese intervalo de tiempo. Luego, la actividad decae pudiéndose registrar sucesivas imágenes tomadas en intervalos de 0,5 ó 1 minuto. En la figura 7-12 se muestran los datos experimentales de la correlación digital en función del tiempo. Se trazó una curva de ajuste exponencial

cuadrática decreciente $\rho = \exp(-At^2)$, donde $A = (0,005 \pm 0,001) \text{ min}^{-2}$, observándose que ésta no es la curva de ajuste más adecuada. Esto se debe a que la evaporación del solvente no es lineal en el tiempo [Ari98, Zan03, Gei05].

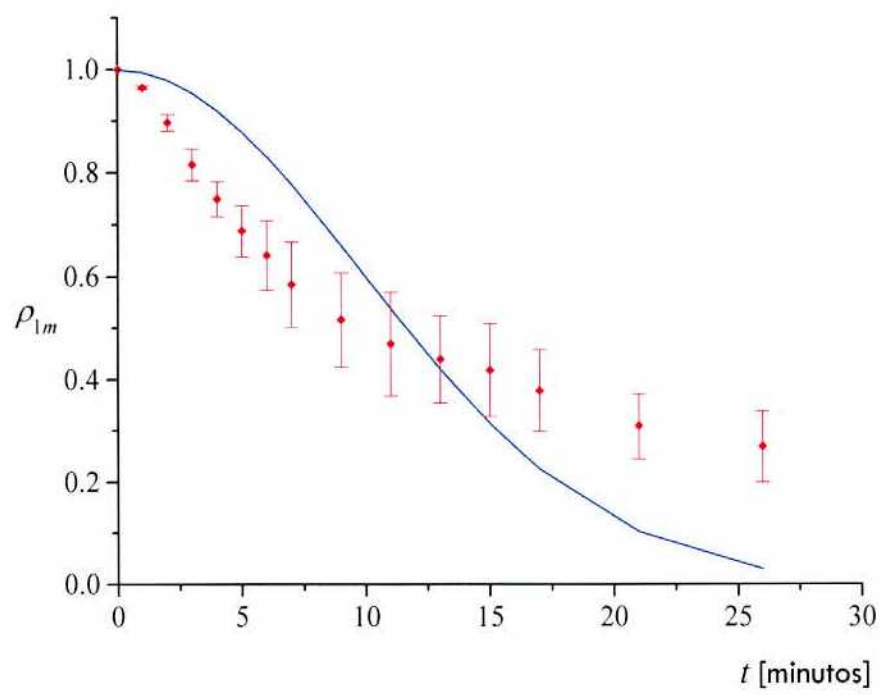


Figura 7-12. Correlación en función del tiempo en el secado de pintura, ♦ datos experimentales, — curva de ajuste.

Aunque la dinámica de la evaporación del solvente en pintura es un proceso complejo que escapa a los objetivo de esta tesis, se decide evaluar la tasa de evaporación del solvente de la pintura con el fin de poder analizar mejor el coeficiente de correlación de intensidades de este proceso. Para ello se pesa una muestra con una fina capa de pintura en función del tiempo. Se utiliza una balanza de precisión marca Denver Instrument modelo APX-200 tarada con el peso de la muestra sin pintura. En la figura 7-13 se grafican los datos del peso de la pintura en función del tiempo junto con una curva de ajuste empírica exponencial decreciente, esta es

$$p(t) = p_0 + p_1 \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right), \tag{7-18}$$

donde $p_0 = (30,1 \pm 0,3) \text{ mg}$, $p_1 = (53 \pm 1) \text{ mg}$ y $t_0 = (1,75 \pm 0,05) \text{ min}$. Luego de 24 hs. se pesa la capa de pintura completamente seca resultando $p(24\text{hs}) = (54,3 \pm 0,2) \text{ mg}$, acorde a la asíntota p_1 de la curva de ajuste dentro del error experimental.

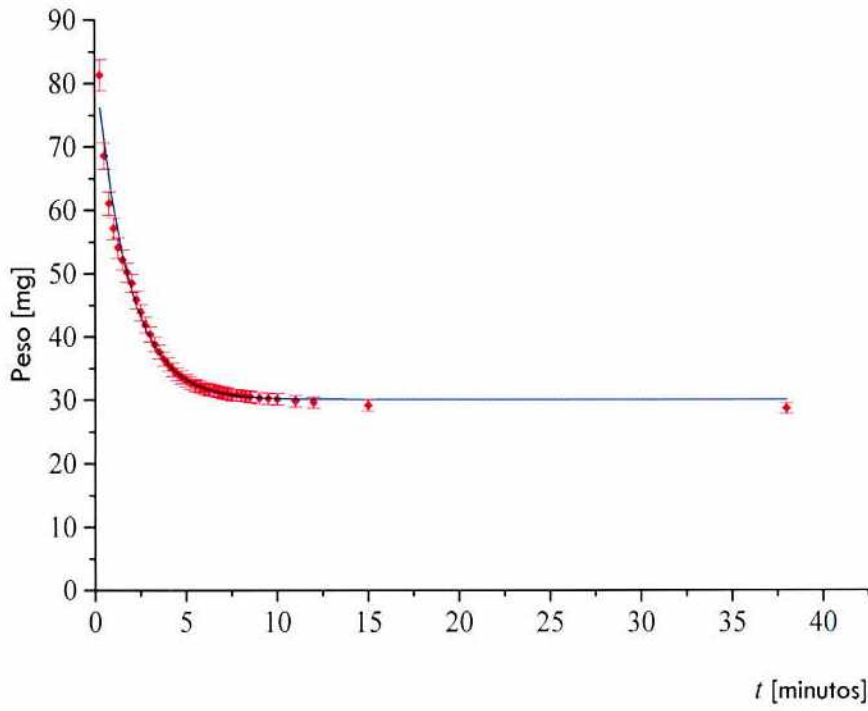


Figura 7-13. Peso de la capa de pintura en función del tiempo, ♦ datos experimentales y — curva de ajuste.

Luego, para evaluar la ec. (5-37), que es el objetivo de este trabajo, se considera que la variación de rugosidad sigue una ley análoga a la de pérdida de solvente, que a su vez está relacionada con la variación de peso de la muestra, ec. (7-18). Por ello, se considera que una estimación sencilla de pérdida de solvente está dada por el peso total del solvente, c_s , en la pintura menos la cantidad de solvente que se evapora en función del tiempo, es decir,

$$p_s = c_s \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{T_s} \right) \right], \quad (7-19)$$

donde T_s es un tiempo característico para el cual se pierde un 37% de solvente aproximadamente.

Entonces, se ajustan los datos experimentales de la figura 7-12 con una curva para la correlación del tipo

$$\rho = \exp \left\{ - (2k)^2 \delta \sigma_0^2 \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{T_\rho} \right) \right]^2 \right\}, \quad (7-20)$$

donde se considera

$$\delta\sigma(t) = \delta\sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_\rho}\right) \right], \quad (7-21)$$

con T_ρ un tiempo característico de la variación de rugosidad.

La figura 7-14 muestra los datos experimentales junto con la curva de ajuste (7-20) cuyos parámetros son $\delta\sigma_0 = (0,067 \pm 0,001)\mu\text{m}$ y $T_\rho = (6,2 \pm 0,3)\text{min}$. Se observa que dicha curva tiene un buen ajuste con los datos experimentales dentro del error de medición.

Se ve así que la ecuación (7-2) es una representación adecuada para la dependencia funcional de la correlación de figuras de speckle con la variación de rugosidad. Se puede concluir que el método desarrollado en este trabajo es en una buena herramienta para evaluar procesos en superficies.

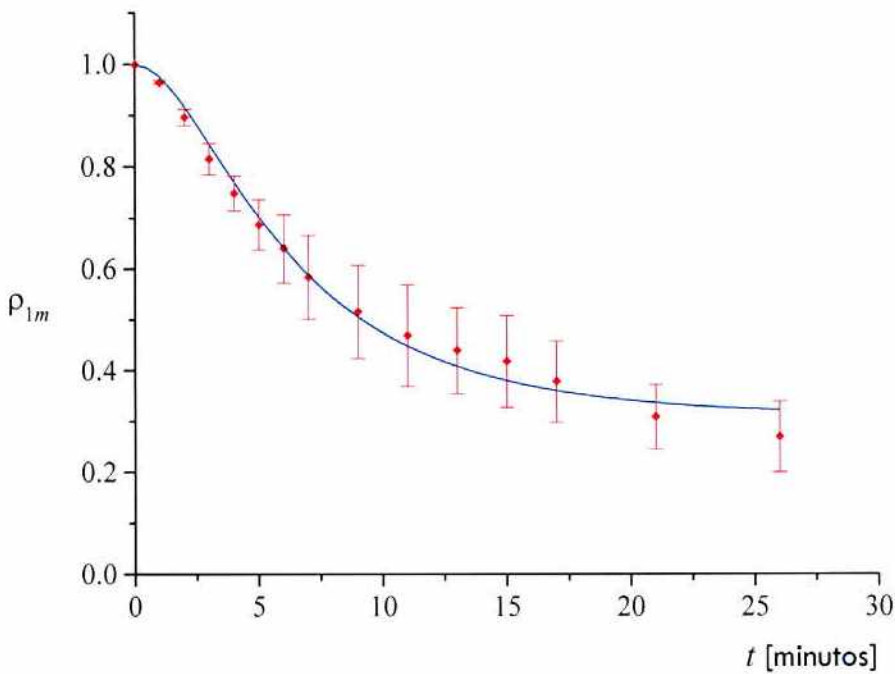


Figura 7-14. Correlación en función del tiempo en el secado de pintura, ♦ datos experimentales y — curva de ajuste.

