



**INSTITUTO DE
TECNOLOGIA**

PROF. JORGE A. SABATO

**UNIVERSIDAD NACIONAL
DE GENERAL SAN MARTIN
COMISION NACIONAL
DE ENERGIA ATOMICA**

**MAESTRIA EN
CIENCIA Y
TECNOLOGIA
DE MATERIALES**

ESTUDIO Y DESARROLLO DE UN NUEVO MÉTODO PARA ESTUDIAR ROCAS POROSAS

Daniel Valdivia

UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTIN
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
"Prof. Jorge A. Sabato"

Estudio y desarrollo de un nuevo método para estudiar rocas porosas (*)

por Ing. Daniel Valdivia

Director

Dr. Néstor G. Gaggioli
Dra. María Aurora Rebollo

(*) Tesis para optar al título de *Magister en Ciencia y Tecnología de Materiales*

República Argentina

1998

TABLA DE CONTENIDO

INTRODUCCION	3
CAPITULO I - RUGOSIDAD DE UNA SUPERFICIE, GENERALIDADES	5
DESCRIPCION DE UNA SUPERFICIE RUGOSA.....	5
PARÁMETROS PARA DESCRIBIR UNA SUPERFICIE RUGOSA.....	6
MÉTODOS PARA MEDIR RUGOSIDAD	7
MÉTODOS MECÁNICOS	8
MÉTODOS ÓPTICOS.....	8
CAPITULO II - DISPERSION DE ONDAS ELECTROMAGNETICAS POR UNA SUPERFICIE RUGOSA.....	10
INTRODUCCIÓN.....	10
LA ECUACION DE HEMHOLTZ.....	10
TEOREMA DE GREEN.....	11
TEOREMA INTEGRAL DE HELMHOLTZ Y KIRCHOFF	11
LA FORMULACIÓN DE KIRCHOFF	13
CAPITULO III - REFLEXION DISPERSA DE LUZ	16
INTENSIDAD MEDIA.....	16
SPECKLE	21
CAPITULO IV - CORRELACION ANGULAR DE SPECKLES	22
CAPITULO V - CORRELACION DIGITAL DE FIGURAS DE SPECKLE	27
CAPITULO VI - MEDICIONES EXPERIMENTALES DE RUGOSIDAD	29
MÉTODO DE CORRELACIÓN ANGULAR.....	29
DESCRIPCIÓN DEL MÉTODO.....	29
DISPOSITIVO EXPERIMENTAL.....	29
RESULTADOS.....	32
CAPITULO VII - PROPIEDADES FISICAS DE LAS ROCAS DE LOS	33
POROSIDAD	33
PERMEABILIDAD A LOS FLUIDOS ^(60,61,63,64)	36
LEY EMPIRICA DE DARCY	36
SATURACION DE FLUIDOS.....	37
METODO DE DESTILACION.....	37
PREPARACION DE LAS MUESTRAS.....	38
DETERMINACION DE LA RUGOSIDAD DE ROCAS MEDIANTE CORRELACION DE SPECKLES.....	39
MEDICIÓN DE RUGOSIDAD DE ROCAS.....	39
MEDICIÓN DEL TAMAÑO DE PARTÍCULAS.....	42
BIBLIOGRAFIA.....	45

INTRODUCCION

La óptica ha tenido en los últimos años una diversificación que la ha aproximado a numerosas ramas de la ciencia y la técnica.

Tradicionalmente, las aplicaciones técnicas de la óptica eran consideradas como una consecuencia de los principios de la óptica geométrica.

La aparición del láser produjo una revolución. Todos los métodos imaginados pero imposibles de ser puestos en práctica fuera del ámbito del laboratorio se pudieron desarrollar más allá de lo pensado. Se transformó la interferometría, nació la holografía, la metrología de speckles, el filtrado óptico de imágenes. Los láseres fueron progresando poniendo a disposición de los físicos e ingenieros láseres altamente estabilizados, láseres pulsados de alta coherencia y potencia. Por otra parte las telecomunicaciones ópticas se desarrollan alrededor de un nuevo soporte de propagación y nuevos emisores de luz, la fibra óptica y los diodos láser.

En la actualidad la óptica y los láseres son un instrumento imprescindible para el estudio no destructivo ni invasivo de la materia y para el control industrial, ya sea a nivel metrológico o en línea de producción.

En la última década ha habido un aumento notable de métodos de medición e inspección automática para el control de producción, detección de defectos y control de calidad basados en fenómenos relacionados con la luz láser. También es cierto que algunos métodos que se creyeron muy interesantes, no lo resultaron tanto.

Por las razones señaladas, la CNEA decidió encarar, a partir de 1987, algunas líneas de Investigación y Desarrollo vinculadas a las aplicaciones de la óptica y las técnicas láser para el estudio no destructivo de materiales.

A tal efecto se crea el Laboratorio de Optica y Láseres (LOL) del Grupo Investigación Aplicada en Métodos No Destructivos (IAMEND) de la Unidad de Actividad Ensayos No Destructivos y Estructurales (ENDE).

El tema que nos interesa, estudio de la porosidad de rocas mediante el análisis de la luz dispersada cuando se la ilumina con un haz láser, tienen su fundamento en numerosos trabajos realizados en diversos laboratorios del mundo y en particular en aquellos llevados a cabo en el LOL (CNEA), referentes al estudio de superficies mediante la dispersión de luz coherente.

Cuando la luz de un láser incide en una superficie rugosa, ésta dispersa la luz llevando consigo información sobre sus características. Existen dos fenómenos que permiten extraer dicha información: el valor medio de la intensidad dispersada y sus propiedades estadísticas de segundo orden.

En los últimos años se han desarrollado dos métodos para estudiar la rugosidad de una superficie. Uno de ellos, se basa en el estudio de la intensidad media dispersada^(1,2,3,4) y el otro utiliza la correlación de speckles^(5,...,13), ambos han mostrado dar buenos resultados, tanto para estudiar superficies metálicas como dieléctricas, ya sea por reflexión o por transmisión^(5,6,7,10,11,12,13). Este último método, provee un valor de la rugosidad σ prácticamente en tiempo real mientras que el otro provee información sobre el cociente T/σ . Por otra parte, trabajos realizados recientemente^(14,15) han mostrado que aunque la superficie no sea gaussiana, se puede obtener un valor de la rugosidad próximo al real. Colegas de EE.UU. y Japón han logrado relacionar la correlación de speckles con el tamaño de las partículas que conforman un sinterizado⁽¹⁶⁾ así como el tamaño y la concentración de partículas incluidas bajo plástico⁽¹⁷⁾.

Estos trabajos condujeron a intentar relacionar la dispersión de luz (intensidad media y correlación de speckles) con otros parámetros vinculados a una superficie: oxidación⁽¹⁸⁾, superficies variables⁽¹⁹⁾, porosidad^(20,21), corrosión^(22,23), etc. Los resultados preliminares obtenidos permiten afirmar que se ha encontrado un nuevo camino y es necesario explorarlo llevando a cabo trabajos que permitan comprender cabalmente los diferentes fenómenos estudiados para poder, finalmente, desarrollar un prototipo industrial.

El tema que ha motivado el presente trabajo de Maestría se ha limitado al estudio de la relación entre la porosidad y la dispersión de luz.

En lo concerniente al estudio de la correlación entre la rugosidad y la porosidad de rocas, es imprescindible ampliar nuestro estudio con un mayor número de muestras de una misma formación para poder determinar la verdadera correlación entre rugosidad y porosidad pues los trabajos anteriores sólo habían considerado muestras de un sólo testigo de corona. Además, de las discusiones que tuvieron lugar en el **II Workshop sobre Aplicaciones de la Ciencia en la Ingeniería de Petróleo**⁽²⁰⁾, y dados los interesantes resultados obtenidos, algunas empresas petroleras, solicitaron profundizar dicho estudio incluyendo la permeabilidad.

Indudablemente, los resultados obtenidos permiten visualizar la posibilidad de desarrollar un dispositivo para efectuar mediciones en el campo, con ciertas adaptaciones de la técnica utilizada. El método desarrollado es completamente original, aunque tiene ciertos antecedentes en investigaciones anteriores y en las de otros colegas de EE.UU. y de Japón. Es un nuevo método de medición de la porosidad de rocas, no invasivo, confiable y posiblemente más económico que las técnicas tradicionales.

Para conocer los mecanismos físicos en juego y poder evaluar de manera precisa los parámetros mencionados, se realizarán investigaciones que implicarán un notable aporte al estudio de materiales.

Dado que se ha mostrado la posibilidad de evaluar directamente la porosidad y la permeabilidad de la corona, la expectativa es lograr una notable disminución de los costos actuales de ese tipo de medidas. Sin embargo es imprescindible señalar que, dadas las características del método, por el momento sólo se prevén resultados satisfactorios para poros interconectados. No obstante, los resultados que se obtengan, darán una importante información para posteriores investigaciones que podrían conducirnos al conocimiento de la geometría interna, por ejemplo realizando las medidas con ultrasonido de alta frecuencia.

CAPITULO I - RUGOSIDAD DE UNA SUPERFICIE, GENERALIDADES.

DESCRIPCION DE UNA SUPERFICIE RUGOSA

En este capítulo introductorio presentaremos las características de una superficie rugosa, cuales son los parámetros que la describen y cuales son algunos de los métodos utilizados para medirlos.

Se puede definir una superficie como la frontera entre dos medios. Cuando se somete a una superficie a procesos tales como maquinados, pulidos, tratamientos químicos, etc.; aparece sobre ellas, una textura con un relieve (picos y valles). El conocimiento de la topografía y las propiedades estadísticas de esta textura es el objetivo de la investigación sobre superficies. Los defectos que apartan a una superficie de su geometría plana ideal pueden ser clasificados dentro de tres tipos aunque en una forma cualitativa (Figura 1):

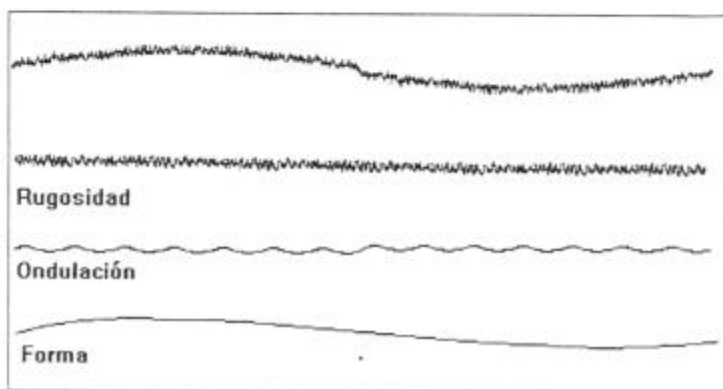


Figura 1

- Rugosidad:** Son las irregularidades inherentes al proceso de producción, dejadas por el agente de maquinado (herramientas de corte, granos de abrasivos, electroerosion, etc.). Son defectos de alta frecuencia.
- Ondulación:** Es un defecto al cual se superpone la rugosidad. Proviene de fallas en las máquinas, vibraciones, o tensiones en el material. Son defectos de baja frecuencia.
- Forma:** No es realmente un defecto de la superficie. Está relacionado con el apartamiento de la medida, el paralelismo o la planitud requerida.

La mayoría de las superficies presenta una combinación de los tres efectos. La presencia de estos "defectos" en una superficie, produce dispersión de luz.

En este trabajo se estudiará la relación entre la *rugosidad* de la superficie y la dispersión de la luz.

Dado que no es posible conocer la rugosidad en forma precisa, la describiremos en términos estadísticos utilizando promedios sobre la superficie. Para ello introducimos primero algunos parámetros estadísticos asociados con la rugosidad, que luego serán usados en la teoría.

PARÁMETROS PARA DESCRIBIR UNA SUPERFICIE RUGOSA

Para describir una superficie rugosa se han definido una gran cantidad de parámetros. Introduciremos aquí los más utilizados.

Los mismos se miden sobre la superficie, a lo largo de una línea recta de longitud L (Figura 2). Esta línea define un nivel medio de la superficie tal que, "áreas" entre la curva que representa un corte de la superficie y dicha línea, queden por encima y por debajo de él en igual cantidad. Esta línea está contenida en el plano medio de la superficie xy y se la define matemáticamente por:

$$\int_0^L h(x) dx = 0 \quad (1-1)$$

donde: $h(x)$ es la altura de la superficie en el punto x , respecto del plano medio ($h(x,y)$ en la descripción bidimensional.)

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

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |h(x)| dx \quad (1-2)$$

Lo que usualmente se conoce como "rugosidad" de la superficie es la dispersión cuadrática media de las alturas σ , o sea:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L h^2(x) dx} \quad (1-3)$$

Las magnitudes definidas en (1-2) y (1-3) son válidas para todo tipo de superficies.

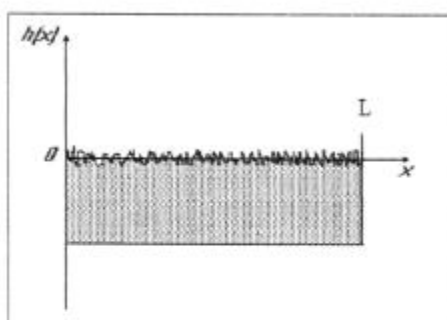


Figura 2

Si la superficie tiene una distribución de alturas $h(x)$ aleatoria, con una densidad de probabilidad $p(h)$, estas magnitudes se pueden escribir como:

$$R_a = \int_{-\infty}^{\infty} |h(x)| p(h) dh \quad (1-4)$$

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) h^*(x) p(h) dh$$

Estos valores nos dan una idea del apartamiento de las alturas respecto de su valor medio.

En el presente trabajo, trataremos con superficies isotrópicas, en las cuales supondremos que la función $h(x,y)$ proviene de un proceso *estacionario*, *ergódico* y *gaussiano*. Por lo tanto, tendrá las mismas propiedades independientemente de la dirección sobre el plano xy .

La hipótesis gaussiana sobre el comportamiento del apartamiento de la superficie, permite decir que la probabilidad de tener la ordenada h , en un punto (x,y) será:

$$p(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{h^2}{2\sigma^2}} \quad (1-5)$$

Si la superficie no es gaussiana la intensidad dispersada se apartará de la expresión teórica que se determinará en el Capítulo II⁽³⁾. Por otra parte la curva de decorrelación de speckles con el ángulo de iluminación se aleja de una gaussiana (Capítulo V)⁽¹⁴⁾. No obstante, el error experimental deja un margen razonable de incerteza en el modelo. Sin embargo, para saber el verdadero sentido de la rugosidad es imprescindible buscar algún otro modelo de superficie.

Cuando la superficie es gaussiana la relación entre σ y R_a es:

$$\sigma = 1.25 R_a \quad (1-6)$$

La magnitud que provee información sobre el tamaño de las irregularidades en la dirección x , se denomina **longitud de correlación** T . Se define a partir de la autocorrelación de las alturas:

$$C(\tau) = \frac{\langle h(x)h(x-\tau) \rangle}{\sigma^2} \quad (1-7)$$

T es la longitud para la cual $C(\tau)$ cae en $1/e$ de su valor para $\tau = 0$.

