

Tesis de Posgrado

Correlación en las bandas de luz difusa de redes de difracción

Ledesma, Silvia Adriana

1990

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Ledesma, Silvia Adriana. (1990). Correlación en las bandas de luz difusa de redes de difracción. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2312_Ledesma.pdf

Cita tipo Chicago:

Ledesma, Silvia Adriana. "Correlación en las bandas de luz difusa de redes de difracción". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1990.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2312_Ledesma.pdf

El hombre no es una cosa, sino un ser viviente que está en continuo proceso de desarrollo. En cada punto de su vida aún no es lo que puede ser ni lo que posiblemente será.

(Über die Liebe zum Leben, Erich Fromm)

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Departamento de Física - Laboratorio de Óptica

CORRELACION EN LAS BANDAS DE LUZ DIFUSA DE REDES DE
DIFRACCION

por Silvia A Ledesma

Tesis presentada para optar al título de Doctora en Ciencias
Físicas

Director de Tesis : Prof. Dr. Juan M. Simon

1990

2312
y 2

INDICE

CAPITULO I: INTRODUCCION

| | |
|--|---|
| I.1 - Impurezas espectrales en redes de difracción | 2 |
| I.2 - Objetivos de este trabajo | 7 |

CAPITULO II: LAS BANDAS DE LUZ DIFUSA

| | |
|---|----|
| II.1 - Introducción | 13 |
| II.2 - Eficiencias y anomalías de una red de difracción | 14 |
| II.3 - Oscilaciones del plasma superficial o plasmones de superficie | 21 |
| II.4 - Descripción de las bandas en términos de los plasmones superficiales | 26 |

CAPITULO III: EL CORRELADOR POR TRANSFORMADA CONJUNTA

| | |
|---|----|
| III.1 - Introducción | 33 |
| III.2 - Descripción del correlador óptico por transformada conjunta | 35 |

| | |
|--|----|
| III.3 - Análisis del correlador por transformada conjunta en presencia de aberraciones | 44 |
| III.4 - Resultados experimentales | 58 |

CAPITULO IV: VISUALIZACION DE LA CORRELACION DE LAS BANDAS

| | |
|----------------------------------|----|
| IV.1 - Introducción | 64 |
| IV.2 - Resultados experimentales | 69 |

CAPITULO V: DISCUSION Y CONCLUSIONES

82

APENDICES

| | |
|-----------------------------------|----|
| Apéndice I El fenómeno de speckle | 89 |
|-----------------------------------|----|

| | |
|--|----|
| Apéndice II : Cálculo de la tolerancia para foco no paraxial | 93 |
|--|----|

| | |
|---|----|
| Apéndice III : Prueba de Foucault para controlar el enfoque | 97 |
|---|----|

| | |
|-------------|----|
| REFERENCIAS | 89 |
|-------------|----|

CAPITULO I

INTRODUCCION

I.1 - IMPUREZAS ESPECTRALES EN REDES DE DIFRACCION

La teoría de la difracción en la aproximación de Fraunhofer, predice que la luz incidente sobre una red sinusoidal ideal será difractada en direcciones bien definidas dando lugar a una serie de máximos, llamados usualmente órdenes. Si la red es del tipo de Ronchi (perfil rectangular) con N surcos, se tendrán $N-2$ máximos secundarios de menor intensidad entre los máximos principales.

Sin embargo, para una red real se observa una cierta cantidad de luz adicional (además de los órdenes secundarios) que se conoce como impureza espectral. Para el uso de redes en espectroscopía las impurezas espectrales se suman al espectro bajo estudio dificultando su análisis. De aquí surge el interés de los físicos por investigar los orígenes y la forma en que esta luz indeseada se manifiesta.

Las impurezas espectrales pueden deberse a efectos de difracción o a defectos en la superficie de la red.

En general, se ilumina la red con un haz colimado proveniente de una fuente puntual monocromática y luego se lo focaliza obteniéndose en el plano espectral los órdenes. Así, la red u otros elementos del sistema actúan como aberturas limitantes generando en dicho plano su figura de difracción de Fraunhofer. En la Figura I.1 se muestra el efecto producido por una abertura rectangular (I.1-a) y por una

circular (I.1-b)).