Otra manera de analizar los datos experimentales es determinando la variación de la rugosidad de la muestra en función del tiempo utilizando la ecuación (7-10), es decir

$$\delta\sigma_{1m} = \frac{\sqrt{-\ln\rho_{1m}}}{2k}. \quad (7-22)$$

La figura 7-15 muestra la datos experimental de $\delta\sigma$ vs t y la curva de ajuste correspondiente dada por la ecs. (7-21) resultando los parámetros

$$\delta\sigma_0 = (0,055 \pm 0,001) \mu\text{m} \text{ y } T_p = (6,25 \pm 0,4) \text{min.} \tag{7-23}$$

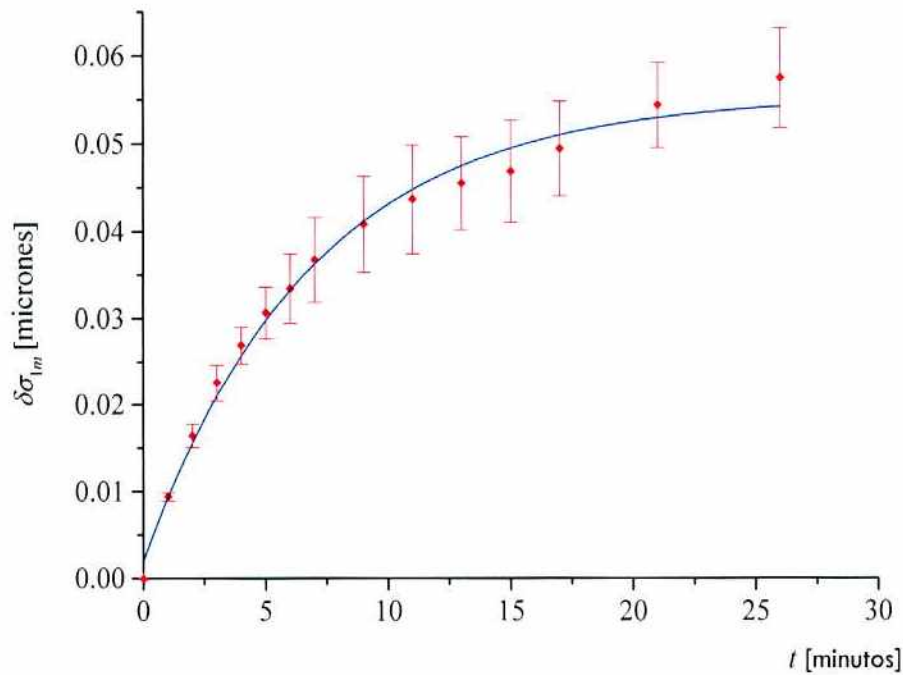


Figura 7-15. Variación de rugosidad en función del tiempo en el secado de pintura, ♦ datos experimentales y — curva de ajuste.

Existe una pequeña diferencia entre estos parámetros y los anteriores que puede ser debida a diferencias en los algoritmos de ajuste del programa utilizado.

Como se ha comentado anteriormente al analizar el proceso controlado de variación superficial, si $\delta\sigma > 0,06 \mu\text{m}$ entonces $\rho_l \leq 0,3$, o sea, el coeficiente de correlación es del orden o menor que el error de medición. Luego variaciones de rugosidad mayores a $0,06 \mu\text{m}$ no pueden ser determinadas. Esto hace imposible comparar el estado superficial de la primera imagen tomada (imagen de referencia) con el estado de las imágenes adquiridas después de transcurrido un cierto tiempo. Por ello, cuando el coeficiente de correlación decrece hasta un determinado valor, se debe cambiar la imagen de referencia.

Dependiendo de la etapa de secado de la pintura (primeros minutos, luego de una hora o de un día, por ejemplo), el decaimiento del coeficiente de correlación con el tiempo varía. Se desprende que lo que varía esta relacionado con la velocidad de la actividad superficial. Por ello, para cada una de estas etapas el intervalo de medición para el

cual la correlación cae a un mínimo medible es diferente. La figura 7-16 muestra la correlación en función del tiempo para el secado de otra capa de pintura en distintas etapas del proceso, o sea, para distintas imágenes de referencia. Se calculan varias correlaciones para las que sólo se cambia la imagen de referencia, es decir, ρ_{mj} para $j=m, \dots, N$. En la misma figura se indica cuándo se ha registrado la imagen de referencia luego de haberse aplicado la pintura. Se puede ver cómo la decorrelación es menor a medida que el tiempo inicial es mayor; es decir, las figuras de speckle sufren un menor cambio en el mismo intervalo de tiempo. Para evidenciar este comportamiento, es conveniente graficar la correlación consecutiva, $\rho_{m,m+1}$, para un determinado período de tiempo Δt .

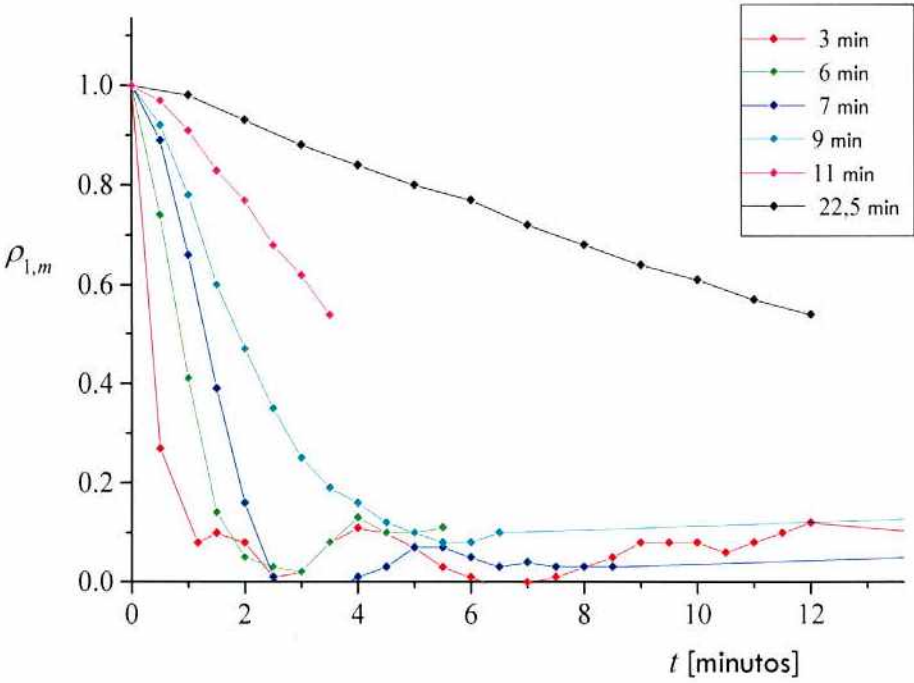


Figura 7-16. Correlación de speckle en secado de pintura. El recuadro indica el tiempo de adquisición de la imagen de referencia.

En la figura 7-17 se grafica el coeficiente de correlación entre una imagen de referencia tomada cada 1 minuto y la imagen posterior. La asíntota corresponde a $\rho_a = 1$. Se puede ver que, luego de aproximadamente 10 minutos, la correlación entre dos imágenes sucesivas tiende a 1, o sea, la figura de speckle no cambia en 1 minuto dentro del error experimental. La figura 7-18 presenta la correlación consecutiva para un intervalo de tiempo de 20 minutos. De esta manera se puede testear la

actividad de la superficie luego de 5 horas. Se puede concluir que la actividad superficial de la muestra tiende a cero transcurridas cuatro horas.

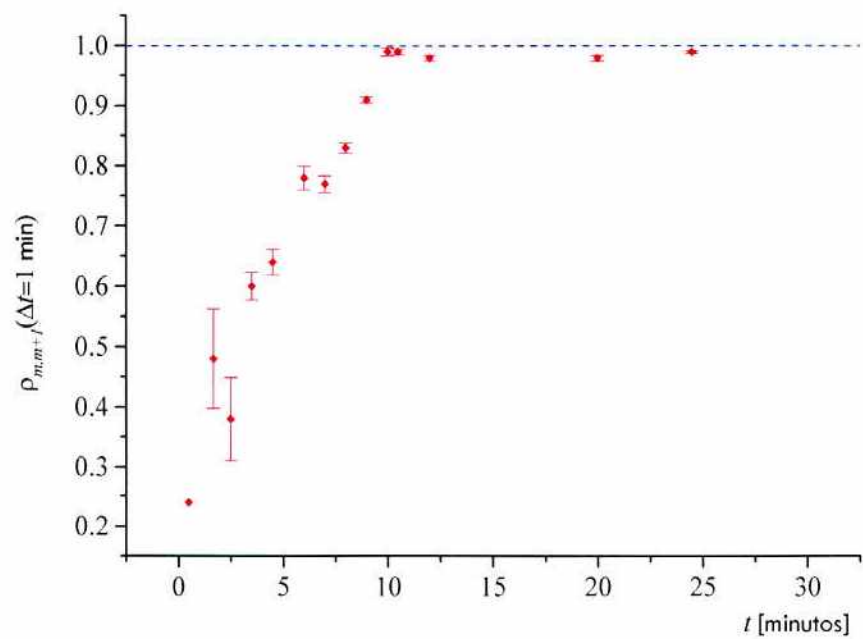


Figura 7-17. ♦ correlación consecutiva entre figuras de speckles tomadas cada 1 minuto y
 --- asíntota $\rho_a = 1$.

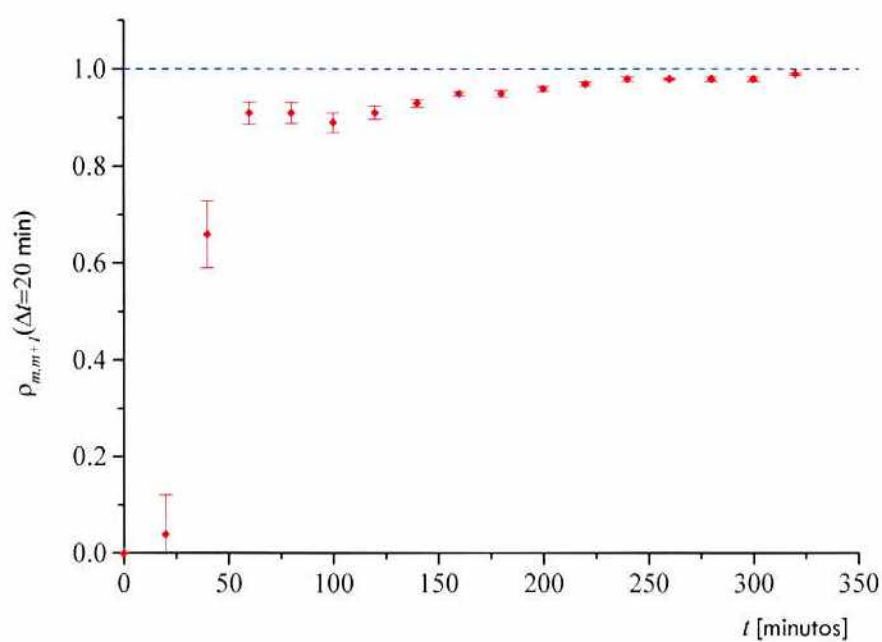


Figura 7-18. ♦ correlación consecutiva entre figuras de speckles tomadas cada 20 minutos y
 --- asíntota $\rho_a = 1$.