El significado de $C(\tau)$ es fácil de interpretar si tomamos, por ejemplo, una distribución de alturas con $\langle h(x) \rangle = 0$. Se ve que si τ es pequeña, $h(x)$ y $h(x-\tau)$ tendrán el mismo signo en todos lados, pero si τ es grande podrán tomar valores con signos opuestos. Entonces $C(\tau)$ será mayor cuando τ es pequeña. Cuando τ es mucho mayor que el tamaño de una irregularidad, los productos de $h(x)$ serán igualmente positivos o negativos y el valor medio tenderá a cero. En resumen, las propiedades de $C(\tau)$ son:

$$|C(\tau)| \leq C(0) = 1$$

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} C(\tau) = 0$$

$$C(\tau) = C(-\tau)$$

En nuestras superficies, supondremos que $C(\tau)$ también es gaussiana:

$$C(\tau) = e^{-\frac{\tau^2}{T^2}} \quad (1-8)$$

Para un difusor ideal (ruido blanco) $C(\tau) = \delta(\tau)$.

MÉTODOS PARA MEDIR RUGOSIDAD

Podemos clasificar los métodos de medición en dos grandes grupos: los métodos mecánicos y los métodos ópticos.

MÉTODOS MECÁNICOS

Los métodos mecánicos⁽²⁴⁾ utilizan una punta sensora que se desplaza según una dirección, palpando la superficie en estudio. Las variaciones mecánicas producidas por la superficie son transformadas en variaciones de tensión eléctrica. Éstas son amplificadas y registradas. Un filtrado adecuado permite separar las imperfecciones de altas y bajas frecuencias, es decir, separa las ondulaciones de la rugosidad. La precisión de estos métodos es del orden del 15%. Las limitaciones son:

- El radio de curvatura del extremo de la punta sensora, que provoca un filtrado mecánico pasabajos, recortando las variaciones de alta frecuencia.
- La zona de evaluación, dado que la medición se realiza según una línea de muy corta longitud.
- Las características eléctricas del amplificador, del registrador, y del filtrado utilizado.
- No se pueden detectar las reentrantes (superficies de elementos porosos).

El inconveniente principal de este método es el contacto material entre la punta de palpar y la superficie, que deterioran la muestra. Además, la localización de la medida sobre una línea hace necesario realizar el palpado en diferentes direcciones para obtener, promediando los distintos resultados, un valor adecuado de la rugosidad⁽²⁵⁾.

MÉTODOS ÓPTICOS

Los métodos ópticos, en cambio, presentan la ventaja de no tener contacto material entre la superficie a medir y el instrumento de medida. Pueden proveer información sobre la forma del relieve, métodos de triangulación láser o sobre los parámetros estadísticos de la superficie como los métodos que estudian la luz dispersada. Detallamos a continuación algunos de ellos.

a) microscopio

Permite obtener imágenes de la superficie. Los microscopios utilizados van desde los microscopios ópticos hasta los microscopios de tuneo y permiten obtener mapas topográficos de la superficie. El microscopio interferométrico de contraste de fase o de Nomarski⁽²⁵⁾ es una excelente herramienta para medir rugosidades suaves.

b) Interferométricos

El principio de este método es la interferencia de dos ondas luminosas. Una de ellas se deforma sobre la superficie a estudiar; la otra es una onda de referencia. Se han desarrollado numerosos instrumentos interferométricos de dos o más haces. 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. La separación entre curvas es $\lambda/2$ de la luz incidente. Este método da buenos resultados en aquéllas superficies cuya rugosidad es inferior a la longitud de onda empleada. Tienen una resolución vertical entre $\lambda/10$ y $\lambda/50$ ^(26,27).

c) Métodos Fotométricos

Se basan en el estudio de la luz difundida y reflejada especularmente por una superficie rugosa. Ésta depende de la rugosidad σ y de la longitud de onda λ . Cuanto más rugosa es la superficie más difunde y menos refleja. Este método

permite medir rugosidades hasta de $3\mu\text{m}$, con muy buena precisión^(1,2). Recientemente se ha extendido a la caracterización de transparencias rugosas^(3,4).

d) Métodos de Speckles

Existen numerosos métodos para obtener información de la rugosidad a partir del estudio del speckle. Algunos se basan en el contraste del speckle^(28,29) 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^(5,7). Los métodos que miden la correlación permiten medir rugosidades entre $0.5\mu\text{m}$ y $30\mu\text{m}$, y los que miden el contraste hasta 0.01μ .

En el LOL (CNEA) se han estudiado diversas variantes de los métodos fotométricos y de speckles, algunos de los cuales han sido utilizados en el presente estudio^(6,8,...,13).

e) Triangulación Laser

Este método se basa en el principio de triangulación óptica. Se proyecta un haz láser oblicuamente a la superficie a estudiar. Un sistema óptico asociado con una cámara CCD detecta la mancha luminosa que forma el haz incidente. La diferencia de alturas de la superficie donde se forma la mancha luminosa produce imágenes en distintas zonas del plano imagen. De esta manera se puede realizar una verdadera topografía de la superficie con una precisión del orden de una fracción de micrón^(31,32).

CAPITULO II - DISPERSION DE ONDAS ELECTROMAGNETICAS POR UNA SUPERFICIE RUGOSA

INTRODUCCIÓN

La coherencia de la luz incidente, permite que la luz dispersada lleve información sobre aquello que originó dicha difusión, es decir, la superficie.

Se ha demostrado que existe una relación entre las características estadísticas de la superficie y las propiedades estadísticas del campo dispersado^(33,...,40).

El presente trabajo toma como punto de partida el formalismo desarrollado por Beckmann⁽⁴¹⁾, para la dispersión de ondas electromagnéticas por superficies rugosas perfectamente reflectoras. La teoría se basa en la aproximación escalar de Kirchoff. Los resultados de Beckmann, fueron verificados experimentalmente con bastante detalle, recién en el año 1987 por O'Donnell y Méndez⁽⁴²⁾.

Dentro de los trabajos pioneros relativos a la aproximación escalar, se puede mencionar también a: Rice⁽⁴³⁾, Davies⁽⁴⁴⁾, Nieto Vesperinas y García⁽⁴⁵⁾, etc.

En lo que se refiere a la dispersión de la luz por una superficie rugosa aparecen distintos efectos (speckle, retrodispersión, efecto no refractivo, etc.), algunos de los cuales se explican bien con las teorías escalares y otros necesitan ser tratados vectorialmente. Las teorías escalares son preferibles por ser considerablemente más simples computacional y analíticamente. A pesar de ser modelos distintos, en todos ellos aparecen dos parámetros críticos que son los que determinan, en gran parte, las características de la distribución angular del campo dispersado y también en todos hay que realizar suposiciones acerca de la dependencia de estos parámetros para poder avanzar con los cálculos. El primero es la rugosidad σ definida como la raíz cuadrada de la desviación cuadrática media de las alturas con respecto a su valor medio, y el otro, es la longitud de correlación T que se puede definir de manera aproximada como la distancia entre dos puntos para la cual sus alturas son independientes.

En el capítulo siguiente se desarrollará la teoría de la dispersión de ondas electromagnéticas por una superficie rugosa cuando ésta refleja la luz incidente.

Para comprender este problema, repasaremos brevemente el tratamiento de Kirchoff para la difracción⁽⁴⁶⁾.

LA ECUACION DE HEMHOLTZ

Sea el campo eléctrico en un punto cualquiera $\mathbf{P}$ y para un tiempo t , representado por la función escalar $\epsilon(\mathbf{P}, t)$. Para una onda monocromática resulta:

$$\epsilon(\mathbf{P}, t) = \text{Re}[E(\mathbf{P}) e^{-i\omega t}] \quad (2-1)$$

donde

$$E(\mathbf{P}) = E(\mathbf{P}) e^{i\phi(\mathbf{P})} \quad (2-2)$$

$\epsilon(\mathbf{P}, t)$ representa la componente eléctrica de una onda electromagnética, luego debe satisfacer la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \epsilon - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial t^2} = 0 \quad (2-3)$$

en cada punto libre de fuentes de un medio de índice de refracción n .

Como la dependencia temporal se conoce a priori, la función compleja $E(P)$, sirve como una descripción adecuada del campo, de manera que a partir de ahora omitiremos la parte temporal. Si sustituimos (2-1) en (2-3), se obtiene que $E(P)$ debe satisfacer la ecuación independiente del tiempo

$$(\nabla^2 + k^2)E(P) = 0 \quad (2-4)$$

donde k es el número de onda dado por:

$$k = \frac{w}{c} = 2\pi \frac{\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

La relación (2-4), se conoce como ecuación de Helmholtz.

TEOREMA DE GREEN

El cálculo de $E(P)$ en un punto de observación cualquiera puede llevarse a cabo con la ayuda del teorema de Green, que se puede enunciar de la manera siguiente: Sea $U(P)$ y $G(P)$ dos funciones complejas de la posición, y sea S la superficie cerrada que rodea un volumen V . Si U , G y sus derivadas parciales primera y segunda son monovaluadas y continuas sobre S , entonces

$$\iiint_V (G \nabla^2 U - U \nabla^2 G) dV = \iint_S \left(G \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS \quad (2-5)$$

donde $\partial/\partial n$ significa la derivada parcial en la dirección normal (hacia afuera) de la superficie. Este teorema es, en muchos aspectos, el fundamento de la teoría de difracción escalar. Falta aún elegir adecuadamente la llamada función de Green G y la superficie cerrada S para aplicarla al problema que nos interesa.

TEOREMA INTEGRAL DE HELMHOLTZ Y KIRCHOFF

Sea P_0 un punto de observación y S una superficie que lo rodea y que incluye a la superficie rugosa de la manera que se muestra en la Figura 3.

El problema consiste en expresar $E(P_0)$ en término de los valores que toma $E(P)$ en la superficie. Para hacerlo, se elige como función de Green una onda esférica divergente de amplitud unitaria, centrada en el punto P_0 . El valor de G en un punto arbitrario Q es entonces,

$$G(Q) = \frac{e^{ikr_{pq}}}{r_{pq}} \quad (2-6)$$

donde r_{pq} es la longitud del vector $\vec{r}_{pq}$ que apunta de P_0 a Q .

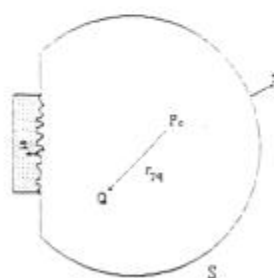


Figura 3

Para que sea legítima la aplicación del teorema de Green, se debe excluir la discontinuidad de la función G en el punto P_0 . Una forma de hacerlo, es insertando una pequeña superficie esférica S_δ , de radio δ , alrededor del punto P_0 . Se aplica entonces, el teorema de Green en el volumen V' que está encerrado por la superficie $S' = S + S_\delta$, como se ve en la Figura 4.

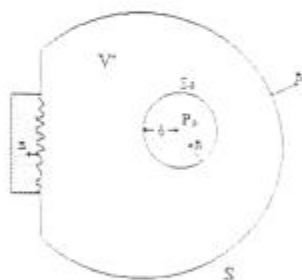


Figura 4

Dentro de V' , la función de Green satisface la ecuación de Helmholtz

$$(\nabla_q^2 + k^2)G = 0 \quad (2-7)$$

en donde el subíndice q en el operador ∇^2 se agregó para aclarar que actúa sobre las coordenadas de Q .

Si en el teorema de Green se toma U como el campo E , y además se sustituye (2-4) y (2-7) se encuentra que

$$\iiint_{V'} (G \nabla^2 U - U \nabla^2 G) dV = \iiint_{V'} (G U k^2 - U G k^2) = 0 \quad (2-8)$$

con lo que el teorema se reduce a

$$\iint_S (G \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial G}{\partial n}) dS = 0$$

o, dado que $S' = S + S_\delta$

$$\iint_{S_\delta} (G \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial G}{\partial n}) dS + \iint_S (G \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial G}{\partial n}) dS = 0 \quad (2-9)$$

Si se evalúa la derivada normal de G , queda

$$\frac{\partial G(Q)}{\partial n} = \bar{\nabla}_q G \cdot \bar{n} = G(ik - \frac{1}{r_{pq}})(\frac{\bar{r}_{pq}}{r_{pq}} \cdot \bar{n}) \quad (2-10)$$

Para Q sobre la superficie S_δ , $\frac{\bar{r}_{pq}}{r_{pq}} \cdot \bar{n} = -1$ y se obtiene

$$G(Q) = \frac{e^{ik\delta}}{\delta} \quad \text{y} \quad \frac{\partial G(Q)}{\partial n} = \frac{e^{ik\delta}}{\delta} (\frac{1}{\delta} - ik)$$

Haciendo δ arbitrariamente chico y utilizando la continuidad de E y de sus derivadas en P_0 , podemos escribir

$$-\iint_S \left(G \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS = 4\pi\delta^2 \left[\frac{e^{ik\delta}}{\delta} \frac{\partial E(P_0)}{\partial n} - E(P_0) \frac{e^{ik\delta}}{\delta} \left(\frac{1}{\delta} - ik \right) \right]_{\delta \rightarrow 0} = -4\pi E(P_0)$$

Sustituyendo esto en (2-9) tenemos

$$E(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{e^{ikr_{pq}}}{r_{pq}} \frac{\partial E}{\partial n} - E(P_0) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikr_{pq}}}{r_{pq}} \right) \right] dS \quad (2-11)$$

Este resultado se conoce como teorema integral de Helmholtz y Kirchoff o simplemente integral de Helmholtz.

LA FORMULACIÓN DE KIRCHOFF

Para encontrar el campo en un punto P_0 aplicamos el teorema integral de Helmholtz y Kirchoff (2-11), siendo cuidadosos para elegir la superficie de integración.

Siguiendo a Kirchoff, la superficie que elegimos consiste en la suma de una superficie esférica S_E de radio R , centrada en el punto de observación P_0 , más una superficie plana S_P , más la superficie del difusor S_D , como muestra la Figura 5. Aplicando (2-11) se tiene

$$E(P_0) = \frac{1}{4\pi} \iint (G \frac{\partial E}{\partial n} - E \frac{\partial G}{\partial n}) dS \quad (2-12)$$

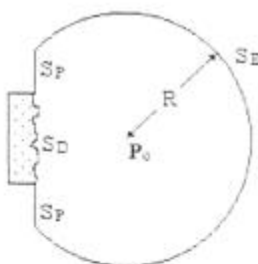


Figura 5

Sobre S_E se tiene

$$G = \frac{e^{ikR}}{R} \quad \text{y} \quad \frac{\partial G}{\partial n} = \frac{e^{ikR}}{R} \left(ik - \frac{1}{R} \right)$$

para R muy grande

$$\frac{\partial G}{\partial n} \cong ikG$$

luego, la integral sobre S_E se reduce a

$$\iint_{S_E} \left(G \frac{\partial E}{\partial n} - E ikG \right) dS = \int_{\Omega} G \left(\frac{\partial E}{\partial n} - ikE \right) R^2 d\Omega \quad (2-13)$$

donde Ω es el ángulo sólido subtendido por S_E en P_0 . Como $|RG|$ está acotado, la integral (2-13) se anulará si se cumple la condición:

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial n} - ik\mathbf{E} \right) = 0 \quad (2-14)$$

para todos los ángulos; esto se conoce como la condición de radiación de Sommerfeld y se satisface si $\mathbf{E}$ cae por lo menos tan rápido como una onda esférica divergente. Ya que la fuente que ilumina el difusor consiste en una onda esférica o en una combinación lineal de ondas esféricas, la condición de Sommerfeld se satisface siempre en la práctica y tenemos por lo tanto:

$$\mathbf{E}(\mathbf{P}_o) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_D} \left(G \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial n} - \mathbf{E} \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS \quad (2-15)$$

Si la superficie que llamamos S_P consiste en una pantalla opaca, es razonable pensar que la mayoría de las contribuciones de la integral (2-15) proviene de la superficie iluminada S_D del difusor. De acuerdo a esto vamos a usar las siguientes suposiciones (que son equivalentes a las adoptadas por Kirchhoff en su teoría de la difracción):

- Las distribuciones de $\mathbf{E}$ y $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial n}$ sobre la superficie S_D son las mismas que las que habría si no hubiera ninguna pantalla sobre S_P .
- Sobre S_P el campo $\mathbf{E}$ y su derivada $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial n}$ son nulos.