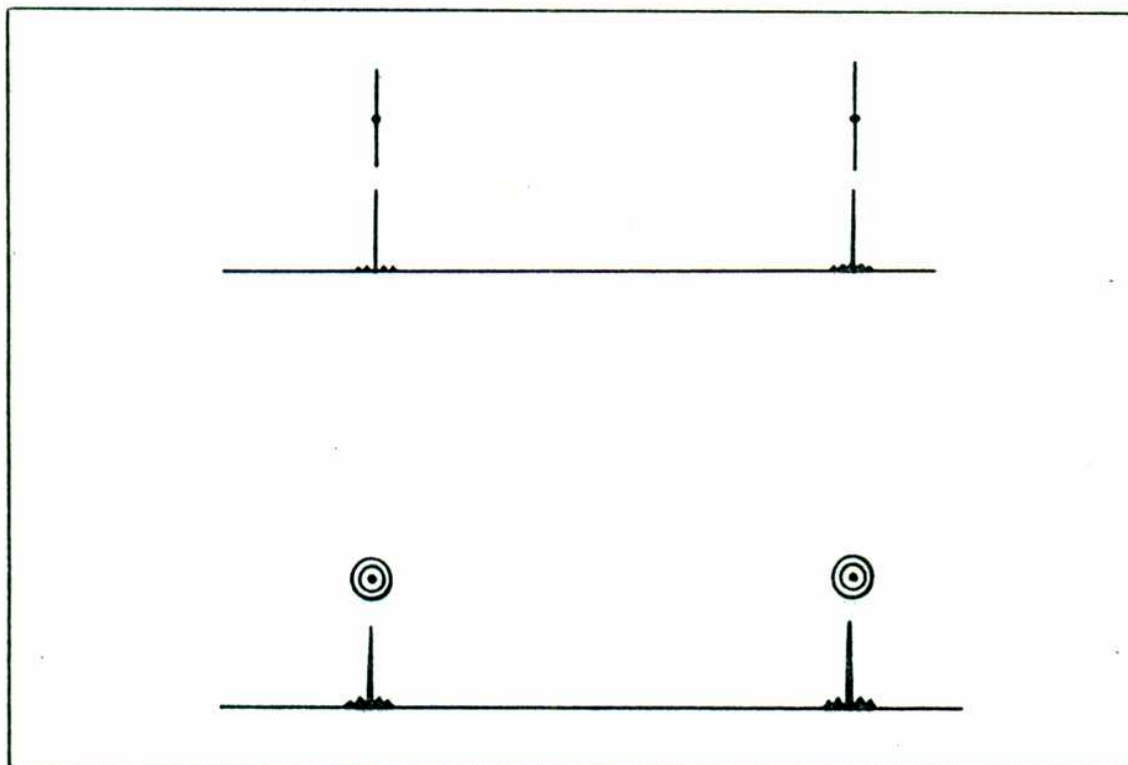


FIGURA I.1 - Efectos de difracción producidos al iluminar uniformemente una red perfecta e infinita con una abertura rectangular (1-a) y con una abertura circular (1-b)).

Por otra parte, cada tipo de imperfección de la red es causante de una forma diferente de luz espúrea. Clasificándolas por sus efectos sobre el espectro pueden dividirse en las que producen luz sobre la línea que une los órdenes y las que generan luz fuera de esta línea.

Los primeros ya han sido objeto de numerosos estudios y se esquematizan en la Figura I.2. En la Figura I.2-a) se observan los *fantasmas*, debidos a variaciones periódicas en la posición o la forma de los surcos ⁽¹⁾ ⁽²⁾ ^(a); en la Figura

I.2-b) se muestran los *satélites*, debidos a imperfecciones no periódicas en el frente de onda, lo cual distorsiona la figura de difracción de Fraunhofer de la abertura, y en I.2-c) se esquematiza el *graso* debido a errores que tienen lugar en la dirección perpendicular a los surcos (es decir a errores que se mantienen constantes en la dirección paralela a los surcos y que generalmente provienen de problemas en el rayado de la red).