Muchos autores han realizado esta clase de análisis empíricos de correlación de speckle dinámico utilizando diferentes herramientas matemáticas de evaluación. Sin embargo, lo que se presenta en esta tesis es la posibilidad de cuantificar la actividad superficial utilizando la ec. (7-2). Se propone como ejemplo considerar la variación de rugosidad por unidad de tiempo, o velocidad v_a , como

$$v_a = \frac{\delta\sigma_{m,m+1}}{\delta t_{m,m+1}}, \quad (7-24)$$

donde $\delta t_{m,m+1} = t_{m+1} - t_m$ es el tiempo transcurrido entre el estado m y el siguiente, y

$$\delta\sigma_{m,m+1} = \frac{\sqrt{-\ln\rho_{m,m+1}}}{2k}. \quad (7-25)$$

Utilizando los datos experimentales de la figura 7-18, donde $\delta t_{m,m+1} = 1 \text{ min}$, se grafica v_a vs. t_m , figura 7-19, donde la línea azul es una curva de ajuste que se ha supuesto exponencial decreciente:

$$v_a^{\text{ajuste}} = B \exp\left(-\frac{t}{T_0}\right). \quad (7-26)$$

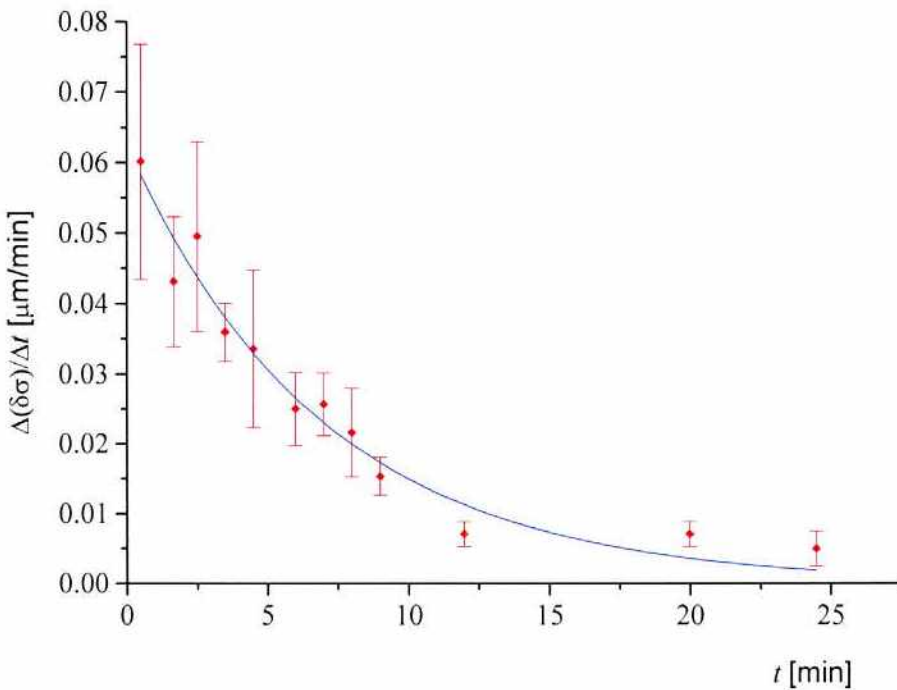


Figura 7-19. Velocidad de la actividad superficial en función del tiempo, ♦ datos experimentales y — curva de ajuste.

Los parámetros obtenidos de dicha curva son $B = (0,063 \pm 0,003) \mu\text{m}/\text{mm}$ y $T_0 = (7,1 \pm 0,5) \text{min.}$

Si $\delta t_{m,m+1}$ es suficientemente chico, haciendo una integración en el tiempo de la ecuación (7-24) se obtiene

$$\delta\sigma(t) = \frac{B}{T_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_0}\right) \right]. \quad (7-27)$$

Esta es una expresión es análoga a la ec. (7-21) que fue elaborada a partir de las medidas gravimétricas.

Fraguado de cemento

Como ensayo de laboratorio y testeo del método desarrollado en esta tesis, se considera un proceso de fraguado de una mezcla de arena, cemento de secado rápido y agua. Se coloca la muestra en el dispositivo de medición esquematizado en la figura 7-3 con el mismo sistema de lentes que en la sección anterior; la incidencia y observación son en la dirección normal. Se registran 20 imágenes cada 5 minutos y se calcula la correlación ρ_{1j} . La actividad en este caso es tal que la correlación entre imágenes sucesivas es muy pequeña, por lo que se opta por tomar dos series de imágenes cada 15 segundos: la primera a los 30 minutos (primera etapa) y la segunda una hora y 20 minutos (segunda etapa) después de haber comenzado la experiencia. Las figuras 7-20 y 7-21 muestran la variación de la rugosidad calculada con la ec. (7-22) para cada una de estas series.

En ambos casos, para conocer el comportamiento promedio de la velocidad de variación de la rugosidad, se traza una curva de ajuste lineal, $Y = A + Bt$. Los parámetros de ajuste obtenidos y el coeficiente de correlación lineal son:

- ✓ Primera etapa: $A_1 = (0,011 \pm 0,002) \mu\text{m}$ y $B_1 = (0,0107 \pm 0,0007) \mu\text{m}/\text{min}$,
 $R_1 = 0,96$.
- ✓ Segunda etapa: $A_2 = (0,018 \pm 0,002) \mu\text{m}$ y $B_2 = (0,009 \pm 0,008) \mu\text{m}/\text{min}$,
 $R_2 = 0,94$.

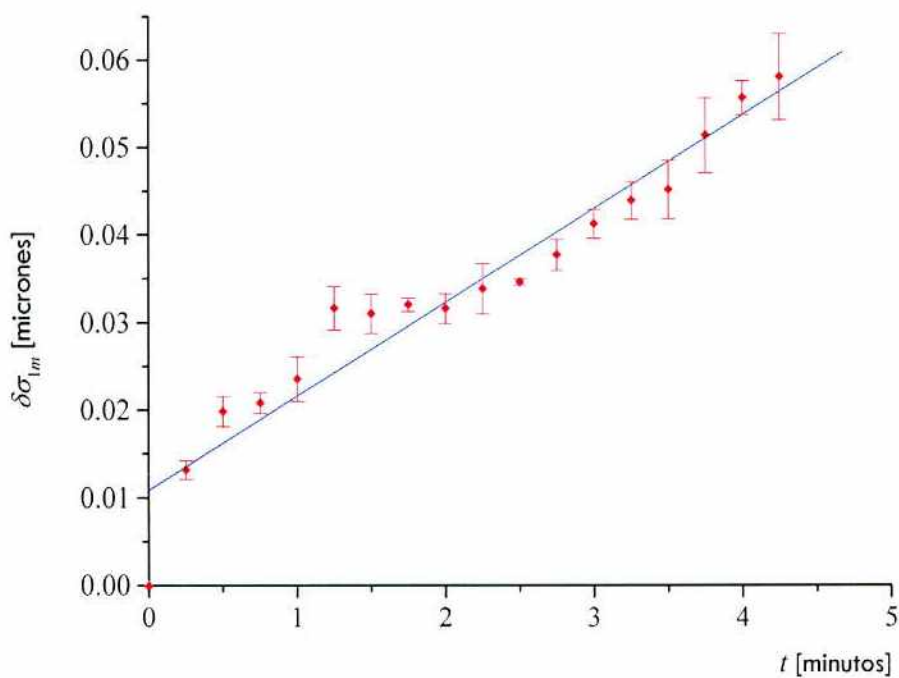


Figura 7-20. Variación de rugosidad luego de 30 minutos del preparado de la muestra, primera etapa, ♦ datos experimentales y — curva de ajuste lineal.

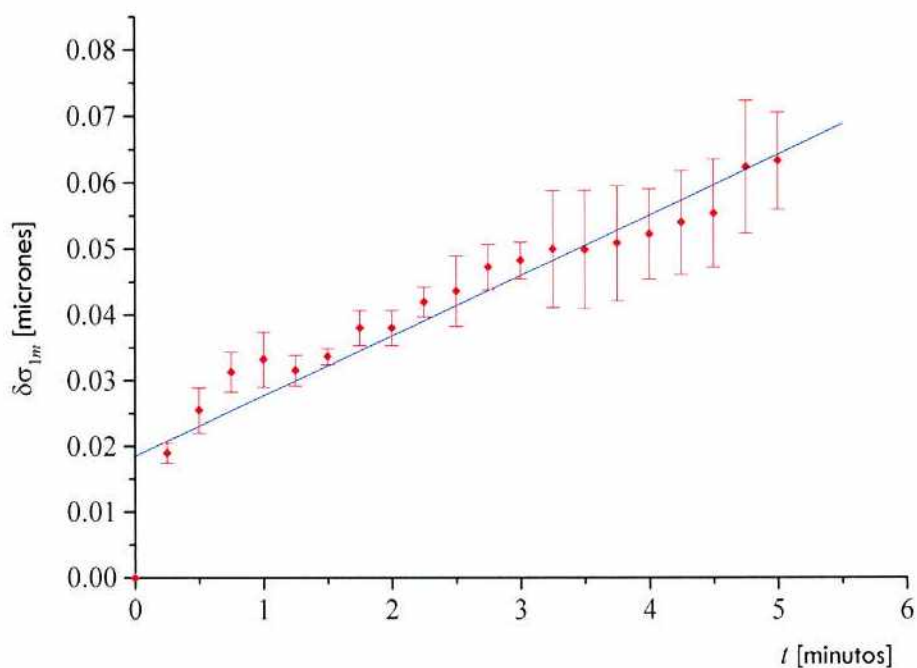


Figura 7-21. Variación de rugosidad luego de 1 hora y 20 minutos del preparado de la muestra, segunda etapa, ♦ datos experimentales y — curva de ajuste lineal.