Estas suposiciones se conocen como las condiciones de contorno de Kirchhoff. La primera nos permite especificar el campo sobre el difusor despreciando la presencia de la pantalla. La segunda nos permite limitar la superficie de integración a S_D y nos queda

$$\mathbf{E}(\mathbf{P}_o) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_D} \left(G \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial n} - \mathbf{E} \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS \quad (2-16)$$

En el caso de un difusor S_D , como se vio anteriormente, es una función aleatoria. Es importante destacar que las condiciones de contorno de Kirchhoff simplifican el problema considerablemente pero son inconsistentes; las dificultades provienen de imponer condiciones de contorno sobre el campo y su derivada. Es sabido de la teoría de potencial que si una función bidimensional y su derivada normal se anulan sobre algún elemento de curva, entonces la función debe ser nula en todo el plano. De la misma manera, si la ecuación de onda tridimensional se anula sobre algún elemento de superficie, debe anularse en todo el espacio. Otra forma de ver la inconsistencia es el hecho que la teoría falla al reproducir las condiciones de contorno a medida que el punto de observación se acerca a la abertura (en nuestro caso S_D) o la pantalla S_P .

A pesar de estas contradicciones, los resultados de Kirchhoff en la mayoría de los casos concuerdan sorprendentemente bien con los experimentos. Las inconsistencias de la teoría de Kirchhoff fueron removidas por Sommerfeld quien eliminó la imposición de condiciones de contorno sobre el campo y su derivada normal simultáneamente. El hecho de que una teoría sea autoconsistente no implica que pueda predecir resultados más exactos que otra que no lo sea. La comparación de la

exactitud de las teorías de Kirchoff y Sommerfeld es todavía un tema de investigación.

CAPITULO III - REFLEXION DISPERSA DE LUZ POR UNA SUPERFICIE RUGOSA

INTENSIDAD MEDIA.

En este párrafo, se desarrollará la teoría de dispersión de ondas luminosas por una superficie rugosa para el caso que nos interesa: cuando la luz es reflejada por la misma.

Se seguirá el tratamiento realizado por Beckmann⁽⁴¹⁾. Los resultados a los que se llegará constituyen el fundamento de las experiencias que se presentan en este trabajo. Para resolver este problema, nos basaremos en el tratamiento de Kirchhoff para la difracción que ya hemos visto.

La superficie a estudiar será descrita por $h(x,y)$, donde h es la desviación desde un plano medio xy . Se considerará que h es una función aleatoria de las coordenadas x,y cuyas características estadísticas fueron introducidas en el Capítulo I.

Sobre esta superficie, incide una onda electromagnética plana. Su dirección de propagación está dada por el vector de onda k_1 , cuyo módulo es $k_1=2\pi/\lambda$, con λ la longitud de onda de la luz incidente. k_1 se encuentra en el plano xz del sistema de coordenadas (Figura 6). El ángulo entre k_1 y el eje z es θ_1 .

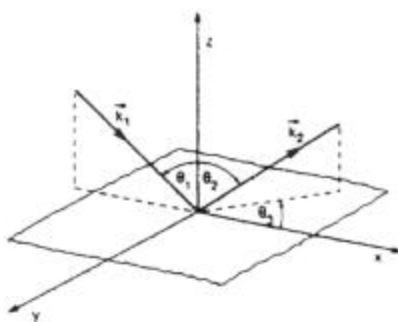


Figura 6

Suponemos la onda incidente linealmente polarizada y armónica plana, luego podemos expresar su amplitud como:

$$E_1 = E_0 e^{i(k_1 \cdot r - \omega t)}$$

ω es la frecuencia angular, pero de aquí en adelante no se considerará la dependencia temporal por las mismas razones que expresamos antes; $r = x x_0 + y y_0 + z z_0$ y para un punto sobre la superficie: $r = x x_0 + y y_0 + h(x,y) z_0$

El problema es encontrar el campo en una dirección arbitraria θ_2, θ_3 , lejos de la superficie dispersora, en la región de Fraunhofer.

Suponemos que la superficie es punto a punto, perfectamente reflectora y que el coeficiente de reflexión es constante e igual a la unidad sobre toda la superficie. Esto último es independiente del ángulo entre la dirección incidente y la normal a la superficie.

No tendremos en cuenta efectos de sombra ni dispersiones múltiples y supondremos que las irregularidades de la superficie son mucho mayores que la longitud de onda de la radiación incidente.

Estas condiciones nos permiten utilizar el método de Kirchhoff⁽⁴²⁾.

Sea $\mathbf{k}_2$ el vector de propagación en la dirección θ_2, θ_3 con $k_2 = k_1 = k$. Se puede resolver el teorema integral de Kirchoff, para un punto P lejos del difusor con la función de Green

$$G(Q) = \frac{e^{ikr_{pq}}}{r_{pq}}$$

en la cual: Q , es un punto sobre la superficie y r_{pq} es la longitud del vector que une P con Q . Entonces en la Figura 7 se ve que;

$$k_2 r_{pq} = k_2 R_0 - k_2 \cdot \mathbf{r} \quad (3-1)$$

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

$$G \cong \frac{e^{ik_2 R_0 - ik_2 \cdot \mathbf{r}}}{R_0} \quad (3-2)$$

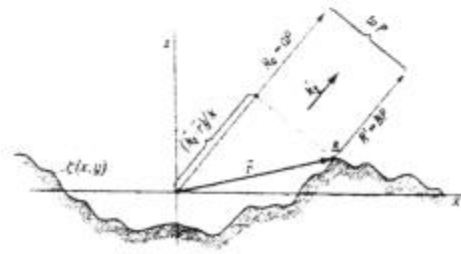


Figura 7

Para poder calcular la integral de Helmholtz⁽⁴²⁾, es necesario conocer el campo y su derivada normal sobre la superficie, lo cual es imposible. Consideraremos, que el campo en cada punto de la superficie corresponde al que estaría presente sobre el plano tangente en cada 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:

$$(\mathbf{E})_s = (1 + R) \mathbf{E}_i \quad \text{y} \quad \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \mathbf{n}} \right)_s = (1 - R) \mathbf{E}_i \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{n} \quad (3-3)$$

R es el coeficiente de reflexión y $\mathbf{n}$ es el vector normal a la superficie en el punto (x,y) (Figura 8)

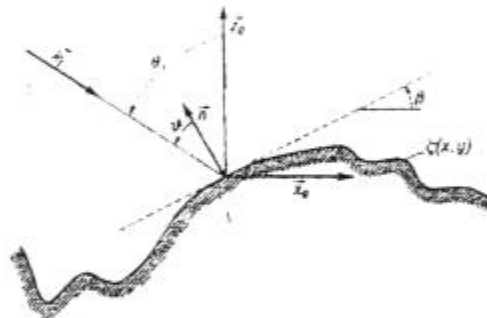


Figura 8

Para simplificar los cálculos suponemos primero una superficie unidimensional: $\mathbf{h}(\mathbf{x},y) = \mathbf{h}(\mathbf{x})$. Reemplazando (3-1) y (3-2) en (2-16), se tiene que el campo en la dirección θ_2 es:

$$E_2 = \frac{i e^{ikR_0}}{4\pi R_0} \int (R \mathbf{v} - \mathbf{p}) \cdot \mathbf{n} e^{i \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}} dS \quad (3-4)$$

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

$\mathbf{v} = (v_x, v_z) = [k(\sin\theta_1 - \sin\theta_2), -k(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)]$, $\mathbf{p} = (p_x, p_z) = [k(\sin\theta_1 + \sin\theta_2), k(\cos\theta_2 - \cos\theta_1)]$, $\mathbf{n} = (n_x, n_z) = (-\sin\beta, \cos\beta)$, $\mathbf{r} = (x, h(x))$, $dS = \sec\beta dx$, $\tan\beta = h'(x)$

si la extensión de la superficie es finita: $-L < x < L$ (Esto es equivalente a poner una función pupila $P(x)$) entonces:

$$E_2 = \frac{i k e^{ikR_0}}{4\pi R_0} \int_{-L}^L (a h' - b) e^{i v_x x + i v_z h} dx \quad (3-5)$$

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

mos: $A_0 = \frac{i k e^{ikR_0}}{4\pi R_0}$

La integral en (3-5) puede resolverse fácilmente en el caso en que a y b sean independientes de x , como sucede en un medio perfectamente conductor. Suponiendo además que $L \gg \lambda$ la solución general unidimensional puede escribirse como:

$$E_2(\theta_1, \theta_2) = \pm K_{2R}(\theta_1, \theta_2) \int_{-L}^L e^{i \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}} dx \quad (3-6)$$

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

donde $\pm$ corresponde a las direcciones de polarización paralela y perpendicular al plano de incidencia y $\mathbf{v} \cdot \mathbf{r} = \frac{2\pi}{\lambda} [(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)x - (\cos\theta_1 + \cos\theta_2)h(x)]$

Para el caso tridimensional esta expresión se transforma en:

$$E_2(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = K_{3R}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) \iiint_A e^{i \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}} dx dy \quad (3-7)$$

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

en este caso $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z) = [k(\sin\theta_1 - \sin\theta_2 \cos\theta_3), -k \sin\theta_2 \sin\theta_3, -k(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)]$
y $\mathbf{r} = (x, y, h(x, y))$

Como estamos interesados en calcular la intensidad media dispersada tenemos que evaluar $\langle E_2 E_2^* \rangle$, donde $*$ denota complejo conjugado.

Para el caso unidimensional:

$$\langle E_2 E_2^* \rangle = |K_{2R}|^2 \int_{-L}^L \int_{-L}^L e^{v_x(x_1 - x_2)} \langle e^{v_z[h(x_1) - h(x_2)]} \rangle dx_1 dx_2 \quad (3-8)$$

y para el caso bidimensional:

$$\langle E_2 E_2^* \rangle = |K_{3R}|^2 \int_{-X}^X \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y \int_{-Y}^Y e^{iv_x(x_1-x_2)+iv_y(y_1-y_2)} \langle e^{i[h(x_1,y_1)-h(x_2,y_2)]} \rangle dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \quad (3-9)$$

donde X e Y son los límites de la pupila de área $A = 2X \cdot 2Y$ y $\langle \rangle$ significa valor medio de "ensemble".

A partir de aquí tendremos en cuenta las características de la superficie que consideraremos estadísticamente rugosa siendo $h(x,y)$ una función aleatoria de la posición (x,y) .

Como vimos en el Capítulo I, h es una variable aleatoria que toma valores z con una densidad de probabilidad $p(z)$. Para resolver el problema, debemos conocer la densidad de probabilidad adjunta $p_2(z_1, z_2)$ donde z_1 y z_2 son los valores que toma h en los puntos (x_1, y_1) y (x_2, y_2) . Podemos suponer que el proceso aleatorio $h(x,y)$ es estacionario, o sea que su densidad de probabilidad adjunta depende sólo de la distancia entre los puntos (x_1, y_1) y (x_2, y_2)

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

La función característica bidimensional asociada con la distribución $p_2(z_1, z_2)$ es:

$$\chi_2(t_1, t_2) = \langle e^{it_1 z_1 + it_2 z_2} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_2(z_1, z_2) e^{it_1 z_1 + it_2 z_2} dz_1 dz_2 \quad (3-10)$$

Escribiendo τ en coordenadas polares:

$$x_1 - x_2 = \tau \cos \varphi ; \quad y_1 - y_2 = \tau \sin \varphi$$

$$\langle E_2 E_2^* \rangle = |K_{3R}|^2 \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} e^{iv_x \tau \cos \varphi + iv_y \tau \sin \varphi} \chi_2(v_x, -v_y) \tau d\tau d\varphi$$

y suponiendo $X, Y \gg$ que la distancia de correlación de $h(x,y)$ obtenemos:

$$\langle E_2 E_2^* \rangle = 2\pi |K_{3R}|^2 \int_0^{\infty} J_0(v_{xy} \tau) \chi_2(v_x, -v_y; \tau) \tau d\tau \quad (3-11)$$

$$\text{donde } v_{xy} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$$

La función característica, asociada con una distribución normal bidimensional de dos variables aleatorias h_1 y h_2 con valor medio 0 y varianza σ^2 es

$$\chi_2(v_x, -v_y) = e^{-v_z^2 \sigma^2 (1-C(\tau))} \quad (3-12)$$

Si como hemos supuesto $C(\tau)$ es Gaussiana entonces:

$$C(\tau) = e^{-\tau^2/T^2}$$

donde T es la distancia de correlación. Desarrollando esta expresión en serie alrededor de $\tau = 0$, (3-12) queda:

$$\chi_2(v_z, -v_z) = e^{-v_z^2 \sigma^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{v_z^{2m} \sigma^{2m}}{m!} e^{-\frac{m}{T^2} \tau^2} \quad (3-13)$$

Reemplazando en la integral de (3-11) se llega a la expresión:

$$\langle E_2 E_2^* \rangle = e^{-g} \left\{ \rho_0^2 + \pi |K_{3R}|^2 T^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m! m} e^{-\frac{v_{xy}^2 T^2}{4m}} \right\} \quad (3-14)$$

con: $v_{xy} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$, $\sqrt{g} = v_z \sigma = \frac{2\pi\sigma}{\lambda} (\cos\theta_1 + \cos\theta_2)$, y $\rho_0 \approx \text{sinc}(v_x X) \text{sinc}(v_y Y)$ que es la transformada de Fourier de la función autocorrelación de la pupila para un diafragma rectangular.

La serie infinita de la expresión (3-14) representa la parte difundida de la luz. El primer término que desaparece en todo el espacio salvo en las vecindades de la dirección especular es la componente especular (coherente) de la dispersión.

En general, el campo dispersado está compuesto por ambas partes. Cuando $g \rightarrow 0$, la componente especular es la dominante, cuando $g \gg 1$, domina la componente difusiva.

En las aplicaciones que nosotros veremos en este trabajo, la rugosidad de la superficie (σ/λ) es grande con lo que $g \gg 1$, entonces la expresión (2-26), se puede integrar directamente y se obtiene:

$$\langle E_2 E_2^* \rangle = \frac{\pi |K_{3R}|^2 T^2}{v_z^2 \sigma^2} \exp\left(-\frac{v_{xy}^2 T^2}{4v_z^2 \sigma^2}\right) \quad g \gg 1 \quad (3-15)$$

En el caso unidimensional esta expresión es:

$$\langle E_2 E_2^* \rangle = \frac{|K_{2R}|^2 2LT\sqrt{\pi}}{v_z \sigma} \exp\left(-\frac{v_x^2 T^2}{4v_z^2 \sigma^2}\right) \quad g \gg 1 \quad (3-16)$$

La distribución angular de la intensidad media dispersada para distintos valores de la relación T/σ se puede ver en la Figura 9.