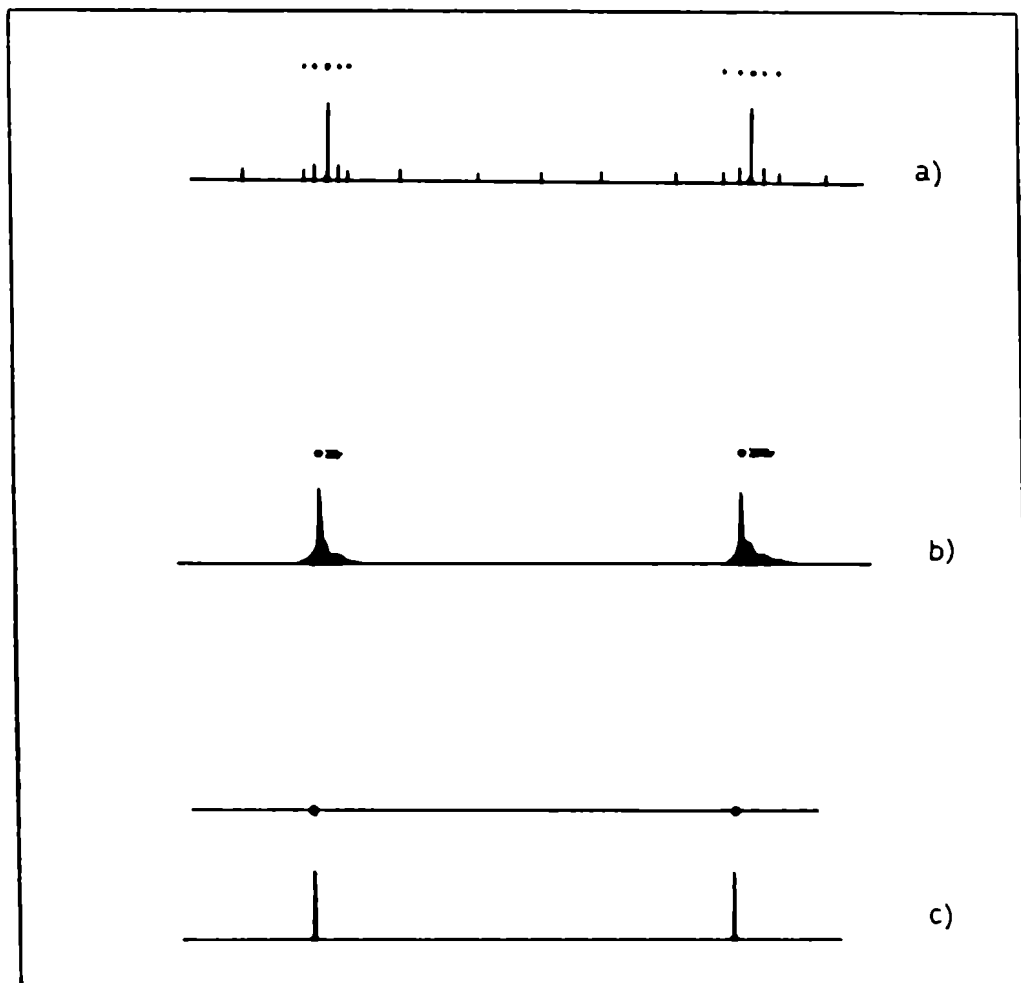


FIGURA I.2 - a) Fantasmas ; b) satélites y c) grasos.

La luz espúrea fuera de la línea que une los órdenes se muestra en la Figura I.3.