Se puede notar que luego de una hora la pendiente de la curva de ajuste, asociada a velocidad de variación de la rugosidad, no cambia dentro del error de cálculo. Esto significaría que los tiempos del proceso de secado son superiores. Por ello se decide hacer una serie de medidas de correlación de figuras de speckles cada 30 minutos pero 24 hs. después de la preparación de la muestra, figura 7-22. Se ajustan los datos nuevamente con una curva lineal cuyos parámetros son:

✓ Tercera etapa; : $A_3 = (0,004 \pm 0,001) \mu\text{m}$ y $B_3 = (-3 \times 10^{-5} \pm 7 \times 10^{-6}) \mu\text{m}/\text{min}$,
 $R_3 = 0,81$

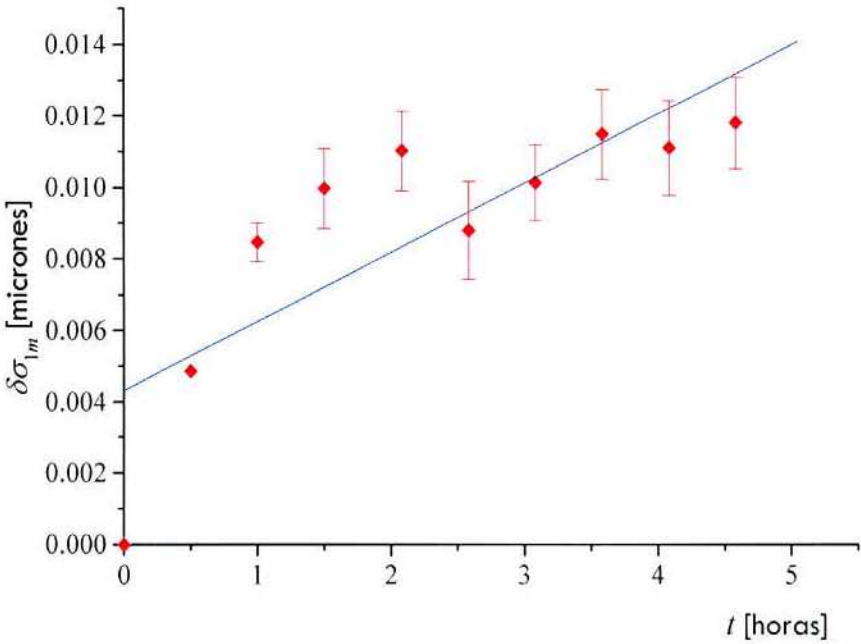


Figura 7-22. Variación de rugosidad luego de 24 horas del preparado de la muestra, tercera etapa, ♦ datos experimentales y — curva de ajuste lineal.

Al comparar la curva de ajuste de figura 7-22 con las dos anteriores, se observa una fuerte disminución en la pendiente de tres órdenes menor. Esto sería un indicio de que la mezcla de cemento está prácticamente seca. Para corroborar esto 24 horas más tarde se registran dos imágenes con un intervalo de 5 hs. entre ellas. El coeficiente de correlación de speckle obtenido ha sido $\rho(\Delta t = 5 \text{ horas}) = (0,97 \pm 0,01)$, es decir que la figura de speckle varió un 3% en dicho intervalo.

Para ver si estas últimas dos figuras guardan relación con las registradas el día anterior, se las correlaciona con la imagen de referencia de la figura 7-22 y se las incorpora a esta gráfica, figura 7-23.

Se traza una curva de ajuste lineal cuyos parámetros son:

✓ Cuarta etapa: $A_4 = (0,0053 \pm 0,007) \mu\text{m}$ y $B_4 = (3 \times 10^{-5} \pm 10^{-6}) \mu\text{m}/\text{min}$,
 $R_4 = 0,987$.

Se puede ver que luego de 24 hs. la pendiente de la curva se sigue conservando.

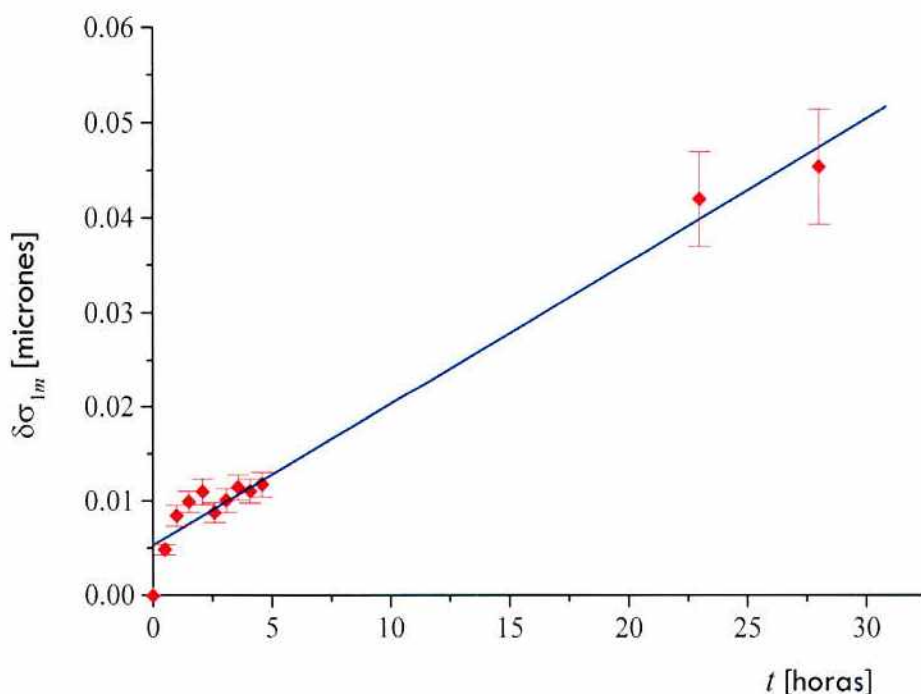


Figura 7-23. Variación de rugosidad luego de 48 horas del preparado de la muestra, cuarta etapa, ♦ datos experimentales y — curva de ajuste lineal.

De los datos obtenidos en las diferentes etapas, se puede concluir que la actividad en las primeras horas se puede aproximar a un comportamiento lineal en el tiempo. La velocidad de secado se la puede estimar de la pendiente de la curva. Si los tiempos considerados son mayores, se ve que esta velocidad disminuye considerablemente, en dos o tres ordenes de magnitud. Este comportamiento se evidencia en la tercera y cuarta etapa.

Un análisis más profundo del comportamiento del cemento excede a los objetivos de esta tesis, sólo se realiza como complemento una medida gravimétrica de la evaporación del agua en la mezcla. La figura 7-24 muestra el peso perdido de la muestra, pp , en función del tiempo durante las diez primeras horas y una curva de ajuste lineal. El error de medición para el peso es de 0,2 mg y para el tiempo de 0,01 hora. El coeficiente de correlación de la curva de ajuste es $R_{pp} = 0,99989$. Si se supone una relación proporcional entre la pérdida de peso de la muestra y la actividad de la

superficie (la variación de rugosidad) se ratifica el comportamiento lineal en las primeras horas.

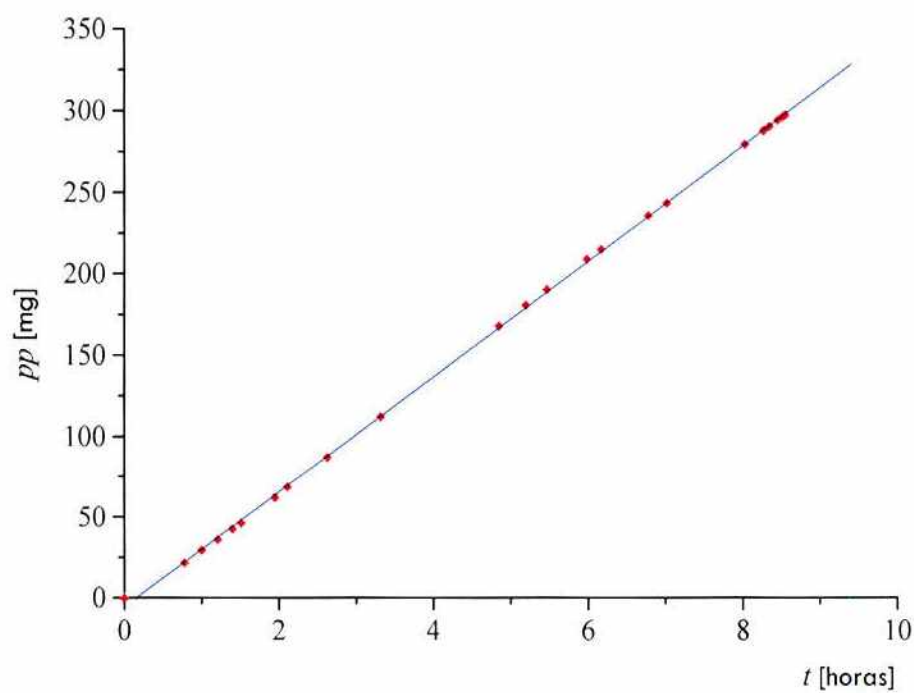


Figura 7-24. Pérdida de peso, ♦ datos experimentales y — curva de ajuste lineal.

Transcurrido 24 hs., se continúa con el seguimiento de la variación de peso de la muestra, figura 7-25. En ella se puede ver el comportamiento predicho en la tercera y cuarta etapa en la medición de la variación de rugosidad. La actividad superficial se reduce claramente observándose este fenómeno tanto al analizar la variación de su rugosidad como la pérdida de su peso.

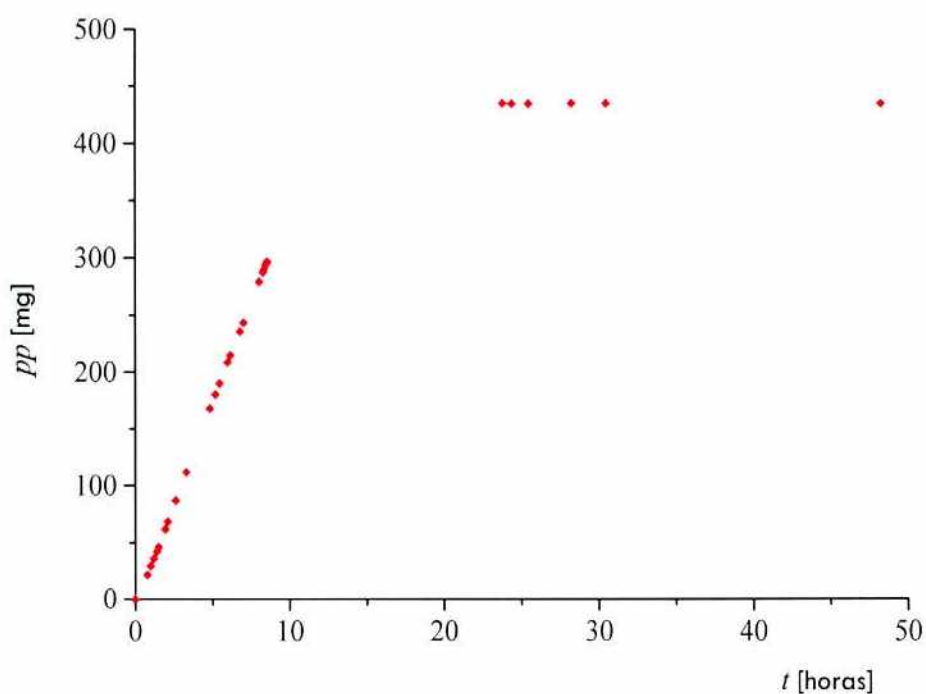


Figura 7-25. Pérdida de peso, $\blacklozenge$ datos experimentales y — curva de ajuste lineal.