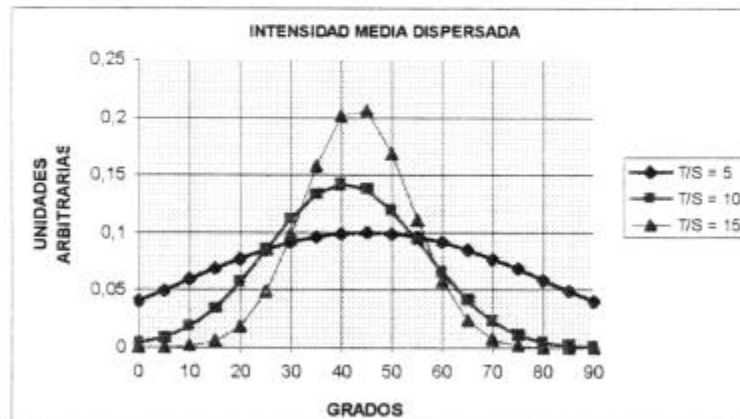


Figura 9

SPECKLE

La utilización del primer láser en 1960 reveló un fenómeno inesperado: los objetos iluminados con él adquieren una apariencia granular. La estructura de esta granularidad (Figura 10) no parece guardar ninguna relación obvia con las propiedades microscópicas del objeto iluminado.

El origen de esta granularidad fue observado por los primeros investigadores en el tema láser^(33.....40). La mayoría de las superficies son extremadamente 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 la superposición de las ondas que provienen de los diferentes elementos microscópicos de la superficie. Las distancias recorridas por estas ondas pueden diferir en varias longitudes de ondas, manteniéndose sin embargo, la coherencia de la onda original. La interferencia de estas ondas desfasadas dá como resultado la figura granular que se conoce como **speckle**.

Dado que si se mueve el punto de observación, las distancias recorridas por las distintas componentes dispersadas cambia, se obtiene un nuevo valor de la intensidad, independiente del anterior. Por lo tanto, la figura de **speckle** consiste en una multitud de pequeñas manchas brillantes y oscuras cuya la interferencia ha sido constructiva o destructiva.

Numerosos investigadores^(46.....49) se han abocado al estudio de las propiedades estadísticas del speckle. Aunque inicialmente se lo enfrentó como un adversario de la holografía tratando de reducir sus problemáticos efectos (semejantes al ruido en una señal), a lo largo del tiempo se le han encontrado innumerables aplicaciones, a tal punto que se ha convertido en una nueva rama de la óptica.

El speckle tiene una categoría especial entre los fenómenos de ruido, porque no es en realidad un ruido, sino información no deseada. Dicha información, debidamente procesada, permite conocer muchas propiedades de la superficie iluminada, como por ejemplo la rugosidad, longitud de correlación, deformaciones, desplazamientos, rotaciones, tensiones, vibraciones, etc.

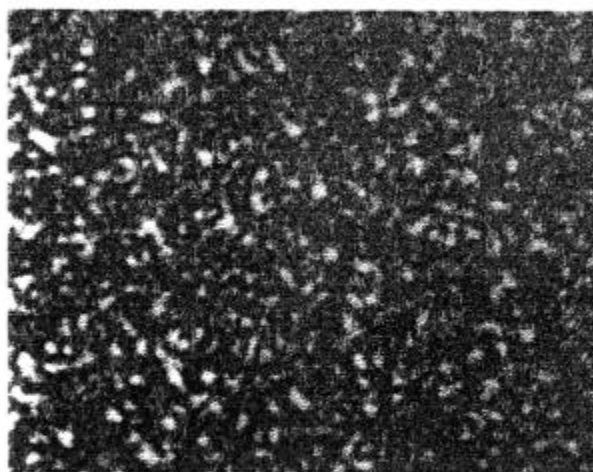


Figura 10

CAPITULO IV - CORRELACION ANGULAR DE SPECKLES

En este capítulo, se estudia la correlación angular de speckles. En particular, la correlación de intensidades en el plano de observación y su relación con la rugosidad de la superficie difusora.

Para el caso de superficies perfectamente reflectoras nos basamos en la teoría de Beckmann⁽⁴¹⁾, en los trabajos de Leger^(5,52), y en la teoría unificada para correlación espectral y angular desarrollada por B. Ruffing^(53,54). Como el dispositivo experimental utilizado tiene una geometría diferente, se estudia la correlación en estas nuevas condiciones siguiendo los trabajos realizados en el Laboratorio de Optica y Laser^(8,....,13).

En el capítulo anterior se ha visto que, cuando se ilumina a una superficie rugosa con un haz laser, la luz reflejada tiene un aspecto granular denominado speckle. Cuando la superficie es bastante rugosa y está formada por una gran cantidad de dispersores independientes, la amplitud del campo complejo, como ya se ha visto, obedece a una estadística circular gaussiana. En este caso, se tendrá una componente especular despreciable y la figura de speckle se dice que está "completamente desarrollada". Cuando el ángulo de iluminación varía ligeramente, esta figura, no solo se desplaza angularmente, sino que los granos de speckle, sufren una deformación. Una medida de esa deformación se obtiene comparando los patrones de speckles antes y después de haber variado el ángulo de iluminación mediante una operación de correlación.

Como los detectores no son lineales, nuestro objetivo será calcular la correlación de intensidades y determinar su relación con la rugosidad de la superficie.

Como se ha visto, es posible obtener la correlación de intensidades, a partir de la correlación de amplitudes del campo dispersado. Consideraremos por simplicidad el problema unidimensional. Por lo tanto, partiendo de la expresión para el campo difundido en la dirección θ_2 , cuando se ilumina la superficie bajo un ángulo de incidencia θ_1 :

$$E(\theta_2, \theta_1) = K_{2R} \int_{-L}^L \exp\{i[v_x x + v_z h(x)]\} dx \quad (4-1)$$

Al variar el ángulo de incidencia en $\delta\theta_1$, la amplitud difundida $E(\theta_2 + \delta\theta_2)$ se obtiene reemplazando en (4-1) los ángulos de incidencia y difusión por $\theta_1 + \delta\theta_1$ y $\theta_2 + \delta\theta_2$ respectivamente (Figura 11)

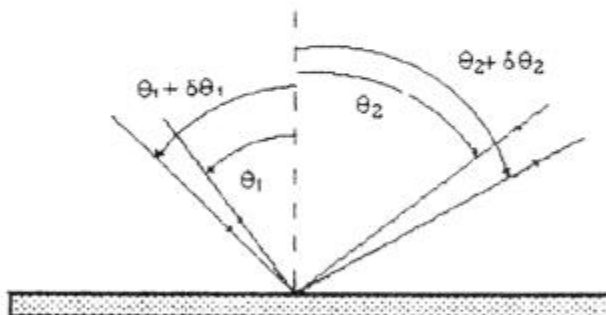


Figura 11

Entonces:

$$E(\theta_2)E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) = |K_{2R}|^2 \int_{-L}^L e^{iv_z h(x_1) + iv_x x_1} dx_1 \int_{-L}^L e^{-iv'_z h(x_2) - iv'_x x_2} dx_2 \quad (4-2)$$

Donde hemos usado x_1 como variable de integración para $E(\theta_2)$ y x_2 como variable de integración para $E(\theta_2 + \delta\theta_2)$ y hemos considerado $K_{2R}(\theta_1, \theta_2) \approx K_{2R}(\theta_1 + \delta\theta_1, \theta_2 + \delta\theta_2)$. Con la notación de los capítulos anteriores se tiene:

$$\begin{aligned} v_x &= k(\sin\theta_1 - \sin\theta_2) & v_z &= k(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) \\ v'_x &= k[\sin(\theta_1 + \delta\theta_1) - \sin(\theta_2 + \delta\theta_2)] & v'_z &= k[\cos(\theta_1 + \delta\theta_1) + \cos(\theta_2 + \delta\theta_2)] \end{aligned}$$

reagrupando en la ecuación (4-2)

$$\begin{aligned} E(\theta_2)E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) &= \\ &= |K_{2R}|^2 \int_{-L}^L \int_{-L}^L e^{i[v_z h(x_1) - v'_z h(x_2)]} e^{i[v_x x_1 - v'_x x_2]} dx_1 dx_2 \end{aligned} \quad (4-3)$$

y considerando que la abertura es suficientemente grande, la hipótesis de ergodicidad permite decir que la media espacial es la misma que la media de "ensemble", luego:

$$\begin{aligned} \langle E(\theta_2)E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle &= \\ &= |K_{2R}|^2 \int_{-L}^L \int_{-L}^L \left\langle e^{i[v_z h(x_1) - v'_z h(x_2)]} \right\rangle e^{i[v_x x_1 - v'_x x_2]} dx_1 dx_2 \end{aligned} \quad (4-4)$$

De (3-10) se tiene que $\left\langle e^{i[v_z h(x_1) - v'_z h(x_2)]} \right\rangle = \chi(v_z, -v'_z)$ es la función característica de la distribución de alturas $p[h(x_1), h(x_2)]$.

Entonces podemos escribir:

$$\langle E(\theta_2)E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = |K_{2R}|^2 \int_{-L}^L \int_{-L}^L \chi(v_z, -v'_z) e^{i[v_x x_1 - v'_x x_2]} dx_1 dx_2 \quad (4-5)$$

Reemplazando $v'_x = v_x + \Delta x$ y realizando el cambio de variable $x_1 - x_2 = \tau$, $x_2 = x$, se tiene

$$\langle E(\theta_2)E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = |K_{2R}|^2 \int_{-L}^L \int_{-L}^L \chi(v_z, -v'_z) e^{iv_x \tau} e^{-i\Delta v_x x} dx d\tau \quad (4-6)$$

e integrando en x

$$\langle E(\theta_2)E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = |K_{2R}|^2 2L \text{sinc}(\Delta v_x L) \int_{-L}^L \chi(v_z, -v'_z) e^{iv_x \tau} d\tau \quad (4-7)$$

Suponemos, como en los capítulos anteriores, una distribución de alturas gaussiana, entonces :

$$\chi(v_z, -v'_z) = e^{\left[-\frac{\sigma^2}{2} [v_z^2 + v'^2_z - 2C(\tau)v_z v'_z] \right]} \quad (4-8)$$

donde σ y $C(\tau)$ son la varianza y la función correlación de las alturas respectivamente.

Entonces:

$$\begin{aligned} \int_{-L}^L \chi(v_z, -v'_z) e^{iv_x \tau} d\tau &= \int_{-L}^L e^{\left[-\frac{\sigma^2}{2} [v_z^2 + v'^2_z - 2C(\tau)v_z v'_z] \right]} e^{iv_x \tau} d\tau = \\ &= e^{-\frac{\sigma^2}{2} (v_z - v'_z)^2} \int_{-L}^L e^{\left[-\frac{\sigma^2}{2} [2v_z v'_z - 2C(\tau)v_z v'_z] \right]} e^{iv_x \tau} d\tau = \\ &= e^{-\frac{\sigma^2}{2} (v_z - v'_z)^2} \int_{-L}^L e^{\left[-\sigma^2 v_z v'_z [1 - C(\tau)] \right]} e^{iv_x \tau} d\tau = \end{aligned}$$

Suponemos también que las superficies en consideración, tienen una función de correlación gaussiana:

$C(\tau) = e^{-\left(\frac{\tau}{T}\right)^2}$ que se puede desarrollar alrededor de $\tau = 0$ $\therefore C(\tau) \cong 1 - \left(\frac{\tau}{T}\right)^2$. Reemplazamos entonces los límites de integración por $\pm\infty$ y llamando $\Delta v_z = v_z - v'_z$ se tiene:

$$\int_{-L}^L \chi(v_z, -v'_z) e^{iv_x \tau} d\tau = e^{-\frac{\sigma^2}{2} (\Delta v_z)^2} \int_{-L}^L e^{\left[-\sigma^2 v_z v'_z \frac{\tau^2}{T^2} \right]} e^{iv_x \tau} d\tau \quad (4-9)$$

Esta última integral está en tablas de modo que obtenemos:

$$\int_{-L}^L \chi(v_z, -v'_z) e^{iv_x \tau} d\tau = e^{-\frac{\sigma^2}{2} (\Delta v_z)^2} \cdot \sqrt{\frac{\pi T^2}{\sigma^2 v_z v'_z}} e^{\left[-\frac{v_x^2 T^2}{4\sigma^2 v_z v'_z} \right]} \quad (4-10)$$

reemplazando (4-10) en (4-7), la correlación de amplitudes queda:

$$\langle E(\theta_2) E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = |K_{2R}|^2 2L \text{sinc}(\Delta v_x L) e^{-\frac{\sigma^2}{2} (\Delta v_z)^2} \cdot \sqrt{\frac{\pi T^2}{\sigma^2 v_z v'_z}} e^{\left[-\frac{v_x^2 T^2}{4\sigma^2 v_z v'_z} \right]}$$

Si normalizamos dividiendo por $\langle I(\theta_2) \rangle$:

$$\langle I(\theta_2) \rangle = \langle E(\theta_2) E^*(\theta_2) \rangle = |K_{2R}|^2 2L \frac{T\sqrt{\pi}}{\sigma v_z} e^{\left[-\frac{v_x^2 T^2}{4\sigma^2 v_z^2} \right]}$$

como $\Delta v_z \ll v_z$ queda:

$$C_E(\theta_2, \theta_2 + \delta\theta_2) = \text{sinc}(\Delta v_x L) e^{\left(-\frac{\sigma^2}{2} \Delta v_z^2 \right)} \quad (4-11)$$

En esta expresión, sólo la exponencial depende de la rugosidad. Para eliminar la dependencia del tamaño del diafragma nos colocamos en una geometría tal que:

$\text{sinc}(\Delta v_x L) = 1 \Rightarrow \Delta v_x = 0 \Rightarrow$

$$\delta\theta_2 = \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2} \delta\theta_1 \quad (4-12)$$

$\delta\theta_2$ es el desplazamiento del speckle debido al cambio $\delta\theta_1$ en la dirección de incidencia.

Entonces la correlación de amplitudes queda:

$$C_E(\theta_2, \theta_2 + \delta\theta_2) = e^{\left(-\frac{\sigma^2}{2} \Delta v_z^2 \right)} = e^{\left[-\frac{\sigma^2}{2} \left[k \frac{\sin(\theta_1 + \theta_2)}{\cos\theta_2} \delta\theta_2 \right]^2 \right]}$$

De la expresión de la autocorrelación de la amplitud compleja y de la intensidad para campos circulares gaussianos⁽⁴⁹⁾, se tiene

$$C_I(\theta_2, \theta_2 + \delta\theta_2) = \langle I(\theta_2) I(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = \langle I(\theta_2) \rangle \langle I(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle + \left| \langle E(\theta_2) E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle \right|^2$$

y recordando que⁽⁵⁴⁾ para la covarianza de dos variables aleatorias se tiene:

$$C_{UV} = \langle (u - \bar{u})(v - \bar{v}) \rangle = C_{UV} - \bar{u}\bar{v}$$

escribimos:

$$\begin{aligned} & \langle [I(\theta_2) - \langle I(\theta_2) \rangle] [I(\theta_2 + \delta\theta_2) - \langle I(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle] \rangle = \\ & = \langle \Delta I(\theta_2) \Delta I(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle = \left| \langle E(\theta_2) E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle \right|^2 \end{aligned}$$

y el **coeficiente de correlación** ρ_I

$$\rho_I = \frac{\langle \Delta I(\theta_2) \Delta I(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle}{\sigma_{I(\theta_2)} \sigma_{I(\theta_2 + \delta\theta_2)}}$$

donde σ_I es la varianza de las intensidades:

$$\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2$$

Si tratamos con speckles completamente desarrollados $\sigma_I = \langle I \rangle$ entonces:

$$\rho_I = \frac{\langle E(\theta_2) E^*(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle^2}{\langle I(\theta_2) \rangle \langle I(\theta_2 + \delta\theta_2) \rangle} = \left(e^{-\frac{\sigma^2}{2} \Delta v_z^2} \right)^2 \quad (4-13)$$

$$\rho_I = e^{-\sigma^2 \left(k \frac{\sin(\theta_1 + \theta_2)}{\cos \theta_2} \delta\theta_2 \right)^2} \quad (4-14)$$

Supongamos ahora que inicialmente se ilumina la superficie bajo una dirección θ_1 , y luego para variar el ángulo de incidencia, en lugar de rotar el haz del láser, se rota la superficie un ángulo $\delta\theta_1$. La figura de speckle, se habrá desplazado un ángulo $\delta\theta_2$ como indica la Figura 11 y un ángulo adicional $\delta\theta_1$ debido a la rotación de la superficie como indica la Figura 12.