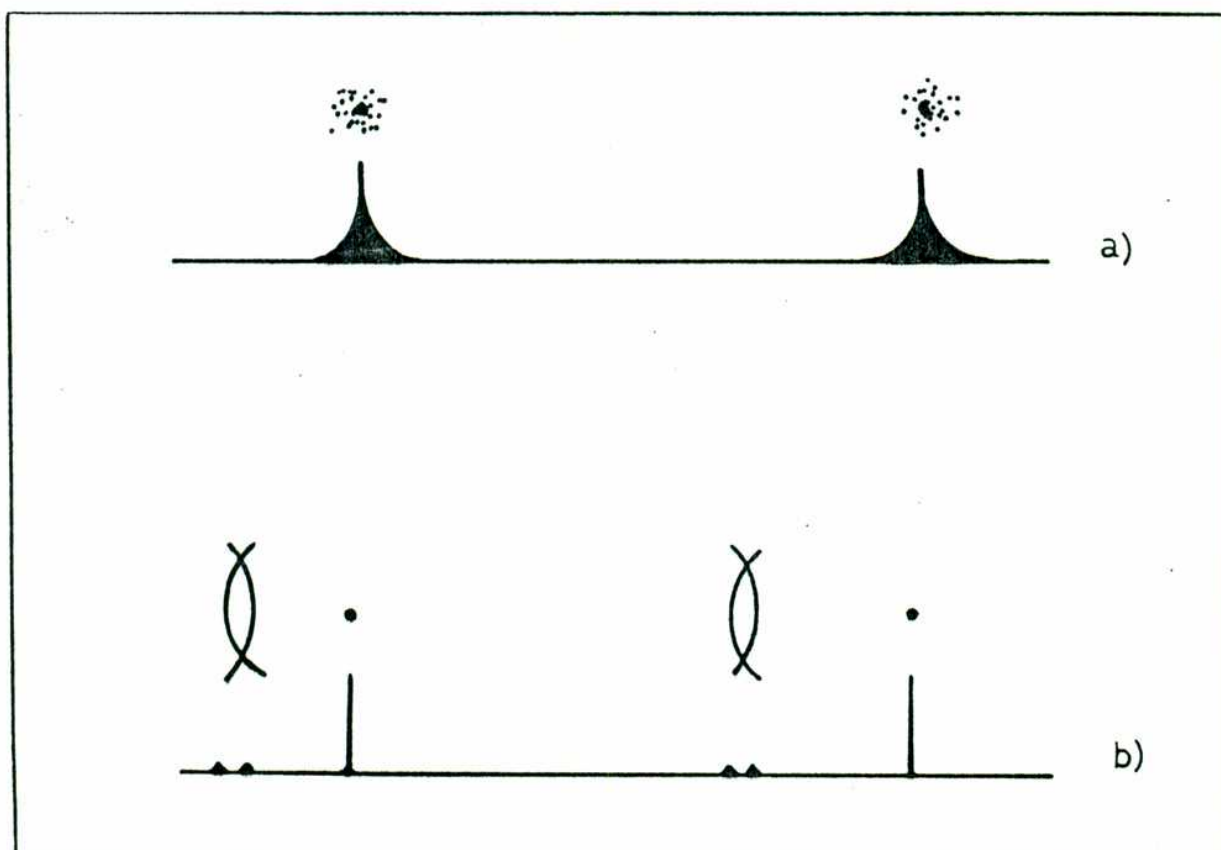


FIGURA I.3 - a) Fondo difuso y b) bandas

Si los errores no tienen una dirección preferencial, tal como ocurre con las micro-rugosidades, partículas de polvo, marcas o cualquier otro tipo de imperfección al azar sobre la superficie de la red, la luz se dispersará en todas las direcciones dando lugar a un fondo difuso como se observa en I.3-a).

El mecanismo de formación de las bandas es un poco más complejo. A diferencia de los otros fenómenos este depende

del material de la superficie de la red y de la polarización y se puede observar siempre que la luz incidente tenga una componente de polarización perpendicular a los surcos (Figura I.3-b)).

En recientes trabajos⁽⁴⁾ ha sido propuesta una descripción fenomenológica de las bandas. En estos, y tal como ya había sido vislumbrado por M. C. Hutley⁽⁵⁾, se plantea que las rugosidades de la superficie de la red juegan un papel fundamental en dicho mecanismo. La explicación del proceso está basada en un modelo que propone la existencia de plasmones superficiales difusos, u ondas superficiales difusas, que se propagan en todas las direcciones sobre la superficie de la red y que al interactuar con los surcos dan origen a las bandas.

Estos plasmones superficiales difusos se generan por interacción de la onda incidente con las micro-rugosidades o bien por interacción de los plasmones superficiales con las micro-rugosidades.

A partir de este modelo J. M. Simon y J. M. Gonzalez Pagliere obtuvieron la ecuación que describe la distribución de intensidades de luz sobre las bandas y encontraron una concordancia apreciable con los resultados experimentales.

El Capítulo II está dedicado a describir en más detalle el fenómeno de las bandas. Si bien hasta aquí hemos considerado a las bandas como un tipo de impureza espectral

su formación difiere totalmente de las de las restantes impurezas. Como veremos, esta responde más al mecanismo de formación de anomalías en redes de difracción. Así, se comenzará por introducir el tema dentro del marco de las anomalías para terminar en la descripción del modelo mencionado.

I.2 - OBJETIVOS DE ESTE TRABAJO

Si el modelo de interacción que explica la formación de las bandas es correcto, la intervención de la estructura periódica debiera traducirse en la existencia de un cierto grado de correlación entre estas. Nos proponemos visualizar la señal de correlación, lo cual constituiría una evidencia experimental contundente del modelo descripto.

Es posible estudiar el grado de correlación en intensidades o en amplitudes complejas. Consideremos en primer lugar el estudio del grado de correlación en intensidades.