Como conclusión de esta sección se puede decir que la expresión obtenida para la correlación de speckle en función de la variación de rugosidad puede ser una herramienta útil en el análisis de los dos procesos superficiales analizados, secado de pintura y fraguado de cemento. En ellos se ha propuesto una forma para determinar el estado de actividad del proceso evaluando cuantitativamente su velocidad.

Debido a su naturaleza no invasiva, el modelo propuesto en este trabajo se proyecta como un mecanismo sencillo y práctico de Ensayos No Destructivos para caracterizar el estado de la actividad superficial de un espécimen.

Conclusiones

En este trabajo se ha estudiado, bajo un aspecto de evaluación no destructiva, el método de correlación de speckle aplicado en procesos superficiales. El objetivo de este estudio ha sido encontrar una expresión matemática entre el coeficiente de correlación de speckle y un parámetro que cuantifique el proceso superficial.

Para ello se ha desarrollado un modelo teórico que estudia la correlación de figuras de speckle en función de los cambios morfológicos producidos en la superficie. Se ha asumido que las superficies presentan una estadística gaussiana y son ópticamente muy rugosas. A medida que el proceso evoluciona, la superficie sufre cambios en su morfología que son cuantificados estadísticamente a través de la denominada variación de rugosidad. Se ha supuesto en el planteo del modelo teórico que dicha variación es muy pequeña comparada con la rugosidad. Luego, en la experiencia se ha visto que esa suposición es una condición necesaria, pues, si la variación de rugosidad es grande, el coeficiente de correlación de speckle es menor que el error de medida. Se han considerado superficies reflectantes como así también transmisoras de la luz incidente.

Se ha desarrollado un modelo teórico obteniéndose una expresión para el coeficiente de correlación de speckle en función de la variación de rugosidad. La relación establecida es cuadrática decreciente bajo la suposición de independencia o dependencia total de las variables aleatorias altura y variación de altura. La dependencia funcional es válida tanto para la geometría de reflexión como la de transmisión, presentando pequeñas diferencias entre ellas originadas por la diferencia de medios en donde se propaga la luz.

Para corroborar experimentalmente la validez de la expresión obtenida y establecer sus alcances y limitaciones, se ha ideado una experiencia en donde se tiene un dispersor cuyo rugosidad puede ser variada de forma controlada y conocida. Esta experiencia se basa en la equivalencia entre la luz dispersada por una superficie de rugosidad σ y otra superficie con rugosidad σ' pero cubierta con un líquido de índice de refracción n .

La necesidad de establecer una equivalencia entre esos sistemas dispersores ha conducido a estudiar la dispersión de luz por el sistema superficie rugosa/líquido. Como resultado se ha establecido los alcances y limitaciones de dicha equivalencia,

encontrándose una expresión para textura equivalente en función de la textura de la superficie sumergida y del índice de refracción del líquido cobertor. Este análisis, que se ha realizado tanto para las geometrías de reflexión y como para la geometría de transmisión, ha sido más exhaustivo que en la bibliografía consultada. Como derivación de este estudio se ha obtenido una herramienta de análisis de superficies no destructivo para componentes sumergidos en líquidos.

Se ha encontrado que, para incidencia y observación de luz en la dirección perpendicular a la superficie, la luz dispersada por el sistema superficie rugosa/líquido es indistinguible de la dispersada por una superficie equivalente. Este efecto se ha utilizado para realizar las mediciones del coeficiente de correlación de speckle en función de la variación de rugosidad controlada. En este caso, de acuerdo a lo desarrollado en el modelo teórico, las variables aleatorias altura y variación de altura de la superficie son dependientes. Se ha visto en las experiencias realizadas un buen ajuste entre los datos experimentales y la curva teórica. Esto indica que el modelo desarrollado es una buena representación para evaluar la variación de rugosidad de superficie. Por todo esto, es posible determinar a través de la correlación de figuras de speckle la rugosidad aparente final de la muestra en esta clase de experiencia.

Sin embargo, este tipo de variación estudiada, por su condición de ser controlada por el operador, no tiene una dependencia temporal. En el transcurso de la experiencia sólo se han establecido diferentes estados (diferentes rugosidades aparentes) independientes del tiempo.

Por otro lado, en los procesos superficiales habituales la rugosidad varía en el tiempo de manera no controlada. Por ello se han realizado otras experiencias para evaluar la expresión obtenida para el coeficiente de correlación de speckle. Una ha sido estudiar un proceso de secado de una capa de pintura sobre un sustrato rugoso; y otra ha sido analizar el fraguado de una mezcla a base de cemento. En ambas experiencias se supone que las variables aleatorias altura y variación de altura son independientes.

En la experiencia de secado de una capa de pintura, la variación de rugosidad superficial no es un proceso controlable pero se ha podido estimar su dependencia temporal de forma indirecta con medidas gravimétricas. Luego, utilizando el modelo propuesto se ha encontrado que la variación de rugosidad en función del tiempo coincide con las medidas gravimétricas. También se ha visto que, si la variación de rugosidad es superior a $0,06 \mu\text{m}$, no es confiable calcular el coeficiente de correlación de speckle. En este caso es conveniente calcular la correlación sucesiva entre imágenes adquiridas en un intervalo de tiempo fijo para el cual se mida un valor confiable de

$\rho_{m,m+1}$. Muchos autores han realizado este tipo de análisis de la correlación de speckle dinámico utilizando diferentes herramientas matemáticas de evaluación, pero, en general, son empíricos. Lo que se ha presentado en esta tesis es la posibilidad de cuantificar la actividad superficial en función de un parámetro de superficie. Así, el modelo propuesto posibilita evaluar la velocidad de cambio de rugosidad en función del tiempo utilizando la correlación sucesiva.

En la experiencia del fraguado de cemento, se ha podido reconocer el comportamiento lineal de la actividad para las primeras horas del proceso. De la misma manera, 24 horas más tarde, se ha comprobado que el proceso superficial sufre una disminución importante en su actividad. En ambos casos la pendiente de la recta es una medida de la velocidad de variación de la rugosidad superficial. Luego, estas evaluaciones han sido comparadas con medidas gravimétricas resultando semejantes a las anteriores.

Tanto en la experiencia del secado de pintura como en el fraguado de cemento se ha encontrado una dependencia funcional de la variación de rugosidad con el tiempo. No obstante, no se puede tratar esta variación de rugosidad como en la experiencia de la superficie equivalente, es decir, no se puede conocer la rugosidad final al terminar el proceso utilizando el modelo propuesto.

Como conclusión general se puede decir que la expresión obtenida para la correlación de speckle en función de la variación de rugosidad es una herramienta útil en el análisis de los dos procesos superficiales analizados, secado de pintura y fraguado de cemento. Se ha propuesto una forma para determinar el estado de actividad del proceso evaluando cuantitativamente su velocidad. Por lo tanto, dado los resultados obtenidos en los procesos estudiados, se considera que es posible utilizar el modelo propuesto para estudiar el comportamiento de otros procesos superficiales.

Debido a su naturaleza no invasiva, el método propuesto en este trabajo se proyecta como un mecanismo sencillo y práctico de Ensayos No Destructivos para caracterizar el estado de la actividad superficial de un espécimen. El dispositivo experimental tiene la ventaja de tener un diseño sencillo que permitiría construir un prototipo para ser ensayado en planta. Con cámaras digitales de rápida adquisición y una programación adecuada se podría lograr una automatización para que el sistema pueda ser operado por un técnico.

En esta tesis se ha propuesto una herramienta de metrología óptica con características aplicables a los Ensayos No Destructivos, dejando abierto la aplicación de la misma a otros procesos de superficie como pueden ser la corrosión, la erosión, el pitting, crecimiento de colonias bacterianas, hasta estudios en tejidos orgánicos.

Apéndice A

Fórmulas de la teoría de probabilidad

Algunas propiedades estadísticas asociadas a una variable aleatoria

Sea X una variable aleatoria que tome valores x ; sea la probabilidad

$$P\{x < X < x + dx\} \quad (\text{A-1})$$

dada por una función $p(x)$; esta función es llamada densidad de probabilidad (fdp) o simplemente distribución de X .

La densidad de probabilidad $p(x)$ es siempre no negativa y normalizada a la unidad.

La función de distribución está definida como

$$F(x_0) = P\{X < x_0\} = \int_{-\infty}^{x_0} p(x) dx . \quad (\text{A-2})$$

Entonces

$$F(-\infty) = 0, \quad F(\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = 1 . \quad (\text{A-3})$$

La función de distribución es siempre no negativa y no decreciente función de x_0 .

El valor medio de X es

$$\langle X \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x p(x) dx \quad (\text{A-4})$$

y el valor medio de una función de X es

$$\langle f(X) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) p(x) dx . \quad (\text{A-5})$$

Si A es una constante,

$$\langle AX \rangle = A\langle X \rangle; \quad \langle A + X \rangle = A + \langle X \rangle \quad (\text{A-6})$$

y

$$\langle X_1 + X_2 + \dots \rangle = \langle X_1 \rangle + \langle X_2 \rangle + \dots \quad (\text{A-7})$$

sin importar si X_i son mutuamente independientes o no. También,

$$\left\langle \int g(t, X) dt \right\rangle = \int \langle g(t, X) \rangle dt, \quad (\text{A-8})$$

donde el valor medio es tomado con respecto a X .

La **varianza** de una variable aleatoria esta definida como

$$V\{X\} = \langle (X - \langle X \rangle)^2 \rangle. \quad (\text{A-9})$$

La varianza es característica del rango de valores que la variable aleatoria asume: una gran varianza implica valores extensamente dispersos; varianza cero implica un solo valor asumido por la variable que entonces no es más aleatoria.

La raíz cuadrada de la varianza

$$\sigma = \sqrt{V\{X\}} \quad (\text{A-10})$$

es llamada **desviación estándar**.