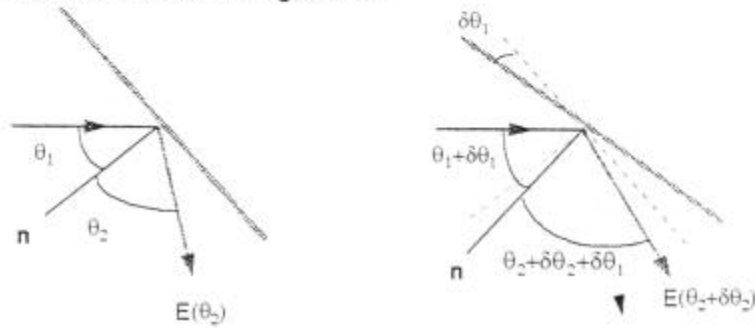


Figura 12

Entonces de (4-12) tenemos

$$\delta\theta_2 = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \delta\theta_1 + \delta\theta_1$$

En nuestra experiencia, registramos la figura de intensidades del speckle en la dirección de reflexión, luego $\theta_2 = \theta_1$ y

$$\delta\theta_2 = 2\delta\theta_1. \quad (4-15)$$

Si ahora escribimos el coeficiente de correlación en función de la variación del ángulo de incidencia $\delta\theta_1 = \delta\theta$, tenemos:

$$\rho_I = e^{-\sigma^2 k^2 (4 \sin \theta \delta\theta)^2} \quad (5-16)$$

CAPITULO V - CORRELACION DIGITAL DE FIGURAS DE SPECKLE

Como vimos en los dos puntos anteriores, 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^(55,56,57,58), por ejemplo mediante el estudio del contraste de las franjas que aparecen cuando se hacen interferir las amplitudes de las ondas difundidas para las dos direcciones angulares de incidencia.

En nuestro caso, optamos por calcular la correlación de intensidades directamente en el plano de observación (Fraunhofer). Para ello, recurrimos al procesamiento digital de las figuras de speckle.

Realizamos un muestreo de la distribución de intensidad de las figuras de speckle, sobre la base de que, como se vió anteriormente, estas constituyen procesos aleatorios ergódicos y espacialmente estacionarios. La primera condición se satisface tomando un número suficiente de granos de speckle con el compromiso de la frecuencia de muestreo (Nyquist). La segunda, tomando la muestra en una región del plano de dimensiones tales que, dentro de ella, la intensidad media sea constante.

El valor medio de la intensidad muestreada será simplemente:

$$\langle I_j \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} I_{ji} \quad (5-1)$$

La varianza será:

$$\sigma_{I_j}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (I_{ji} - \langle I_j \rangle)^2 \quad (5-2)$$

La función autocorrelación muestreada será (Figura 13):

$$\Gamma_I(k) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-|k|-1} I_i I_{i+|k|} \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N-1 \quad (5-3)$$

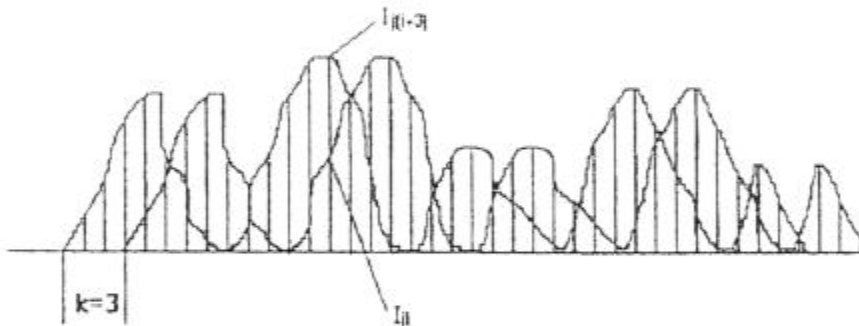


Figura 13

y la correlación cruzada:

$$\Gamma_{I_j I_s}(k) = \begin{cases} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-k-1} I_{ji} I_{s(i+k)} & k = 0, 1, \dots, N-1 \\ \frac{1}{N} \sum_{i=|k|}^{N-1} I_{ji} I_{s(i+k)} & k = -1, -2, \dots, -N+1 \\ 0 & |k| \geq N \end{cases} \quad (5-4)$$

Se puede demostrar que cuando $N \gg k$, el valor de $\Gamma(k)$ es muy parecido al verdadero valor de la correlación⁽⁵⁹⁾.

En nuestro caso, calculamos el valor del coeficiente de correlación definido en función de las fluctuaciones de intensidad $\Delta I = I_i - \langle I \rangle$

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

y

$$\rho_I(k) = \frac{\Gamma_{\Delta I_j \Delta I_s}}{\sigma_{I_j} \sigma_{I_s}} \quad (5-6)$$

En nuestro caso, la medida de la decorrelación que estamos buscando, 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 $k \neq 0$ nos permite el correcto reposicionamiento del detector, como describiremos en la parte experimental.

CAPITULO VI - MEDICIONES EXPERIMENTALES DE RUGOSIDAD.

En este capítulo, se presentan las mediciones experimentales de rugosidad realizadas aplicando el método de correlación digital de figuras de speckles, desarrollado en el capítulo anterior. Se han efectuado determinaciones mediante reflexión de luz por una superficie rugosa.

Se muestra una aplicación de este método al estudio de la porosidad de rocas de testigos provenientes de pozos petroleros.

MÉTODO DE CORRELACIÓN ANGULAR

Las muestras medidas consistieron en discos de bronce, pulidos mediante el método del constructor de lentes^(60,61) para garantizar una distribución Gaussiana de alturas. Se utilizaron diferentes tamaños de grano para obtener diferentes valores de rugosidad, pero siempre dentro de la condición $\sigma > \lambda$.

DESCRIPCIÓN DEL MÉTODO

Se ilumina con un haz coherente, una superficie rugosa como se ve en la Figura 14. Un arreglo lineal de detectores del tipo CCD ubicado en la dirección de reflexión especular, registra la distribución de intensidades del speckle. Luego se rota la superficie un pequeño ángulo $\delta\theta$. Para observar la deformación de los mismos granos de speckle, se desplaza el detector un ángulo $2\delta\theta$. En esta posición, el detector registra el nuevo patrón de intensidad. Se repiten estos registros para otros valores de $\delta\theta$. Se calcula la correlación de cada una de estas intensidades con la primera y de la relación ρ_1 vs. $\delta\theta$ se obtiene el valor de la rugosidad, ajustando los valores experimentales por regresión numérica a la curva teórica.

DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Un láser de He-Ne ($\lambda = .633 \mu\text{m}$) incide sobre la superficie rugosa a través de un sistema compuesto por tres lentes (Figura 15): O_1 es un objetivo de microscopio que ensancha el haz; O_2 es una lente esférica que determina el plano de Fourier sobre el detector; O_3 es una lente cilíndrica que en combinación con la lente O_2 determina un foco sobre la muestra como se ve en la Figura 15 y hace que los granos de speckle sobre el detector sean alargados en el sentido transversal a la línea de detectores de manera de hacer casi insensible la medición a posibles desplazamientos transversales que podrían introducir una decorrelación adicional.

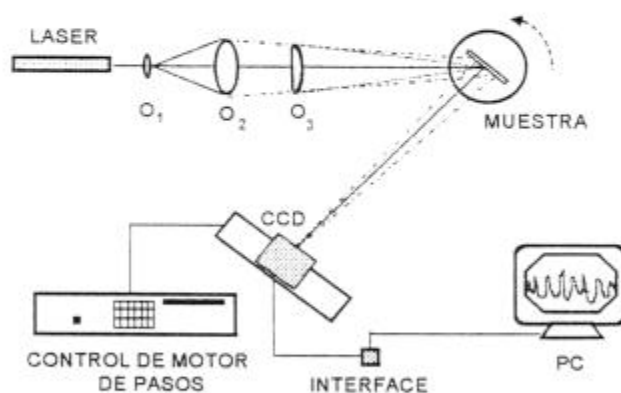


Figura 14

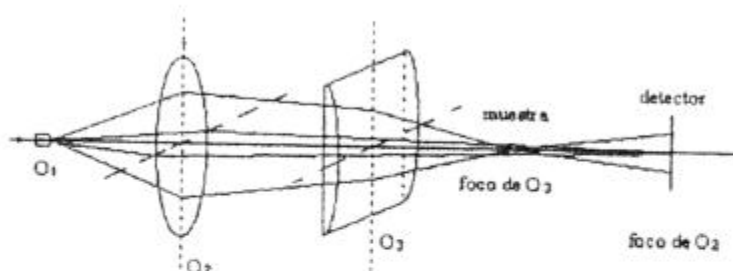


Figura 15

La muestra rugosa se encuentra montada sobre un goniómetro que le permite girar alrededor de un eje contenido en el plano medio de la superficie rugosa y perpendicular al haz incidente. Un conjunto de movimientos micrométricos permite ajustar esta posición.

El detector es del tipo CCD ("charge coupled device") y consiste en un arreglo de 512 sensores alineados de $7\text{ }\mu\text{m}$ de ancho separados entre sí por una distancia de $13\text{ }\mu\text{m}$.

Cada rotación es acompañada por una traslación del detector. Esta, se realiza mediante un motor de pasos manejado por un controlador digital con un desplazamiento mínimo igual a $2.5\text{ }\mu\text{m}$.

La cámara CCD, está conectada mediante una interfase a una computadora. El monitor de dicha computadora, muestra la distribución de intensidad de los sucesivos registros de speckles (Figura 16a superpuestos y 16b desplazados).

En la Figura 16b se aprecia claramente, la variación de cada grano de speckle cuando se varía el ángulo de incidencia.

La comparación visual de las figuras de speckle sobre la pantalla, permite un primer ajuste de la superposición de las mismas, que se efectúa con el goniómetro.

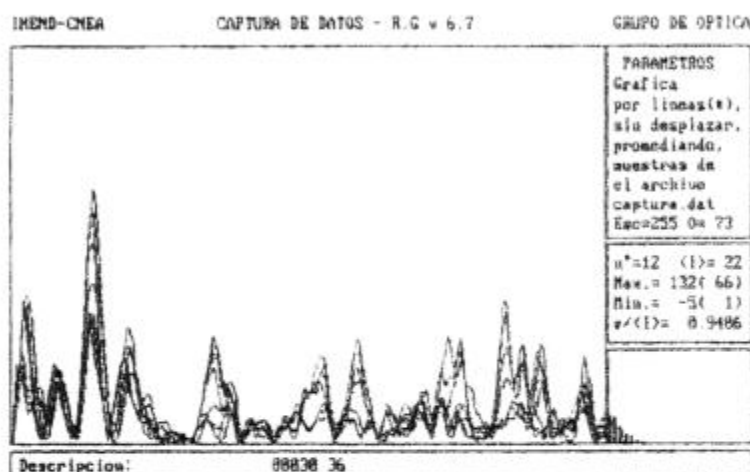


Figura 16a

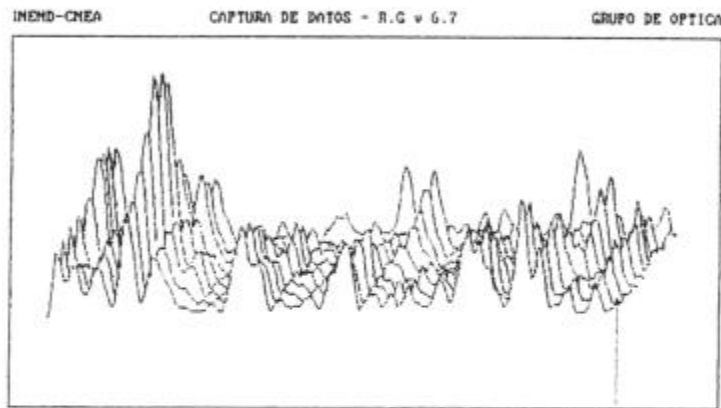


Figura 16b

Los registros de intensidad, son almacenados para cada posición de la muestra.

Posteriormente se procesan las muestras almacenadas: mediante el algoritmo correspondiente (4-26), se efectúa la correlación de las sucesivas figuras de speckle con la primera. El programa devuelve los valores máximos de las distintas correlaciones y el correspondiente corrimiento Δk con el cual, por software se realiza un ajuste fino de la posición. El mismo programa ajusta los datos experimentales de correlación con la curva teórica dando el valor de la rugosidad σ correspondiente.

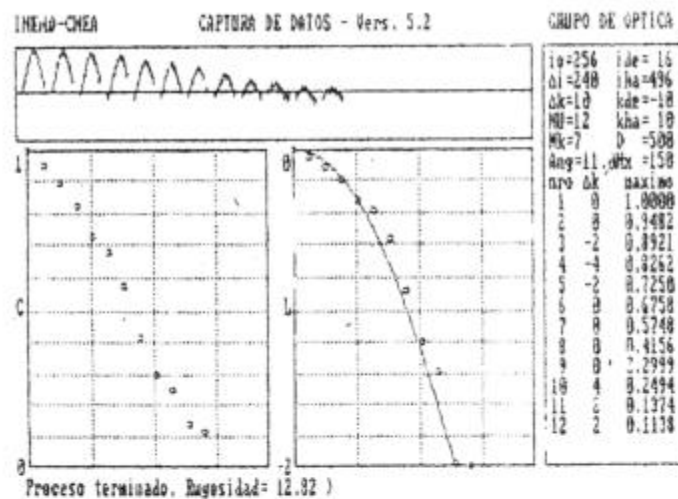


Figura 17

La Figura 17, muestra estos resultados. En la parte superior, se muestran las sucesivas correlaciones, en el centro, los valores de la correlación y del logaritmo de la correlación en función de $\delta\theta$ y en la parte inferior, el valor de la rugosidad calculada.

Los errores en el cálculo de σ provienen principalmente de la medición del ángulo $\delta\theta$, pero son mucho menores que los errores estadísticos, salvo los provenientes de lo acertado o no del modelo usado.

Los valores del cuadro de la derecha corresponden a la elección del tamaño y posición de la ventana que selecciona un subconjunto de muestras dentro de las 512 detectadas en cada serie.

En el mismo cuadro se ingresan para el cálculo, la cantidad de series, el ángulo de incidencia inicial y la distancia del detector a la superficie rugosa. A continuación, aparecen para cada serie el valor máximo de su correlación con la primera.

RESULTADOS

La Figura 18 muestra los datos experimentales y las curvas teóricas con el valor de rugosidad calculado a partir de ellos, para tres de las distintas muestras patrones medidas.