Supongamos que sobre una red incida luz altamente coherente. La luz dispersada por las micro-rugosidades tomará un aspecto granuloso que conocemos con el nombre de speckle (Apéndice I). En la figura I.4 se muestran las bandas moduladas por esta estructura.

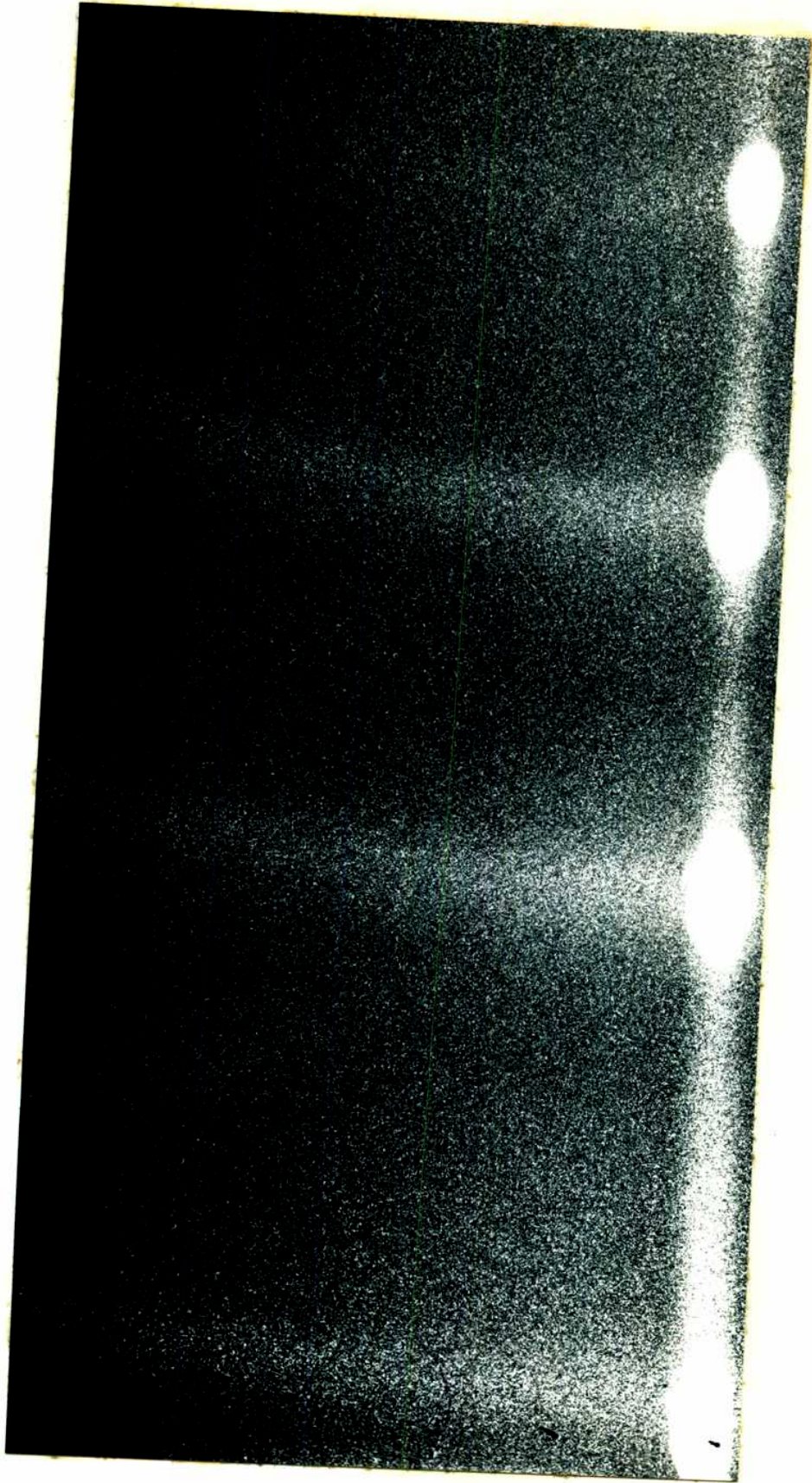


FIGURA I.4 - Fotografía de las bandas moduladas por speckle

Puede pensarse que el speckle que se observa está generado por la superposición de dos contribuciones por un lado la proveniente de la dispersión por las micro-rugosidades de las ondas incidentes y de las ondas superficiales, y por otro la que proviene de la interacción de las ondas superficiales difusas con los surcos de la red.