Eliminando el paréntesis en la ec. (A-9) y utilizando (A-7) se encuentra la importante expresión

$$V\{X\} = \langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2 \quad (\text{A-11})$$

o

$$V\{X\} = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 p(x) dx - \langle X \rangle^2. \quad (\text{A-12})$$

Si A es constante, entonces

$$V\{AX\} = A^2 V\{X\}. \quad (\text{A-13})$$

Si $X_1, X_2, \dots$ son variables aleatorias independientes, entonces

$$V\{X_1 + X_2 + \dots\} = V\{X_1\} + V\{X_2\} + \dots. \quad (\text{A-14})$$

La función característica $\chi(v)$ de una distribución $p(x)$ es

$$\chi(v) = \int_{-\infty}^{\infty} p(x) \exp[ivx] dx . \quad (\text{A-15})$$

Por lo tanto

$$|\chi(-v)| \leq 1; \quad \chi(0) = 1 , \quad (\text{A-16})$$

$$\chi(-v) = \chi^*(v) , \quad (\text{A-17})$$

$$\langle X \rangle = \frac{1}{i} \chi'(0) . \quad (\text{A-18})$$

Funciones densidad de probabilidad

Se detallan a continuación las fdp que se encuentran más frecuentemente en esta tesis junto con algunos parámetros característicos.

Distribución normal o gaussiana

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp \left\{ -\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2} \right\} , \quad (\text{A-19})$$

$$\langle X \rangle = a , \quad (\text{A-20})$$

$$V\{X\} = \sigma^2 , \quad (\text{A-21})$$

$$\chi(v) = \exp \left[iav - \frac{\sigma^2 v^2}{2} \right] . \quad (\text{A-22})$$

Distribución uniforme

$$p(x) = \begin{cases} \frac{1}{b-a} & \text{para } a \leq x < b \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} , \quad (\text{A-23})$$

$$\langle X \rangle = \frac{a+b}{2} , \quad (\text{A-24})$$

$$V\{X\} = \frac{a^2 + ab + b^2}{3} . \quad (\text{A-25})$$

Distribución exponencial

$$f(x) = \begin{cases} \gamma \exp[-\gamma x] & x \geq 0 \\ 0 & x \leq 0 \end{cases} . \quad (\text{A-26})$$

Con $\gamma > 0$

$$\langle X \rangle = \gamma^{-1} , \quad (\text{A-27})$$

$$V\{X\} = \gamma^{-2} , \quad (\text{A-28})$$

$$\chi(x) = \left(1 - \frac{ix}{\gamma}\right)^{-1} . \quad (\text{A-29})$$

Algunas propiedades estadísticas asociadas a dos variables aleatorias

Sean X e Y dos variables aleatorias; entonces

$$P\{x < X < x + dx; y < Y < y + dy\} = p_2(x, y) dx dy , \quad (\text{A-30})$$

donde $p_2(x, y)$ es la densidad de probabilidad bidimensional de las variables aleatorias X e Y . Las dos variables son llamadas independientes si

$$p_2(x, y) = p(x)w(y) , \quad (\text{A-31})$$

donde

$$p(x) = \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x, y) dy \quad (\text{A-32})$$

$$w(y) = \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x, y) dx \quad (\text{A-33})$$

son las fdp unidimensional de X e Y respectivamente.

Si son X e Y dependientes, su fdp no se puede expresar como (A-31) y pueden ser correlacionadas. Su covarianza esta definida como

$$K\{X, Y\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x y p_2(x, y) dx dy - \langle X \rangle \langle Y \rangle \quad (\text{A-34})$$

y su coeficiente de correlación es

$$C_{XY} = \frac{K\{X, Y\}}{\sqrt{V\{X\}V\{Y\}}} = \frac{\langle XY \rangle - \langle X \rangle \langle Y \rangle}{\sigma_X \sigma_Y} . \quad (\text{A-35})$$

$|C|=1$ implica correlación completa (para $C=+1$, X e Y variarán en conformidad y para $C=-1$, en oposición); $C=0$ implica que no hay correlación entre X e Y .

Nótese que independencia es más fuerte que no correlacionada.

La función característica $\chi_2(v_1, v_2)$ de una fdp bidimensional $p_2(x, y)$ esta definida como

$$\chi_2(v_1, v_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x, y) \exp[iv_1 x + iv_2 y] dx dy . \quad (\text{A-36})$$

Si X e Y son independientes, entonces

$$\chi_2(v_1, v_2) = \chi_X(v_1) \chi_Y(v_2) . \quad (\text{A-37})$$

Variables aleatorias conjuntamente normales

Dos variables aleatorias X e Y se dicen conjuntamente normal si su fdp es de la forma

$$p_2(x, y) = A \exp \left[- \left(ax^2 + bxy + cy^2 + dx + ey \right) \right] , \quad (\text{A-38})$$

donde

$$ax^2 + bxy + cy^2 + dx + ey \geq 0 \quad (\text{A-39})$$

para cada x e y . Esta densidad depende de cinco parámetros y puede ser escrito en la forma

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2\sqrt{1-r^2}} \exp \left\{ - \left[\frac{1}{2(1-r^2)} \right] \left[\frac{(x-\langle x \rangle)^2}{\sigma_1^2} - \frac{2r(x-\langle x \rangle)(y-\langle y \rangle)}{\sigma_1\sigma_2} + \frac{(y-\langle y \rangle)^2}{\sigma_2^2} \right] \right\} \quad (\text{A-40})$$

donde $\sigma_1^2 > 0$, $\sigma_2^2 > 0$ y r es el coeficiente de correlación; $|r| < 1$ y si es nulo las variables aleatorias X e Y son independientes.

Las fdp marginales de X e Y son normales y están dadas por

$$f_X(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp \left\{ - \left[\frac{(x-\langle x \rangle)^2}{2\sigma_1^2} \right] \right\} , \quad (\text{A-41})$$

$$f_Y(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_2} \exp \left\{ - \left[\frac{(y - \langle y \rangle)^2}{2\sigma_2^2} \right] \right\} . \quad (\text{A-42})$$

Si $\langle X \rangle = \langle Y \rangle = 0$ se tiene las siguientes relaciones

$$K\{X, Y\} = r\sigma_1\sigma_2 , \quad (\text{A-43})$$

$$\langle X^2 Y^2 \rangle = \sigma_1^2 \sigma_2^2 + 2r^2 \sigma_1^2 \sigma_2^2 . \quad (\text{A-44})$$

Finalmente, si $\langle X \rangle$ y $\langle Y \rangle \neq 0$

$$K\{(X - \langle X \rangle), (Y - \langle Y \rangle)\} = r\sigma_1\sigma_2 . \quad (\text{A-45})$$

Variable aleatoria compleja

Para una variable aleatoria compleja

$$\varepsilon = \text{Re}\varepsilon + i\text{Im}\varepsilon \quad (\text{A-46})$$

se define

$$\langle \varepsilon \rangle = \langle \text{Re}\varepsilon \rangle + i\langle \text{Im}\varepsilon \rangle \quad (\text{A-47})$$

y

$$V\{\varepsilon\} = \langle |\varepsilon - \langle \varepsilon \rangle|^2 \rangle = V\{\text{Re}\varepsilon\} + V\{\text{Im}\varepsilon\} . \quad (\text{A-48})$$

Expresando el valor absoluto utilizando el complejo conjugado se obtiene la importante fórmula

$$V\{\varepsilon\} = \langle \varepsilon \varepsilon^* \rangle - \langle \varepsilon \rangle \langle \varepsilon^* \rangle . \quad (\text{A-49})$$

Apéndice B

Funciones de Bessel

La función de Bessel de primera clase de orden m esta definida como

$$J_m(x) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{s!(m+s)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{m+2s} \quad (\text{B-1})$$

donde

$$(m+s)! = \Gamma(m+s+1) = \int_0^{\infty} \exp[-t] t^{m+s} dt \quad (\text{B-2})$$

tal que (B-1) es válida para m fraccionario. Para m entero

$$J_m(x) = (-1)^m J_{-m}(x) \quad (\text{B-3})$$

A partir de la ec. (B-1) se obtiene

$$J_m(0) = \begin{cases} 1 & \text{para } m = 0 \\ 0 & \text{para } m \neq 0 \text{ y entero} \end{cases} \quad (\text{B-4})$$

y

$$J'_0(x) = -J_1(x) \quad (\text{B-5})$$

Nótese que cuando m es impar (par), $J_m(x)$ es una función impar (par) de x .

A lo largo de este trabajo se han usado las siguientes integrales que involucran a la función de Bessel de orden 0:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{\theta}^{\theta+2\pi} \exp[\pm i x \cos \varphi \pm i y \sin \varphi] d\varphi = J_0(\sqrt{x^2 + y^2}) \quad (\text{B-6})$$

y para $\text{Re } m > 0$

$$\int_0^{\infty} J_0(v\tau) \exp[-m\tau^2] \tau d\tau = \frac{1}{2m} \exp\left[-\frac{v^2}{4m}\right] \quad (\text{B-7})$$

Definición de algunos parámetros de superficie.

Como se ha mencionado en el capítulo 2, los métodos mecánicos de medición de rugosidad registran valores de variaciones de alturas Y_m con respecto a un plano de referencia. Por su naturaleza, estos valores de altura son cantidades discretas registradas en un intervalo de longitud fija L , figura C-1. La longitud del intervalo de medición depende del equipo de medición y del tamaño de la punta del palpador.

Existen muchos parámetros definidos en una superficie que la caracterizan. En este apéndice se definen sólo tres de los más usados. Ellos son

- ✓ R_a : rugosidad promedio o media aritmética de las alturas

$$R_a = \frac{|y_1| + |y_2| + |y_3| + \dots + |y_n|}{n} \quad (C-1)$$

- ✓ R_q : rugosidad cuadrática media. Esta es la que se asocia en esta tesis a la rugosidad σ definida en la ecuación (2-3).

$$R_q = \sqrt{\frac{y_1^2 + y_2^2 + y_3^2 + \dots + y_n^2}{n}} \quad (C-2)$$

- ✓ S_m : la distancia media entre picos (altura positiva) sucedidos de un valle (altura negativa), figura C-2. Este parámetro se lo asocia a la longitud de correlación T .

$$S_m = \frac{S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_n}{n} \quad (C-3)$$

El número n es la cantidad total de mediciones registradas durante la longitud de evaluación.

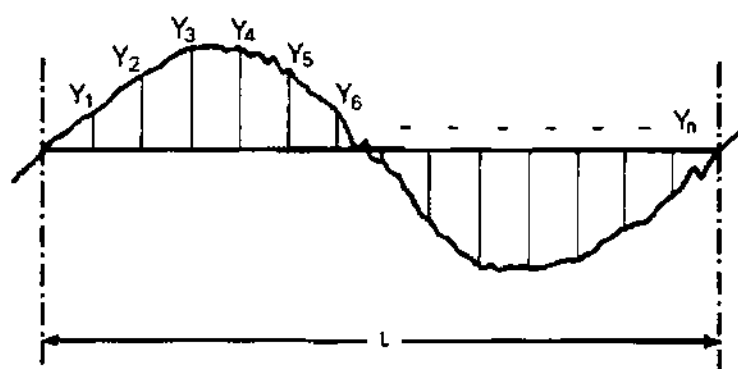


Figura C-1. Mediciones de altura con respecto a un plano medio.