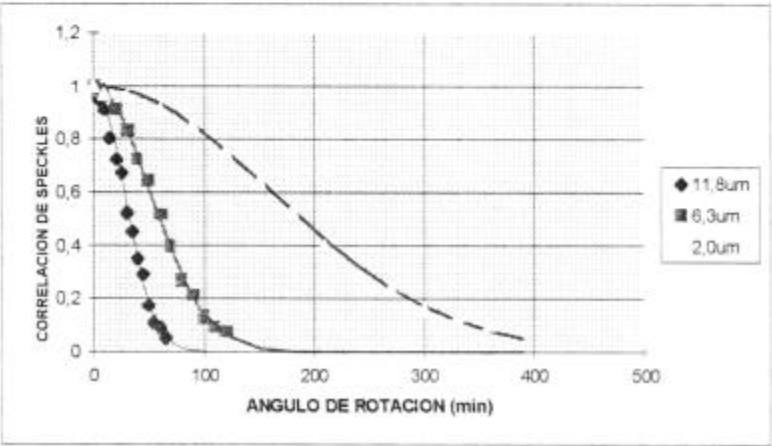


Figura 18

En la Tabla 18 se ven los resultados de las mediciones realizadas con el presente método y las obtenidas con un rugosímetro electromecánico Hommel-Werke.

muestra	1	2	3
σ (correlación)	(11,8 ± 1.5) μm	(6,3 ± 0.7) μm	(2,0 ± 0.2) μm
σ (rugosímetro)	(11,0 ± 2) μm	(5,8 ± 1) μm	(1,9 ± 0.5) μm

Tabla 18

Se han considerado, como en todos los casos de medición de rugosidades, los errores estadísticos sobre un conjunto de mediciones sobre la misma muestra (no menor que cinco), con los dos métodos.

Los resultados experimentales obtenidos por nuestro método muestran una buena concordancia con las mediciones hechas con el rugosímetro electromecánico ($\sigma = 1.25 R_a$)

CAPITULO VII - PROPIEDADES FISICAS DE LAS ROCAS DE LOS RESERVORIOS.

Una roca susceptible de contener petróleo y gas en cantidades comerciales tiene propiedades físicas en un rango que son del mayor interés en la ingeniería de reservorios. No es el propósito de este trabajo hacer un estudio completo de este tipo de rocas sino mostrar la importancia de algunas de sus propiedades, las técnicas clásicas de su determinación y los resultados en términos del comportamiento esperados del reservorio. Hay tres propiedades características de una roca proveniente de un reservorio: la *porosidad*, la *saturación* en petróleo, gas o agua y la *permeabilidad*.

POROSIDAD

Una de las magnitudes que caracteriza las rocas de un reservorio petrolífero es la porosidad p , debido a que ella determina la capacidad de almacenamiento de la roca y toda evaluación sobre la producción debe basarse en el conocimiento de su valor^(60,61,62).

Dado que la porosidad de las rocas es un parámetro muy importante para determinar el comportamiento del reservorio, las compañías petroleras están interesadas en nuevos métodos para medir porosidad "in situ". Los métodos ópticos son una nueva e interesante posibilidad.

La porosidad, se define como la fracción del volumen total que no está lleno por la materia sólida^(60,61). En reservorios de petróleo, la porosidad representa el porcentaje del volumen total que es susceptible de ser ocupado por otros líquidos o gases. Determina la capacidad de almacenamiento de la roca y generalmente se la expresa como un porcentaje, una fracción o un decimal.

Se distinguen dos tipos de porosidad: *absoluta* y *efectiva*. La porosidad absoluta es el porcentaje de espacio vacío con respecto al espacio total sin tener en cuenta la interconexión entre poros. Una roca puede tener una considerable porosidad absoluta y no tener conducción de fluido debido a carecer los poros de interconexión.

La porosidad efectiva es el porcentaje de vacío interconectado con respecto al volumen total y es una indicación de la conductividad de fluido pero no necesariamente su medida.

Los métodos clásicos para la determinación de la porosidad se dividen en dos clases, aquellos que miden la *porosidad efectiva* y los que determinan la *porosidad absoluta*.

Dado que los poros interconectados son los que permiten tener una idea del petróleo acumulado y por lo tanto la rentabilidad del yacimiento, nos dedicaremos a analizar la manera de evaluar la porosidad efectiva, ya sea mediante los métodos clásicos como con los métodos ópticos.

En realidad existen varios métodos para determinar la porosidad efectiva, o el volumen de los granos. En estos métodos se le extrae el líquido y se seca la muestra sólida; el volumen total se determina por el desplazamiento del líquido que no penetra en la muestra o saturando la muestra y midiendo el líquido desplazado con la muestra saturada. El volumen de los granos o volumen de la parte sólida de la muestra puede medirse determinando el desplazamiento volumétrico de un gas o un

líquido. Mientras que el volúmen de los poros puede ser medido determinando la cantidad de líquido necesaria para saturar la muestra.

La porosidad porcentual $\phi\%$ resulta, a partir de los datos obtenidos utilizando cualquiera de las dos expresiones siguientes.

$$\text{Porosidad porcentual } \phi\% = 100 [(\text{vol. total} - \text{vol. granos})/\text{vol. total}]$$

$$\phi\% = 100 (\text{vol. poros}/\text{vol. total})$$

El volúmen total de la muestra seca se determina midiendo el desplazamiento volumetrico de mercurio. La muestra es sumergida en mercurio utilizando puntas de acero y se mide la fuerza requerida para sumergir la muestra hasta una profundidad de referencia (Figura 19). El volúmen total se calcula dividiendo por la densidad del mercurio (a temperatura ambiente) la suma de los pesos de la roca seca y de la fuerza necesaria para sumergirla menos la fuerza requerida para sumergir el aparato sin la muestra.



Figura 19

La medida del volúmen de los granos, o de la parte sólida, se lleva a cabo con un simple aparato denominado porosímetro de Boyle- Mariotte, midiendo el desplazamiento de gas (Figura 20).

Se coloca la muestra limpia y seca en un recipiente de acero, lleno con gas (usualmente aire) a una presión conocida de 4 o 5 atm. Se expande el gas del recipiente dentro de un volumen calibrado relativamente grande comparado con el recipiente inicial y se mide la presión resultante en el sistema. Comparando la presión del gas a la que se llega por expansión desde el recipiente de acero con y sin la muestra en el mismo, puede calcularse el volumen total de la muestra utilizando la ley de Boyle-Mariotte. Se repite el ensayo señalado utilizando una muestra testigo de dimensiones similares no porosa.

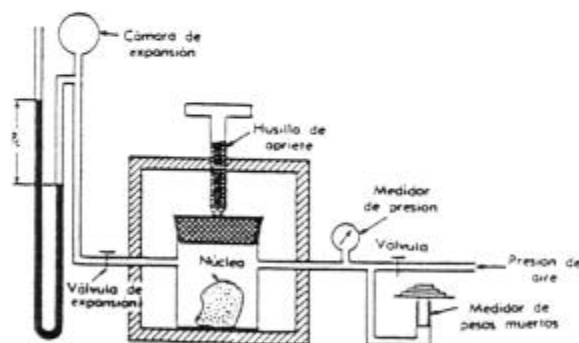


Figura 20

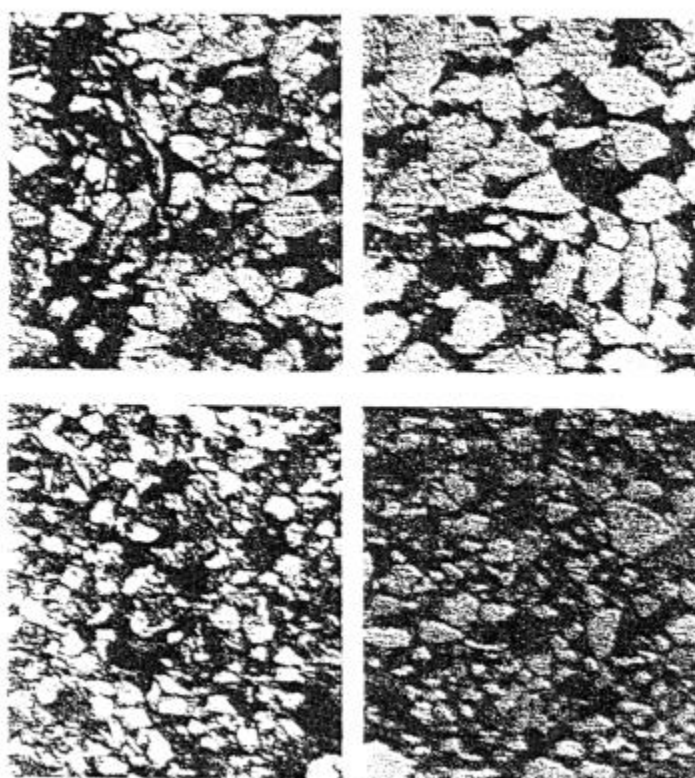


Figura 21

Sea P_d es la presión medida con el manómetro cuando la muestra testigo está colocada en el recipiente, P_b la presión a la que se llega sin muestra y P_c la presión cuando la muestra a determinar está presente. Suponiendo que el recipiente ha sido presurizado igualmente en cada caso, la porosidad se calcula del siguiente modo:

$$\phi\% = 100 \frac{P_c - P_d}{P_b - P_d}$$

en porcentaje de volumen total.

Por la naturaleza misma de la formación de los materiales porosos la estructura y distribución de los poros es espacialmente aleatoria, la porosidad superficial de una sección cualquiera debe ser la misma que la porosidad volumétrica. Se define como *porosidad superficial* a la fracción del área de una sección plana que corresponde a las zonas vacías, por lo tanto podemos definir⁽⁶³⁾

$$\phi_s\% = 100(\text{área de los poros}/\text{área total})$$

La probabilidad, para un punto tomado al azar de tal sección, de que caiga en un poro es simplemente ϕ .

Se demuestra estadísticamente que la *porosidad superficial* es proporcional a la porosidad⁽⁶³⁾. Esto demostraría las características de la superficie de una roca porosa sería como una impresión digital de las propiedades físicas de la misma.

Por otra parte, normalmente se estudian modelos de rocas porosas consistente en una aglomeración de esferas de igual tamaño^(63,64), así como la formación de superficies rugosas por acumulación o por extracción de partículas (Figura 21).

Ambos temas señalados, aunque no se refieren a lo mismo, mostrarían que debería existir una relación entre la superficie que limita a una roca porosa y la porosidad volumétrica de la misma (siempre que se tenga una interconexión casi completa). Es esta relación que tratamos de poner en evidencia mediante el estudio del estado de una superficie por correlación de speckles.

PERMEABILIDAD A LOS FLUIDOS^(60,61,63,64).

La permeabilidad de una roca proveniente de un reservorio puede ser definida como la *conductividad fluidica*, o capacidad de que el fluido fluya por el sistema de poros interconectados cuando se aplica un gradiente de presión. Si los poros del medio no están interconectados no habría permeabilidad; por lo tanto es lógico esperar que haya una *relación entre permeabilidad y porosidad efectiva*. Todos los factores que influyen en la porosidad efectiva también lo hacen en la permeabilidad, es decir, tamaño de grano, aglomeración de granos, forma de los granos, distribución del tamaño de los granos y grado de cementación y consolidación.

La distribución y tamaño de los capilares es también un factor que influye en la forma de las curvas de permeabilidad relativa.

LEY EMPIRICA DE DARCY

La permeabilidad de un medio poroso es el resultado de un descubrimiento empírico hecho por el famoso hidrólogo francés Darcy (1856). Dicha característica relaciona proporcionalmente el caudal de flujo q del fluido en movimiento a la carga hidrostática $gh\rho$ del fluido aumentada por la presión P ejercida sobre la superficie libre del líquido, es decir $(P + gh\rho) = \Phi$, que causa el flujo sobre un trayecto de longitud L . Φ es el potencial de flujo del fluido. La ley de Darcy en su forma elemental es

$$q = -Ak \frac{\Delta(P + gh\rho)}{L} = -Ak \frac{\Delta\Phi}{L}$$

donde A es la sección transversal perpendicular a la dirección del flujo, g es la aceleración de la gravedad, ρ es la densidad del fluido, y h la altura medida con relación a un nivel constante de referencia.

Si el fluido tienen cierta viscosidad μ y el trayecto se hace bajo un cierto ángulo α , la ley de Darcy se convierte en

$$q = -A \frac{k}{\mu} \left(\frac{\Delta P}{L} + g\rho \sin \alpha \right)$$

donde $\Delta P/L$ es el gradiente de presión en la dirección del flujo.

La constante de proporcionalidad k , o *permeabilidad absoluta*, es una propiedad específica que caracteriza al medio poroso. Empíricamente se ha encontrado que es independiente de las dimensiones del medio, de la presión ejercida sobre el fluido en movimiento, y de la viscosidad del fluido (Figura 22). Por consiguiente, la constante de permeabilidad debe poder expresarse en términos de otras propiedades del medio poroso y un número considerable de estudios e investigaciones han sido realizadas desde el tiempo de Darcy para encontrar tal relación. La más importante es la propuesta por Kozeny (1927)

$$k = Cd^2 \frac{\phi^3}{(1-\phi)^2}$$

en donde C es una constante de conversión que depende de las unidades empleadas y d es el diámetro de las esferas que conformarían el medio poroso.

Como vemos existe una relación funcional entre la porosidad y la permeabilidad a través de la constante k de esta última.

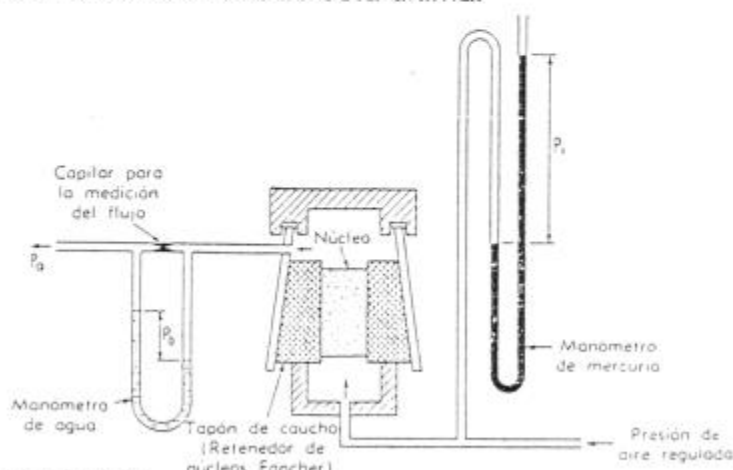


Figura 22

SATURACION DE FLUIDOS.

Los métodos para determinar las saturaciones de fluidos en los yacimientos consisten en analizar los núcleos del yacimiento en su contenido de petróleo y agua. La saturación de gas se obtiene restando de la unidad la suma de las saturaciones de petróleo y agua.

Como práctica general, un procedimiento simple para determinar el petróleo en una roca consiste, primero, en determinar la saturación de agua en un núcleo por un método apropiado, y luego medir la pérdida total de peso de la muestra después del proceso de extracción y secado. La cantidad de petróleo presente se calcula restando el peso del agua de la pérdida total de peso. Uno de los métodos empleado más frecuentemente es el de destilación.

En el cálculo de la saturación de agua intersticial, la cantidad de agua obtenida en el análisis debe corregirse a las condiciones de presión y temperatura existentes en la formación. Dicha corrección debe hacerse, porque la temperatura del yacimiento y las sales en solución causan un aumento volumétrico del agua con respecto al volumen determinado en el laboratorio, debido a los efectos de expansión térmica y de solubilidad. Sin embargo, la reducción volumétrica debido a la compresión resultante por la carga hidrostática, compensa, casi en su totalidad, la expansión mencionada.