Esperamos que la luz difusa distribuida sobre éstas contenga información sobre las dos componentes de la red, estructura periódica y rugosidades estadísticas.

En una primera etapa de este trabajo se estudió un procesador óptico a través del cual fuese posible visualizar la correlación de dos campos de speckle para aplicarse luego al caso de las bandas.

En nuestro caso, al contrario de lo que sucede en las técnicas que usan franjas de correlación de speckle, es deseable poder analizar las distribuciones de speckle separadas por distancias mucho mayores que el diámetro de un grano, tal como ocurre con el speckle de las bandas. Con este propósito se realizó un estudio del procesador óptico llamado correlador por transformada conjunta para el caso en que las funciones de entrada fueran dos distribuciones de speckle⁽⁶⁾. Este se presenta en el Capítulo III. Se calcularon también las tolerancias del correlador a las aberraciones del sistema óptico involucrado en la primera etapa de procesado⁽⁷⁾.

Bajo ciertas condiciones experimentales el correlador

permite aumentar la señal que se esperaría para dos distribuciones de speckle correlacionadas. Sin embargo, cuando fueron procesadas las bandas moduladas por la estructura de speckle no se obtuvo señal de correlación.

Suponemos que podría ocurrir que en la formación del speckle de cada banda las contribuciones que lo generan, es decir la proveniente de la dispersión de las ondas incidentes y superficiales por las micro-rugosidades y la proveniente de la interacción de las ondas superficiales difusas con los surcos, puedan variar su fase relativa bajando significativamente la correlación.

Por otra parte, es muy difícil asegurar que las fotografías del speckle de ambas bandas se registren con igual aumento y sin deformaciones de una a otra.

Proponemos, en una segunda etapa, visualizar el grado de correlación en amplitudes complejas⁽⁶⁾. Para esto es necesario reducir la longitud de coherencia de la fuente ya que de otra forma se dificulta la focalización de la superficie de la red.

En el Capítulo IV se muestran las señales de correlación de dos bandas consecutivas, obtenidas a través del procesador por transformada conjunta para distintas polarizaciones y distintas longitudes de coherencia de la luz incidente.

También se registró la figura de franjas obtenida en el

primer plano transformado del procesador por transformada conjunta que, para la disposición empleada, es la imagen de la red reconstruida con luz proveniente de las bandas. Esta figura da una noción del comportamiento de las ondas superficiales sobre la red.

Por último, en el Capítulo V, se analizan los resultados obtenidos y se discute cual es su aporte al conocimiento del fenómeno de las bandas.

CAPITULO 00

LAS BANDAS DE LUZ DIFUSA

II.1 - INTRODUCCION

En el Capítulo I se ha introducido el fenómeno de las bandas como una contribución más a las impurezas o ruidos espectrales ya que, en efecto, contribuye al igual que estas a sumar luz indeseada al espectro de interés.

Sin embargo, existen algunas diferencias fundamentales entre las bandas y las demás impurezas. En primer lugar su descripción no puede realizarse en términos de una simple transformada de Fourier (como ocurre con los fantasmas, satélites o grass) ya que su formación es debida a una compleja interacción entre las ondas electromagnéticas superficiales resonantes y las rugosidades de la red. En segundo lugar, el fenómeno depende de la polarización de la luz incidente y del material de la superficie de la red.

Puede decirse entonces que fenomenológicamente las bandas responden más al mecanismo de formación de las anomalías que al de las impurezas espectrales.

Resulta por esto conveniente que, con el objeto de una descripción más detallada, las presentemos dentro del contexto de las anomalías.

Para ello en una primera sección de este capítulo introduciremos el concepto de anomalías en la eficiencia de una red de difracción siguiendo el orden cronológico en que se fueron realizando los principales trabajos en el tema.

Este resumen, que no pretende de ninguna manera ser completo, se presenta a los efectos de situar históricamente la teoría de formación de las bandas que nos ocupa aquí. Una recopilación más completa y extensa puede encontrarse en los libros de M. C. Hutley⁽⁹⁾, R. Petit⁽¹⁰⁾ o en trabajos de R. F. Millar⁽¹¹⁾ y de I. E. Stewart y W. S. Gallaway⁽¹²⁾.

En la segunda sección se recurre a una descripción de las anomalías desde el punto de vista cuántico que resulta útil para introducir, en una tercera sección, el modelo de interacción que explicaría el fenómeno de formación de las bandas y del cual presentaremos algunas evidencias experimentales que lo sustentan.