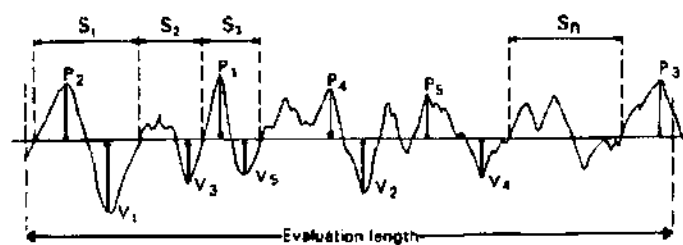


Figura C-2. Mediciones de la distancia entre alturas nulas consecutivas medidas en un plano medio.

Apéndice D

Correlación digital de figuras de speckle

Como la correlación de intensidades de speckle en el plano de observación está relacionada con la rugosidad de la superficie, diferentes métodos fueron utilizados para extraer esta información. En el presente trabajo se utiliza la correlación de intensidades directamente en el plano de observación (Fraunhofer). Se recurre al procesamiento digital de las figuras de speckle registradas mediante una cámara CCD uni- o bidimensional. Para ello se realiza un muestreo de la distribución de intensidad de las figuras de speckle sobre la base de que éstas constituyen procesos aleatorios ergódicos y espacialmente estacionarios. La primera condición (ergodicidad) se satisface tomando un número suficientemente grande de granos de speckle teniendo en cuenta que, por lo menos, se debe hacer un muestreo de cada grano de speckle con un número de muestras dado por el teorema de Nyquist. La segunda condición (estacionariedad), se logra tomando una muestra rugosa de dimensiones tales que, dentro de ella, la intensidad media sea constante.

El valor medio de la intensidad muestreada es simplemente

$$\langle I_j \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} I_{ji} \quad (\text{D-1})$$

La varianza está dada por

$$\sigma_{I_j}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (I_{ji} - \langle I_j \rangle)^2 \quad (\text{D-2})$$

La función autocorrelación muestreada es, figura D-1,

$$\Gamma_I(k) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-k-1} I_i I_{i+k} \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N-1 \quad (\text{D-3})$$

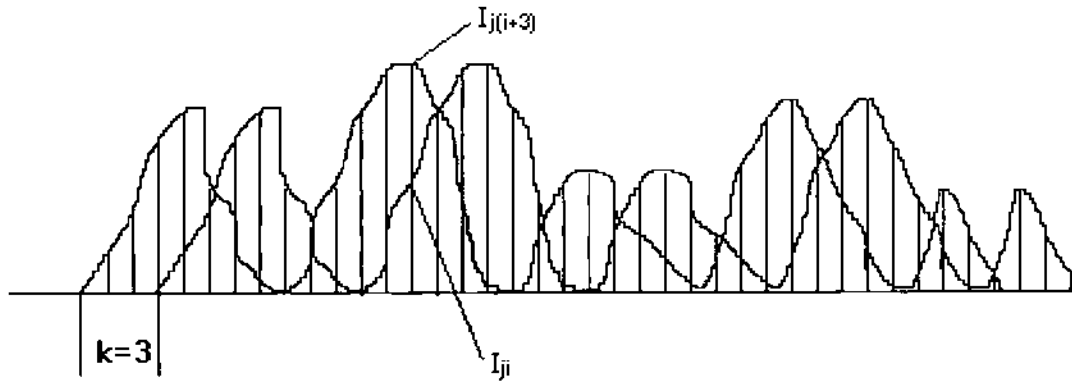


Figura D-1. Muestreo de intensidades.

La correlación cruzada

$$\Gamma_{I_j I_s}(k) = \begin{cases} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-k-1} I_{ji} I_{s(i+k)} & k = 0, 1, \dots, N-1 \\ \frac{1}{N} \sum_{i=k}^{N-1} I_{ji} I_{s(i+k)} & k = -1, -2, \dots, -N+1 \\ 0 & k \geq N \end{cases} \quad (D-4)$$

Se puede demostrar que cuando $N \gg k$, el valor de $\Gamma(k)$ es muy parecido al verdadero valor de la correlación.

Se calcula el valor del coeficiente de correlación definido en función de las fluctuaciones de intensidad $\Delta I = I_j - I_s$

$$\Gamma_{\Delta I_j \Delta I_s}(k) = \begin{cases} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-k-1} (I_{ji} - I_j)(I_{s(i+k)} - I_s) & k = 0, 1, \dots, N-1 \\ \frac{1}{N} \sum_{i=k}^{N-1} (I_{ji} - I_j)(I_{s(i+k)} - I_s) & k = -1, -2, \dots, -N+1 \\ 0 & k \geq N \end{cases} \quad (D-5)$$

entonces,

$$\rho_l(k) = \frac{\Gamma_{\Delta I_j \Delta I_s}}{\sigma_{I_j} \sigma_{I_s}} \quad (D-6)$$

En este caso la medida de la decorrelación que se busca corresponde a la deformación de la misma figura de speckle, luego $k = 0$ (superposición de la misma figura de speckle). Sin embargo, el cálculo del coeficiente de correlación para valores de $k \neq 0$ permite que el algoritmo corrija los posibles corrimientos de la correcta posición del detector.

Bibliografía

- [Aiz91] Aizu Y y Asakura T, *Bio-speckle phenomeno and their applications to the evaluation of blood flow*, Opt. Laser Technol. **23** 205-219 (1991).
- [Apa03] Aparicio R, Ruiz Gale M F, Hogert E N, Landau M R y Gaggioli N G, *A step forward in the study of the electroerosion by optical methods*, Opt. and Las. Eng. **39** 645-661 (2003).
- [Ari98] Arizaga R, Rabal H, Trivi M, Lasquibar C and Amalvy J, *Study of the drying paint by means of dynamic speckle patterns*, 3rd Iberoamerican Optics Meeting and 6th Latin American Meeting on Optics, Lasers, and Their Applications, Cartagena, A. Guzmán, Editor, Proceedings pf SPIE **3572** 315-321 (1998).
- [Bas79] Bass F G y Fuks I M, *Wave Scottering from Statistically Rough Surface*, Pergampn Press, Oxford (1979).
- [Bec63] Beckmann P y Spizzichino A, *The scattering of electromagnetic woves from rough surfaces*, Pergamon Press, Oxford (1963).
- [Bar70] Born M y Wolf E, *Principles of optics*, Pergamon Press, Bath, (1970).
- [Cal99] Calvo-Perez O, Greffet J J and Sentenac A, *Scattering by randomly rough dielectric surfoces and rough dielectric films: influence of the height distribution*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **1** 560-65 (1999).
- [Cha75] Chandley P J and Welford W T, *A re-formulation of some results of P. Beckmann for scottering from rough surfaces*, Opt. Quant. Electron. **7** 393-97 (1975).
- [Cho76] Chandley P J, *Surface roughness meosurements from coherent light scattering*, Opt. Quant. Electron. **8** 323-27 (1976).
- [Cie88] Cielo P G, *Optical techniques for industrial inspection*, Academic Press, San Diego (1988).
- [Cro80] Croce P y Prod'Homme L, *Contribution of immersion technique to light scattering analysis of very rough surfaces*, J. Optics **11** (5) 319-27 (1980).

- [Dai75] Dainty J C, *Laser Speckle and Related Phenomena*, Springer-Verlag, Berlin (1975).
- [Dag80] Dagnall H, *Exploring Surface Texture*, Ed. Rank Taylor Hobson, England (1980).
- [Dav54] Davies H, *The reflection of electromagnetic waves from a rough surface*, Proc. Inst. Elect. Eng. **101** 209 (1954).
- [Enl67] Enloe L H, *Noise-like structure in the image of diffusely reflecting objects in coherent illumination*, Bell Syst. Tech. J. **46** 1479 (1967).
- [Erf78] Erf R K, *Speckle metrology*, Academic Press, New York (1978).
- [Fom98] Fomin N A, *Speckle photography for fluid mechanics measurements*, Springer, Berlin (1998).
- [Fra79] Françon M, *Laser speckle and applications in optics*, Academic Press, New York (1979).
- [Fri04] Fricke-Begemann T y Hinsch K D, *Measurement of random processes at rough surfaces with digital speckle correlation*, J. Opt. Soc. Am. A. **21** (2) 252 (2004).
- [Fuk01] Fuks I M, *Wave diffraction by a rough boundary of an arbitrary plane-layered medium*, Antennas and Propagation, IEEE Transactions on. **49** (4) 630-39 (2001).
- [Gag80] Gaggioli N G and Roblin M L, *Etudes des etats de surface par les proprietes de diffusion a l'infini en lumiere transmise*, Opt. Comm. **32** (2) 209-13 (1980).
- [Gar07] García-Guerrero E, Méndez E R, Escamilla H M, Leskova T A, y Maradudin A A, *Design y fabrication of random phase diffusers for extending the depth of focus*, Opt. Express **15** 910-23 (2007).
- [Gei05] Geipel C y Stephan P, *Experimental investigation of the drying process of automotive base paints*, App. Therm. Eng. **25** (16) 2578-90 (2005).
- [Gol65] Goldfisher L I, *Autocorrelation function and power spectral density of laser-produced speckle pattern*, JOSA **55** 247 (1965).
- [Goo85] Goodman J W, *Statistical Optics*, John Wiley & Sons, New York (1985).
- [Goo07] Goodman J W, *Speckle phenomena in optics*, Roberts and Company, Englewood (2007).
- [Gu04] Gu Z H, Fuks I M y Ciftan M, *Grazing angle enhanced backscattering from a dielectric film on a reflecting metal substrate*, Opt. Eng. **43** (3) 559-67 (2004).