METODO DE DESTILACION.

El método de destilación denominado ASTM consiste en la siguiente operación: se preparan muestras de unos 50 a 60 cm³ de volumen se colocan en un recipiente de extracción y se pesan, luego las muestras y el recipiente se colocan en un matraz o retorta que contiene un líquido solvente, tal como xileno o tolueno de temperatura de ebullición de unos 150° C.

Al matraz se le conecta un condensador de reflujo, cuya función es enviar lo condensado a una trampa de vidrio calibrada. Cuando esta trampa se llena, el

líquido condensado vuelve otra vez al matraz (Figura 24). El hidrocarburo líquido ebulle, al mismo tiempo que el agua presente en la muestra, se vaporiza y pasa al condensador de reflujo y de allí a la trampa. Cuando el volúmen de agua en la trampa

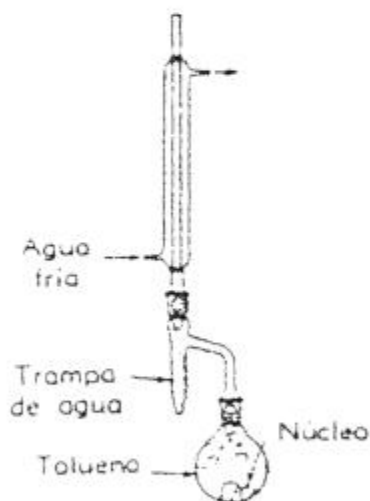


Figura 24

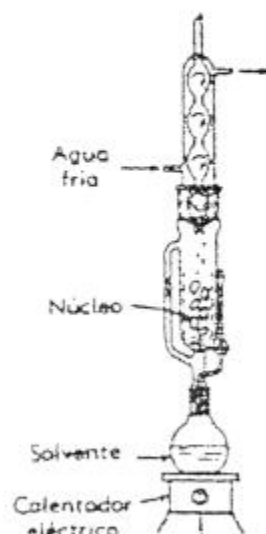


Figura 25

permanece constante por un determinado tiempo, se lee el volúmen de agua recolectado y el recipiente con la muestra se pasa a un aparato "soxhlet" (Figura 25) para la extracción final. El recipiente y la muestra se secan y se pesan.

La saturación total de fluidos se obtiene por diferencia de peso e incluye la saturación de agua y petróleo. De nuevo por diferencia de peso, se obtiene el peso del petróleo, y usando una densidad apropiada se calcula su volúmen. Se pueden calcular fácilmente las saturaciones de agua y petróleo en base al volúmen poroso de la roca.

PREPARACION DE LAS MUESTRAS.

Las muestras utilizadas provienen todas de un mismo yacimiento y son muestras de roca de reservorios cortadas con broca de diamante de los núcleos provenientes de un pozo. Estas muestras para análisis se cortan en una dirección paralela al plano de estratificación de la formación que va a probarse. Consisten en muestras cilíndricas de 38mm de diámetro y 50mm de largo. Se extraen los fluidos de las muestras y luego se las somete a un proceso de secado.

Luego de la extracción del fluido y del secado, como se lo hace habitualmente, se hicieron las determinaciones clásicas de porosidad y permeabilidad, posteriormente dichas muestras fueron traídas al LOL para realizar las mediciones de la rugosidad superficial por correlación de speckles.

Para las determinaciones ópticas se construyó un dispositivo mecánico que permite colocar las muestras de manera más o menos rápida (segundos) en el soporte rotatorio que se utiliza para cambiar el ángulo de iluminación. La muestra se apoya en tres bolillas de acero que definen el plano medio por donde pasa el eje de giro del plano medio de la superficie rugosa de la misma.

Luego se realizan las mismas operaciones que fueron explicadas en capítulos anteriores para determinar la rugosidad por correlación de speckles.

DETERMINACION DE LA RUGOSIDAD DE ROCAS MEDIANTE CORRELACION DE SPECKLES.

La utilización del método de correlación de speckles para el estudio de superficies rugosas y los resultados obtenidos para superficies no gaussianas, nos condujeron a pensar en extender su aplicación a otros medios con características aleatorias aún cuando se desconociera la relación teórica entre el medio y la rugosidad medida⁽⁶⁵⁾. Como la porosidad superficial presenta características aleatorias, semejantes a la rugosidad de una superficie, se utilizó el método de correlación de speckles para caracterizar testigos de corona obtenidos de pozos petrolíferos. Se decidió entonces, realizar experiencias para caracterizar rocas porosas y para medir tamaño de partículas de polvos.

MEDICIÓN DE RUGOSIDAD DE ROCAS.

Ha sido estadísticamente demostrado⁽⁶³⁾, que la porosidad superficial es proporcional a la porosidad volumétrica. La porosidad superficial puede ser considerada como la sección transversal de todos los poros intersectados por un plano, y luego expresados como una fracción de la sección transversal total de la roca.

Como la porosidad superficial de las rocas presenta características aleatorias análogas a la rugosidad de una superficie, decidimos utilizar el método de correlación de speckles para muestras obtenidas de pozos petrolíferos.

En general, la superficie de una roca porosa no posee una distribución de las alturas gaussiana, nosotros aplicamos el método de correlación digital de speckles usado para medición de rugosidades y comparamos los valores de σ obtenidos, con los valores de porosidad medidos por métodos convencionales.

Las muestras fueron cortadas de testigos de corona provistos por la empresa ASTRA S.A. y corresponden a una sola formación geológica de Argentina denominada POZO ET-16.

Se construyó un dispositivo, en el que se colocan las muestras, que permitió su montaje de manera de posicionar las muestras rápidamente para hacer las mediciones en la configuración geométrica óptima determinada en los trabajos de calibración con superficies rugosas patrones, es decir, con todo el sistema alineado de modo que el eje de giro este contenido en el plano de la superficie de la roca.

Debido a la escasa reflectividad de las superficies rocosas, se requirió mayor potencia de láser y mayor sensibilidad de la cámara CCD para optimizar la relación señal/ruido del conjunto detector-conversor.

El dispositivo experimental completo es el que se muestra esquemáticamente en la Figura 14. El mismo consiste en un láser de He-Ne que ilumina la roca a través de un sistema esferocilíndrico compuesto por dos lentes: una lente esférica O_2 que determina el plano de Fourier sobre el detector y una lente cilíndrica O_3 que en combinación con la lente O_2 determina un foco sobre la muestra porosa como se ilustra en la Figura 15 y hace que los granos de speckle sobre el detector sean alargados en el sentido transversal a la línea de detectores de manera de hacer que el sistema sea insensible a posibles desplazamientos transversales que podrían introducir una decorrelación adicional.

Una cámara CCD lineal consistente en un array lineal de 512 detectores, registra la intensidad del speckle en el plano de Fourier de la lente O_2 .

La muestra y el correspondiente dispositivo para soportarla están montados sobre un goniómetro, de modo que se puede cambiar el ángulo de iluminación rotando el conjunto. Cada desplazamiento del speckle generado por la muestra produce un desplazamiento y una ligera deformación del speckle como se muestra en el Capítulo IV. Este movimiento es acompañado mediante un desplazamiento del detector que ha sido montado en un motor de pasos, de este modo siempre se observa el mismo conjunto de speckles, sólo un poco deformados uno con respecto al anterior.

El monitor de una PC muestra la intensidad de las sucesivas figuras de speckles (Figura 16). Estos registros son almacenados para cada posición de la roca porosa.

La correlación ρ_I de las sucesivas distribuciones de intensidad de speckle se calculan mediante un algoritmo desarrollado en el LOL, basado en el modelo teórico de Legér modificado para esta configuración óptica.

La Figura 23, muestra la variación de la correlación del speckle en función del ángulo de rotación de algunas muestras con distintos valores de porosidad.

Para calcular la rugosidad asociada a estas curvas utilizamos la expresión (4-14) o (4-16). Las características que presentan estas curvas, no son iguales a las obtenidas por superficies rugosas gaussianas (Figura 18), entonces, para disminuir el error de utilizar una ecuación deducida para una superficie gaussiana para determinar la rugosidad de otra superficie que no lo es (Figura 24), se toma en cada una de ellas, aquellos puntos para los cuales a una pequeña variación en $\delta\theta$ le corresponde la mayor decorrelación, es decir se mide el $\delta\theta$ para una caída de la decorrelación entre 0.7 y 0.3^(55,65).

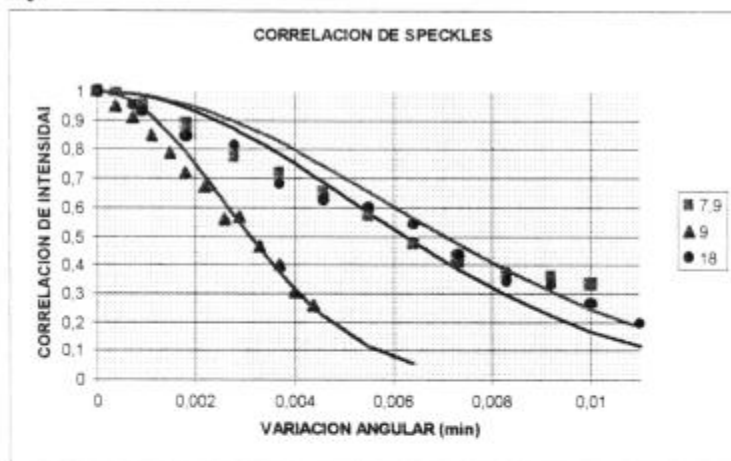


Figura 23

El dispositivo que se construyó para posicionar las muestras tuvo como objetivo poder montar y alinear las rocas rápidamente, esta necesidad tiene dos motivos: por un lado el trabajo realizado debía tender a satisfacer requerimientos de la industria petrolera y uno de ellos es la celeridad de las mediciones, por el otro, dadas las características no gaussianas de las rocas porosas, se consideró necesario realizar unas diez mediciones de la rugosidad para cada roca girando la muestra entre 20° y 30° entre una medición y otra y luego hacer el promedio de todos los valores obtenidos. El valor que se presenta en este trabajo es el promedio de los valores hallados.

Se consideró que el promedio atenuaba el error debido al modelo utilizado. La Figura 24 muestra una imagen de un modelo de la superficie mas cercano a la realidad y que se está estudiando como una proyección de los resultados obtenidos en el presente trabajo.

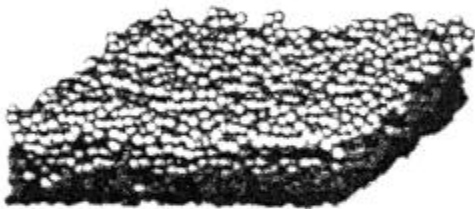


Figura 24

Otro punto que se estudió y se resolvió en este trabajo, ha sido el de la frecuencia de muestreo. Se optimizó esta para lograr la mejor relación señal/ruido. Para ello se estudió el problema en cada etapa del sistema experimental. Se iluminó la muestra con una mancha luminosa que abarcara un número importante de irregularidades, de modo de cumplir con el teorema ergódico. Esta condición implica que la zona iluminada sea grande, pero esto significa que el grano de speckle a nivel de los detectores de la cámara CCD sean muy pequeños. Por consiguiente hubo que encontrar un tamaño óptimo que permitiera cumplir con la condición de ergodicidad y al mismo tiempo produjera un grano de speckle que cumpliera con la condición de Nyquist a nivel de la cámara CCD. Se logró esta condición para un grano de speckle promedio que abarcaba entre diez y quince detectores de la cámara CCD.

Se han realizado mediciones de rugosidad de veinte (20) muestras de testigos de corona de la misma formacion geológica y del mismo pozo, denominado POZO ET-16, con las mismas se ha operado como se lo señaló más arriba. El resultado de dichas mediciones se muestra en la Tabla 25.

TESTIGO (Nº)	POROSIDAD (%)	RUGOSIDAD (µm)
0	0	0
60	6,5	7,0
62	12	10,8
66	15	13,2
68	18,5	16,0
70	30	26,8
74	17,5	13,8
76	16,0	15,2
78	19,5	16,8
80	18,1	17,0
82	17,3	19,9
246	16,8	18,2
248	16,0	25,7
250	16,6	15,5
256	18,4	20,5
258	18,0	17,8
264	6,6	6,8
266	7,6	8,5
274	2,2	7,9
276	1,4	9,8
278	13,4	14,6

Tabla 25

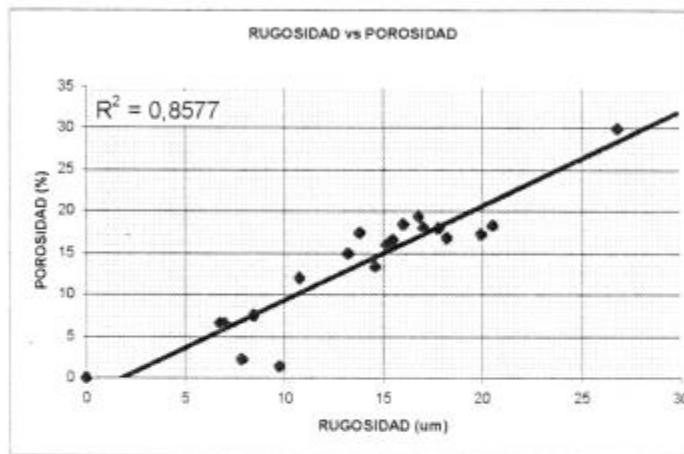


Figura 25

De las curvas de correlación de intensidades de speckle vs. $\delta\theta$, se deduce que la superficie de la roca no se ajusta a un modelo gaussiano. sin embargo, existe un alto grado de correlación entre la correlación y el parámetro de rugosidad medido.

Podemos pensar entonces que este método se puede extender al análisis de otros parámetros superficiales aleatorios.

Los resultados obtenidos nos permiten imaginar este método como apto para medir la porosidad de rocas, sin embargo, es necesario encontrar una teoría que relacione la porosidad con la correlación del speckle. Esto escapa al alcance del presente trabajo, pero deja abierta la posibilidad de continuar los estudios en esta dirección. De hecho el LOL está trabajando en ese sentido con el Grupo que dirige E. Mendez del INAOE, México.

El tener un coeficiente de correlación de **0,86** para las **20** muestras del **POZO ET-16** nos muestra, una vez más, que hay que seguir trabajando en este sentido, es decir, estudiar no menos de **200** muestras de un mismo pozo para verificar si el coeficiente de correlación entre porosidad y rugosidad se mantiene superior a **0,8**. Indudablemente para realizar estas mediciones es imprescindible tener un laser de mayor potencia y una cámara CCD más sensible que las utilizadas para este trabajo.

MEDICIÓN DEL TAMAÑO DE PARTÍCULAS

También se pensó que una aplicación interesante podía ser la medición del tamaño de partículas. Por una parte porque sería otra aplicación del método de correlación de speckles y por la otra porque en definitiva una roca porosa es una aglomeración de partículas, por lo tanto este estudio sería de valor para el trabajo anterior.

Por lo tanto nos hemos propuesto medir el diámetro medio de un aglomerado de partículas mediante el método de correlación de speckles. En general, la estructura de la superficie de un aglomerado de partículas, consiste en un gran número de ellas estrechamente relacionada a su tamaño y forma. En particular, para cierto tipo de superficies, la irregularidad microscópica depende fuertemente del tamaño de las partículas que forman el material.