II.2 - EFICIENCIA Y ANOMALIAS DE UNA RED DE DIFRACCION

Para los espectroscopistas una de las características más importantes de una red de difracción es su eficiencia. Si bien es cierto que en última instancia la relación señal-ruido para un experimento está determinada por el nivel de luz espúrea, también lo es que no pueden esperarse buenos resultados si no se usa una red que tenga una eficiencia razonable. La forma más usada para tener una medida de la eficiencia es lo que se conoce como eficiencia absoluta y está determinada por el porcentaje de luz incidente que se

difracta en determinado orden.

En el caso ideal se esperaría que la eficiencia de una red pueda variar muy poco de una a otra longitud de onda. Sin embargo, en la práctica se observan frecuentemente grandes variaciones en la eficiencia para pequeños cambios de la longitud de onda. El mismo efecto puede ser observado fijando la longitud de onda y variando el ángulo de incidencia.

El primero en observarlo fue R. W. Wood⁽¹³⁾ (1902) quien detectó una serie de bandas claras y oscuras en el espectro de una fuente de luz blanca. Dado que esto no parecía poder explicarse con la teoría de Huyghens-Fresnel de la difracción las denominó *anomalías*.

La variación en la eficiencia era tan repentina que Wood observó que, para la red estudiada, una de las líneas D del sodio se extinguía y la otra no.

Tal como lo notó Wood las anomalías dependen fuertemente de la polarización de la luz incidente y son mucho más notables cuando el vector campo eléctrico vibra en dirección perpendicular a los surcos.

El primer tratamiento teórico de las anomalías fue realizado por Rayleigh⁽¹⁴⁾ (1907) en su *Teoría dinámica de la red*. Esta se basaba en un desarrollo del campo electromagnético dispersado por una red, infinita y perfectamente conductora, como función dependiente solo de las ondas emergentes. Con esta hipótesis él encontró que el

campo dispersado tenía ciertas singularidades cuando un orden del espectro desaparecía del campo visual. Así Rayleigh infirió que cuando un orden pasa rasante sobre la red se debe esperar que ocurra alguna anomalía en la distribución de luz del espectro. Posteriormente observó que las longitudes de onda para las cuales esto sucedía, llamadas luego longitudes de onda de Rayleigh, correspondían a las anomalías de Wood.

Una de las limitaciones de esta teoría es que, dado que para la longitud de onda de Rayleigh el campo es singular (es decir tiende a infinito), no es posible obtener una descripción de la forma de la anomalía. Por otra parte existen otro tipo de anomalías que no pueden ser explicadas de esta manera.

En efecto, en 1935 J. Strong⁽¹⁵⁾ demostró que la posición de algunas anomalías depende del material de la superficie de la red. Esta característica no está involucrada en la condición de que un orden se difracte rasante ya que esto solo depende de la longitud de onda, del ángulo de incidencia y del perfil de la red.

En su experiencia Strong aplicó una serie de recubrimientos metálicos a varias redes y observó que la posición de algunas anomalías era independiente de la naturaleza del recubrimiento, mientras que otras se corrían significativamente. Aquellas que permanecían fijas eran las

que respondían a la teoría de Rayleigh. Las otras anomalías eran más angostas y menos intensas y no podían ser predichas por la teoría de Rayleigh.

En 1941 U. Fano⁽¹⁶⁾ reexaminó la teoría de las anomalías de Wood con el fin de encontrar su significado físico. En su trabajo clasificó las anomalías en dos tipos diferentes. Por un lado las anomalías *agudas* que se caracterizan por un pico de intensidad y que aparecen sobre el espectro para longitudes de onda muy bien definidas. Estas corresponden a las longitudes de onda de Rayleigh.

Por otro las anomalías *difusas* que aparecen en la zona que va desde el pico de intensidad descrito hacia el rojo y que consisten generalmente en un mínimo y un máximo de intensidad. Ambas anomalías están afectadas fuertemente por la geometría de la red. En efecto, la presencia de bordes agudos en el perfil de los surcos parece ser una condición necesaria para la existencia de anomalías pues puliendo la red el fenómeno desaparecía, a no ser que los surcos fuesen muy angostos. Fano introdujo para la explicación de las anomalías el concepto de ondas superficiales, análogas a las ondas de superficie usadas por Sommerfeld para estudiar el problema de la radiación de una antena cerca de un cuerpo conductor. Estas ondas superficiales se atenúan a ambos lados de la red (hacia el aire y hacia el metal) pudiendo acoplarse, bajo ciertas condiciones, a la onda incidente y