- [Hin92] Hinsch K, *Coherent optical metrology for environmental diagnostics*, Proc. SPIE **1524** 292-313 (1992).
- [Hin00] Hinsch K D, Fricke-Begemann T, Gülker G y Wolff K, *Speckle correlation for the analysis of random processes at rough surfaces*, Opt. and Las. Eng. **33** 87-105 (2000).
- [Hog86] Hogert E N y Gaggioli N G, *Tilting of a diffusing surface determined by the direct observation of its photographically recorded speckle*, J. Opt. **17** 203-7 (1986).
- [Kau98] Kaufmann G H, *Phase Shifting in Speckle Photography*, Opt. and Las. Eng. **29** 117-23 (1998).
- [Lan63] Langmuir R V, *Sparkling spots and random diffraction*, Proc. IEEE **51** 220 (1963).
- [Lef68] Lefrançois M G, *Propriétés statistiques de la lumière diffusée en optique cohérente*, Note Tech. Int. N° EST/DEF/1533, CNET (1968).
- [Leg75] Léger D, Mathieu E y Perrin J C, *Optical surface roughness determination using speckle correlation technique*, Appl. Opt. **14** 872-77 (1975).
- [Mol05] Molinaro S G, *Determinación del índice de refracción de sustancias líquidas*, Tesis de Maestría, I Sabato UNSAM (2005)
- [Nie81] Nieto Vesperinas M y García N, *A detailed study for the scattering of scalar waves from random rough surfaces*, Opt. Acta **28** 1651 (1981).
- [Odo87] O'Donnell K A y Méndez E R, *Experimental study of scattering from characterized random surfaces*, JOSA A **4**, 1194-205 (1987).
- [Ogi91] Ogilvy J A, *Theory of waves scattering from random rough surfaces*, IOP Publishing, Bristol (1991).
- [Oli63] Oliver B M, *Sparkling spots and random diffraction*, Proc. IEEE **51** 220 (1963).
- [Oul89] Oulamara, Tribillon G y Duvernoy J, *Biological activity measurement on botanical specimen surfaces using a temporal decorrelation effect of laser speckle*, J. Mod. Opt. **36** 165-79 (1989).
- [Pap65] Papoulis A, *Probability, Random Variables and Stochastic Processes*, McGraw Hill Kogakusha, Tokio (1965).
- [Per96] Perez Quintián F, Rebollo M A, Hogert E N, Landau M R y Gaggioli N G, *Relationship between speckle correlation and refraction index variation. Application to roughness measurement*, Opt. Eng. **35** (4) 1175 (1996).

- [Rab96] Rabal H, Arizaga R, Cap N, Trivi M, Romero G y Alanis E, *Transient phenomena analysis using dynamic speckle patterns*, Opt. Eng. **35** 57-62 (1996).
- [Reb95] Rebollo M A, *Estudio de superficies rugosas mediante el análisis del valor medio de la intensidad dispersada y la correlación de speckles*, tesis de doctorada, Universidad Nacional de La Plata, (1995).
- [Ric51] Rice S O, *Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces*, Commun. Pure Appl. Math. **4** 351(1951).
- [Rid62] Ridgen J D y Gordon E I, *The granularity of scattered optical maser light*, Proc. IRE **50** 2367 (1962).
- [Ruf87] Ruffing B y Anschutz J, *Surface roughness measurement by 2-D digital correlation of speckle images*, Proc. SPIE **814** 105-12 (1987).
- [Rui04] Ruiz Gale M F, Hogert E N, Landau M R y Gaggioli N G, *Changing surfaces, a theoretical and experimental approach*, J. of Opt. A (Pure and Applied Optics) **6** (2) 187-92 (2004).
- [Sch96] Schirripa Spagnoloy G y Paolettiy D, *laser speckle correlation for monitoring building stones efflorescences*, J. Opt. (Paris) **27** (3) 133-37 (1996).
- [Sch97] Schirripa Spagnolay G, Paolettiy D, Ambrosiniy D y Guattari G, *Electro-optic correlation for in situ diagnostics in mural frescoes*, Pure Appl. Opt. **6** 557-63 (1997).
- [Shu02] Shull P J, *Nondestructive evaluation*, Marcel Dekker, New York (2002).
- [Sir93] Sirohi R S, *Speckle metrology*, Dekker, New York (1993).
- [Sjö04] Sjödaahl M y Larsson L, *Monitoring microstructural material changes in paper through microscopic speckle correlation rate measurements*, Opt. and Las. Eng. **42** 193-201 (2004).
- [Sla96] Slangen P, Berwart L, de Veuster C, Golinval J C y Lion Y, *Digital speckle pattern interferometry (DSPI): A fast procedure to detect and measure vibration mode shapes*, Opt. and Las. Eng. **25** (4-5) 311-21 (1996).
- [Tan94] Tanaka S, Takenaka I y Ohtsuka Y, *Optical Methods in Biomedical and Environmental Sciences*, Ohtzu H and Komatsu S Eds., Elsevier, Amsterdam (1994).
- [Tex61] Texereau J, *El telescopio del aficionado*, EUDEBA, Buenos Aires (1961).
- [Tay95] Tay C J, Toh S L, Shang H M y Zhang J, *Whole-field determination of surface roughness by speckle correlation*, App. Opt. **34** (13) 2324-35 (1995).

- [Tho99] Thomas T R, *Rough Surfaces*, Imperial College Press, Singapore (1999).
- [Vio06] Viotti M R, Dolinko A E, Galizzi G E y Kaufmann G H, *A portable digital speckle pattern interferometry device to measure residual stresses using the hole drilling technique*, Opt. and Las. Eng. **44** (10) 1052-66 (2006).
- [Wel77] Welford W T, *Optical estimation of statistics of surface roughness from light scattering measurements*, Opt. Quant. Electron. **9** 269-87 (1977).
- [Wel80] Welford W T, *Laser speckle and surface roughness*, Contemp. Phys. **21** (4) 401-12 (1980).
- [Whi97] Whitehouse D. J, *Surfaces metrology*, Meas. Sci. Technol. **8** 955-72 (1997).
- [Whi04] Whitehouse D. J, *Surfaces and their measurement*, Butterworth Heinemann, Eastbourne (2004).
- [Yam03] Yamaguchi I, *Holography, speckle, and computers*, Opt. Las. Eng. **39** (4) 411-29 (2003).
- [Zan03] Van der Zanden A J J and Goossens E L J, *The measurement of the diffusion coefficient and the sorption isotherm of water in paint films*, Chem. Eng. Sci. **58** (8) 1521-30 (2003).

Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer a la Dra. Elsa Hogert y al Dr. Néstor Gaggioli por aceptar ser mis directores. Sus sugerencias, comentarios y discusiones han sido siempre muy útiles e inspiradores. Les agradezco la confianza y libertad que me han brindado para desarrollar esta tesis. Me han guiado con disciplina y buen humor, generando un óptimo ambiente de trabajo.

Le agradezco también a la Lic. Mónica Landau por su compañerismo y su buen humor.

No quiero dejar de mencionar a mis compañeros de división: Dra. Marta Ruch, Lic. Cristina Spinoza, Lic. Horacio Mendonça, Lic. Javier Fava y Sr. José Marengo que me han auxiliado cada vez que lo necesité. En especial le agradezco a la Dra. Ruch su asistencia en el idioma inglés y sus fructíferas discusiones de gramática y redacción.

Agradezco al Lic. Alberto Pastorini haberme dado la posibilidad de trabajar en la U. A. de Ensayos No Destructivos y Estructurales de la CNEA y al personal de esta U. A. que me brindó sus servicios en la preparación de componentes del dispositivo experimental.

Me ha ayudado generosamente en la preparación de algunas muestras el Dr. Edgardo Cabanillas a quien también le agradezco su tiempo.

Agradezco al Estado Argentino que, desde mi carrera de grado en la Universidad de Buenos Aires, me dio la posibilidad de estudiar y realizar el doctorado en la Universidad de General San Martín y en la Comisión Nacional de Energía Atómica, y, por supuesto, al Instituto de Tecnología J. Sabato.

Gracias al jurado por aceptar evaluar esta tesis.

Gracias a mis padres que me han apoyado en la primera etapa de mi carrera.

Agradezco a mi marido toda su confianza y apoyo.

Datos del autor

Datos personales

Nombre	María Fernanda Ruiz Gale
Dirección	Alem 2972, Dto 5, Castelar, Buenos Aires.
Fecha de nacimiento	30 de septiembre de 1968
Lugar de nacimiento	Ciudad de Buenos Aires
Nacionalidad	Argentina
Correo electrónico	ruizmf@cnea.gov.ar

Educación

Primaria	San Judas Tadeo de Ituzaingó
Secundaria	Bachillerato Humanista en Inmaculada de Castelar
Universitaria	Licenciada en Ciencias Físicas en Universidad de Buenos Aires. Título de Tesis: Estudio de la electroerosión mediante el análisis de la luz dispersada

Trabajo profesional

1995-1997	Técnico de laboratorio, Cia. Química Suttley
1997-2000	Beca clase A-2 de la Comisión Nacional de Energía Atómica
2000-2004	Beca clase A-1 de la Comisión Nacional de Energía Atómica
2004- hasta la fecha	Investigador profesional de la Comisión Nacional de Energía Atómica.

Publicaciones

2007	<i>Apparent and real roughness</i> , M. .F Ruiz Gale, E. N. Hogert y N. G. Gaggioli, Opt. and Las. Eng. 45 (9) 947-52
2004	<i>Changing surfaces, o theoretical and experimental approach</i> , M. F.

	Ruiz Gale, E. N. Hogert, M. R. Landau, and N. G. Gaggioli, J. of Opt. A (Pure and Applied Optics) 6 (2) 187- 92.
2003	<i>Light scattering analysis, an NDT optical method for studying the electroerosion phenomenon</i> , E. N. Hogert, M. R. Landau, R. Aparicio, M. F. Ruiz Gale and N. G. Gaggioli, Insight 45 (4) 263.
2003	<i>A step forward in the study of the electroerosion by optical methods</i> ,. R. Aparicio, M. F. Ruiz Gale, E. N. Hogert, M. R. Landau, Y N. G. Gaggioli, Op. Las. Eng. 39 645-61.
2001	<i>Study of electroerosion process by the analysis of speckle correlation</i> , E. N. Hogert, M. R. Landau, M. F. Ruiz Gale, J. Marengo, D. Soga, R. Dias Paiva, M. Muramatsu and N. G. Gaggioli, Insight 43 235-40.
2001	<i>Smoothness of Ablation on Acrylic by Four Different Excimer Lasers</i> , C. Argento, G. Valenzuela, H. Huck, G. Cremona, M. J. Cosentino, M. F. Ruiz Gale, Journal of Refractive Surgery 17 (1) 43-5.
Proceedings	25 publicaciones en congresos nacionales e internacionales
Informes técnicos	16 informes técnicos registrados en la UA ENDE de la Comisión Nacional de Energía Atómica.

Formación de recursos humanos

2004	Co-dirección de una (1) Tesis de Maestría en Ciencia y Tecnología, mención Materiales, del Instituto de Tecnología Sabato
2004-hasta la fecha	Carrera de especialización en END, Instituto de Tecnología J. A. Sabato
1993	Facultad de Arquitectura y Urbanismo, Universidad de Buenos Aires, Curso de verano de Física 1 para la carrera de Diseño Industrial
1993	E.N.E.T. Nro. 1 de Ituzaingó