Por lo tanto, se podría obtener alguna información sobre el tamaño de las partículas que forman el material y de allí obtener información sobre la porosidad que sería algo así como el negativo de las partículas.

El experimento se llevó a cabo con varias clases de polvos en el rango de $1\mu\text{m}$ a $30\mu\text{m}$. Como en el caso de la porosidad, de los datos experimentales se observa una correlación relevante entre la rugosidad de la superficie y el diámetro medio de las partículas.

Las propiedades de la superficie formada por una aglomeración de polvo determinada por el método de correlación de speckles puede pensarse como una combinación de la irregularidad conformada por la partícula y los intersticios dejados por las partículas de su entorno y de la rugosidad misma de la partícula. Sin embargo, dado que la rugosidad de una partícula es pequeña comparada con su tamaño, el efecto de los intersticios entre partículas, que dependen basicamente del tamaño de ellas debería aparecer como un indicador relacionado con las mediciones de correlación de speckles.

En el desarrollo experimental, se utiliza el diámetro medio pesado como el diámetro característico de las partículas en el polvo aglomerado. Se define como diámetro medio pesado $D_{sm}^{(66)}$

$$D_{sm} = (\sum n_i d_i^3) / (\sum n_i d_i^2)$$

donde d es el diámetro de la partícula, n es el número de partículas y el subíndice i designa partículas de un dado diámetro. Si los tamaños de las partículas siguen una distribución log-normal, el diámetro medio esta dado por

$$D_{sm} = D_{mm} \exp(-0.5 \ln^2 \sigma_g)$$

donded D_{mm} el diámetro medio y σ_g es la desviación estandar de los diámetros de las partículas.

Puesto que el diámetro medio pesado lo es para un área específica, podría ser razonable evaluar el tamaño medio de las partículas que han sido examinadas en la experiencia. Este diámetro medio se adapta mejor a los resultados experimentales que otros valores medios.

Sobre la base del mismo experimento, se dispusieron muestras constituidas por partículas de carborundum (carburo de silicio), alumina (óxido de aluminio), carbonato de calcio y arena de distribución de tamaño conocido.

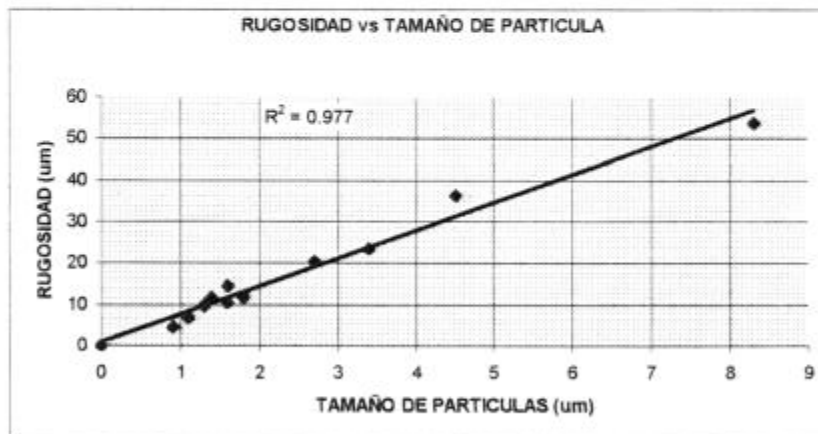


Figura 26
43

Los resultados obtenidos, así como los calculados por Asakura, nos permiten suponer que ésta sería otra aplicación del método así como otra manera de encarar el estudio de la porosidad ópticamente. Sin duda, estos estudios deben ser profundizados. En primer lugar, habría que mejorar el diseño de las muestras y tener más certeza sobre el tamaño de partículas, para ello sería necesario una determinación previa de la distribución de diámetros presentes en el conjunto de las partículas y la cantidad relativa de cada uno de dichos diámetros. Una manera de hacer este trabajo es determinar estos parámetros mediante un granulómetro por difracción.

De todas maneras hemos mostrado que existe una relación entre la rugosidad y la porosidad y el tamaño de las partículas que conforman la roca porosa.

BIBLIOGRAFIA

1. D.H. Hensler, *Light scattering from fused polycrystalline aluminum oxide surfaces*; Appl. Opt. **11**, 2522-2528 (1972).
2. F. Berny et C. Imbert, *Determination Optique des états de surface*; Bulletin du Bureau National de Métrologie **4**, 14(1973).
3. N.G. Gaggioli et M.L. Roblin, *Etude des états de surface par les propriétés de diffusion à l'infini en lumière transmise*; Opt. Comm. **32**, 209-213(1980).
4. N.G. Gaggioli et M.L. Roblin, *Determination de la longueur de covariance d'une surface rugueuse par l'étude de la diffusion à l'infini*; Opt. Comm. **54**, 201-206(1985).
5. D. Léger, E. Mathieu and J.C. Perrin, *Optical surface roughness determination using speckle correlation technique*, Appl. Opt. **14**, 872-877(1975).
6. M.S. Sthel, J.J. Lunazzi, E.N. Hogert and N.G. Gaggioli, *Speckle pattern direct photographic correlation for measuring surface roughness*, Proc. SPIE **813**, 561(1987).
7. B. Ruffing and J. Anschutz, *Surface roughness measurement by 2-D digital correlation of speckle images*, Proc. SPIE **814**, 105-112(1987).
8. M.A. Rebollo, E.N. Hogert, M.R. Landau and N.G. Gaggioli, *Medición de la rugosidad de superficies por medio de la correlación digital de speckles*, Anales AFA **3**, 181-184(1991).
9. M.A. Rebollo, E.N. Hogert, M.R. Landau y N.G. Gaggioli, *Determinaciones no destructivas por el método de correlación de speckles*, I Reunión Iberoamericana de Optica, **Com.1C25**, Barcelona, España(1992).
10. F. Pérez Quintián, M.A. Rebollo, E.N. Hogert, M.R. Landau y N.G. Gaggioli, *Determinación de la rugosidad de una transparencia mediante técnicas de correlación de speckles*; Anales AFA **7**, 40-42(1995).
11. F. Perez Quintián, M.A. Rebollo, N.G. Gaggioli y M.R. Landau, *Medición de rugosidad de materiales dieléctricos transparentes*; **Anais Optica XIX ENFMC96**, 443-446(1996).
12. F. Pérez Quintián, M.A. Rebollo, E.N. Hogert, M.R. Landau and N.G. Gaggioli, *Relationship between speckle correlation and refraction index variation. Application to roughness measurement*; Opt. Eng. **35**, 1175-1178(1996).
13. M.A. Rebollo, E.N. Hogert, M.R. Landau, F. Pérez Quintián y N.G. Gaggioli, *Caracterización de transparencias de rugosidad variable por métodos ópticos*; **Proceedings OPTILAS 95**, 206-209(1996).
14. M.F. Ruiz Gale, J.A. Marengo, M.R. Landau, E.N. Hogert and N.G. Gaggioli *Digital speckle correlation for non-destructive testing of corrosion*; **Proceedings 7th ECNDT**, 717-723(1998).
15. E. Hogert, M. Landau, M. Ruiz Gale, J. Marengo, D. Soga, R. Dias Paiva, M. Muramatsu y N.G. Gaggioli, *END de corrosion mediante el estudio de la luz dispersa*; **Actas de las Jornadas SAM'98 e IBEROMET V** (en prensa).
16. H. Nitta and T. Asakura, *Method for measuring mean particle size of the bulk powder using speckle patterns*; Appl. Opt. **30**, 4854-4858(1991).

17. O.F. Genceli, J.B. Schemm and C.M. Vest, *Measurement of size and concentration of scattering particles by speckle photography*; JOSA **70**, 1212-1218(1980).
18. M. Muramatsu, G.H. Guedes and N.G. Gaggioli, *Speckle correlation used to study the oxidation process in real time*; Opt. and Laser Tech. **26**, 167-172(1994).
19. M.A. Rebollo, E.N. Hogert, M.R. Landau, J. Albano y N.G. Gaggioli, *Resultados preliminares sobre el estudio de la relación entre la rugosidad y la porosidad en rocas*; **II Workshop sobre Aplicaciones de la Ciencia en Ingeniería del Petróleo y II Simposio de Producción de Hidrocarburos**, 13-15/06/1995, Mendoza, Argentina.
20. M.A. Rebollo, E.N. Hogert, J. Albano, C.A. Raffo and N.G. Gaggioli, *Correlation between speckle decorrelation and surface porosity of rocks*; Opt. and Laser Tech. **28**, 21(1996).
21. R. Dias Paiva, D. Soga, M. Muramatsu, E. Hogert, M. Landau, M. Ruiz Gale y N. Gaggioli, *Digital speckle correlation for non destructive testing of corrosion*; Proceedings SPIE (en prensa).
22. E. Hogert, M. Landau, M. Ruiz Gale, J. Marengo, D. Soga, R. Dias Paiva, M. Muramatsu y N.G. Gaggioli, *Non destructive study of corrosion by the analysis of the diffused light*; Proceedings SPIE (en prensa).
23. H. Dagnall, *Exploring Surface Texture*; Ed. Rank Taylor Hobson. England (1980).
24. N.G. Gaggioli, *Surface characteristics studies by optical metrology*; Invited lecturer, Advanced School of Optical Metrology, January 5-10, 1997, Recife, PE/Brazil, Proceedings of the Advanced School of Optical Metrology (en prensa).
25. W. Bristow and K. Arackellian, *Surface roughness measurement using a Nomarski type scanning instrument*; Proc. SPIE **749**, 114-118 (1987).
26. E. Lorincz, P. Richter, and F. Engard, *Interferometric statistical measurement of surface roughness*; Appl. Opt. **25**, 2778-2784(1986).
27. W. B. Ribbens, *Interferometric surface roughness measurement*; Appl. Opt. **8**, 2173-2176(1969).
28. H. Fujii and T. Asakura, *A contrast variation of image speckle intensity under illumination of partially coherent light*; Opt. Commun. **12**, 32-38 (1974).
29. J.W. Goodman, *Dependence of image speckle and contrast on surface*; Opt.Comm. **14**, 324,(1975).
30. J.L. Doyle, *Laser-based surface profilometry: an emergency technology of non destructive evaluation*; Mat. Eval. **51**, 556-560(1993).
31. M.F.M. Costa, *Surface inspection by an optical triangulation method*; Opt. Eng. **35**, 2743-2747(1996).
32. J.D. Ridgen and E.I. Gordon, *The granularity of scattered optical maser light*; Proc. IRE, **50**, 2367(1962).
33. R.V. Langmuir, *Sparkling spots and random diffraction*; Proc. IEEE **51**, 220(1963).
34. J.W. Goodman, *Statistical properties of laser sparkle patterns*; Tech. Report N°2303-1, Stanford Electronics Laboratories(1963).

35. L.I. Goldfisher, *Autocorrelation function and power spectral density of laser-produced speckle pattern*; JOSA **55**, 247(1965).
36. L.H. Enloe, Noise-like structure in the image of diffusely reflecting objects in coherent illumination; Bell Syst. Tech. J. **46**, 1479(1967).
37. G. Mas et coll. CRAS Paris **269B**, 55(1969).
38. G. Mas et coll. CRAS Paris **269B**, 633(1969).
39. N.G. Gaggioli, *Fenómeno de granularidad producido con luz coherente y parcialmente coherente*; Tesis de Doctorado, FCEN-UBA (1976).
40. P. Beckmann and A. Spizzichino, "The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces". Pergamon Press. London (1963).
41. K. A. O'Donnell and E. R. Méndez, Experimental study of scattering from characterized random surfaces; JOSA **A 4**, 1194-1205 (1987).
42. S.O. Rice, *Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces*; Commun. Pure Appl. Math. **4**, 351(1951).
43. H. Davies, *The reflection of electromagnetic waves from a rough surface*; Proc. Inst. Elect. Eng. **101**, 209 (1954).
44. M. Nieto Vesperinas and N. García, *A detailed study fo the scattering of scalar waves from random sough surfaces*; Opt. Acta **28**, 1651(1981).
45. P. J. Chandley and W. T. Welford, *A re-formulation of some results of P. Beckmann for scattering from rough surfaces*; Opt. and Quantum Elect. **7**, 393 (1975).
46. N. G. Gaggioli, *Reformulación de algunos resultados de P. Beckmann referentes a la dispersión de ondas electromagnéticas por una transparencia rugosa*; Inf. Téc. IIBM **03/1980**, FIUBA (1980).
47. M. G. Lefrançois, *Propriétés statistiques de la lumière diffusée en optique cohérente*; Note Tech. Int. **Nº EST/DEF/1533**, CNET(1968).
48. J. C. Dainty Ed., *Laser Speckle and Related Phenomena*; Springer-Verlag, Berlin Heideberg New York (1975).
49. A. Papoulis, *Probability, Random Variables and Stochastic Processes*; International Student Edition, McGraw Hill Kogakucha, (1965).
50. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*; Mc Graw-Hill, New York (1968).
51. D. Leger and J. C. Perrin, *Real-time measurement of surface roughness by correlation of speckle patterns*; JOSA **66**, 210 (1976).
52. B. Ruffing and J. Fleischer, *Spectral Correlation of partially or fully developed speckle patterns generated by rough surfaces*; JOSA **A 2**, 1637-1643(1985).
53. B. Ruffing, *Application of speckle-correlation methods to surface-roughness measurements: a theoretical study*; JOSA **A 3**, 1297-1304(1986).
54. J.W.Goodman, *Statistical Optics*; John Wiley & Sons, 17(1985).
55. D. Leger, E. Mathieu, and J. C. Perrin, *Optical surface roughness determination using speckle correlation technique*; Appl. Opt. **14**, 872-877(1975).
56. D. Leger and J. C. Perrin, *Real-Time measurements of surface roughness by correlation of speckle patterns*; JOSA **66**, 1210-1217(1976).
57. E.N. Hogert, *Caracterización de superficies rugosas mediante interferometría de speckles*; Tesis de Licenciatura, FCEN-UBA(1983).

58. E.N. Hogert, O.J. Nejamis, *Determinación de la rugosidad de una superficie mediante la evaluación de la correlación de speckles*; Carta Metrológica 6/1984.
59. M.Schwartz and L.Shaw, *Signal Processing*; Ed. McGraw-Hill(1975).
60. S.J.Pirson, *Oil Reservoir Engineering*; Ed. McGraw Hill, N.Y., Toronto, London(1958).
S.J. Pirson, *Ingeniería de Yacimientos Petrolíferos*; Ed. Omega, Barcelona(1965).
61. J.W. Amyx, D.M. Bass and R.L. Whiting, *Petroleum Reservoir Engineering, physical properties*; McGraw-Hill, New York, Toronto, London(1960).
62. G. Anderson, *Coring and Core Analysis Handbook*; Petroleum Publishing Company(1975).
63. R.E. Collins, *Flow of Fluids Through Porous Materials*; Ed. Reinhold, London, Berlin(1964).
64. P. Meakin and R. Jullien, *Simulations of Particle Deposition and Segregation*; Physics of granular media, Edited D. Bideau and J. Dodds, Nova Science Publishers, Les Houches(1989).
65. M.A. Rebollo, M.R. Landau, E.N. Hogert, N.G. Gaggioli and M. Muramatsu, *Roughness determination by direct visual observation of speckle pattern*; Opt. and Laser Tech. **27**, 355(1995).
66. W.C. Hinds, *Aerosol Technology*; John Wiley & Sons, New York, 1982.