dando lugar así a las anomalías agudas. Para longitudes de onda corridas hacia el rojo, a partir de los valores correspondientes a las anomalías agudas, pueden producirse efectos análogos al de resonancia de un sistema mecánico. En este caso la amplitud de la onda alcanza su valor máximo y sufre además un brusco desfase de 180° causando una perturbación en el espectro que se traduce en una sucesión de franjas claras y oscuras dentro de un corto intervalo de longitudes de onda. Un cambio en las constantes ópticas de la red implica un cambio en las longitudes de onda para las cuales se da el fenómeno de resonancia, explicándose así la dependencia de estas anomalías con, por ejemplo, los distintos recubrimientos metálicos de la red.

Nuevamente no fue posible mediante la teoría de Fano obtener resultados cuantitativos.

Estas teorías no predecían la existencia de anomalías para el campo incidente polarizado en dirección paralela a los surcos, que, por otra parte, tampoco habían sido observadas experimentalmente. No obstante, Wood en sus últimos trabajos sugiere que para esta polarización en algunos casos pueden observarse anomalías. En 1952 C. H. Palmer⁽¹⁷⁾ demuestra que estas anomalías existen si las redes cuyo espectro se está observando tienen surcos muy profundos. El hace notar que en otros experimentos (por ejemplo en las primeras experiencias de Wood) donde las anomalías

mencionadas están ausentes, se usaron redes con surcos muy poco profundos. De esta forma se vió que es posible encontrar anomalías para las dos polarizaciones, apareciendo para la polarización paralela a los surcos solo si estos son suficientemente profundos.

Siguiendo el concepto de ondas superficiales resonantes, introducido por Fano, A. Hessel y A. A. Oliner⁽¹⁹⁾ (1965) propusieron una teoría semicuantitativa, según la cual la red física es reemplazada por una impedancia superficial equivalente, que les permitió predecir la existencia del máximo y mínimo que caracterizan a una anomalía y, bajo condiciones apropiadas, la aparición de anomalías para luz polarizada paralela a los surcos. Ellos distinguen también dos tipos de comportamientos anómalos anomalías de Rayleigh y anomalías de resonancia. Dependiendo de la clase de estructura periódica pueden observarse ambas anomalías en forma superpuesta o en forma separada.

No obstante, el problema que permanece aún es encontrar la impedancia superficial correspondiente a una red dada.

Con posterioridad se han realizado numerosos trabajos sobre la teoría electromagnética de redes cuya complejidad ha requerido el uso de métodos numéricos y cálculos computacionales. Así J. Pavegeau y J. Bousquet⁽¹⁹⁾ (1969) desarrollaron una formulación que, según R. Deleuil⁽²⁰⁾ (1969), se encontraba en muy buena concordancia con

mediciones de anomalías realizadas en la región de microondas e infrarrojo lejano (donde la conductividad de los metales es muy alta). Pero este formalismo, basado en la hipótesis de una conductividad superficial infinita, fallaba para explicar en forma cuantitativa las anomalías observadas en el espectro visible.

La dificultad fue resuelta por D. Maystre⁽²¹⁾ (1973) quien adaptó la teoría de Pavegeau y Bousquet para tener en cuenta la conductividad finita de la superficie metálica de la red, incorporando valores medidos de constantes ópticas del metal. Así, se obtuvo una concordancia excelente entre la teoría y las mediciones previamente publicadas por M. C. Hutley y V. M. Bird⁽²²⁾ (1973) quienes habían realizado un estudio experimental detallado de la eficiencia en redes de difracción sinusoidales para varios ángulos de incidencia, para diferentes longitudes de onda (en el rango visible) y para distintos recubrimientos metálicos.

Hasta aquí las teorías mencionadas no predicen las anomalías que conocemos como bandas. Recientemente R. A. Depine y V. Brudny⁽²³⁾ han desarrollado una teoría bidimensional basada en la existencia de una impedancia superficial equivalente (análoga a la formulada por Hessel y Oliner) que consta de una parte periódica, representando los surcos de la red, y una parte que varía en forma aleatoria, que representa las micro-rugosidades. Resolviendo el problema

en forma rigurosa, ellos obtuvieron máximos de intensidad cuyo comportamiento correspondería al de las bandas de luz difusa.

A pesar de que se han llegado a desarrollar teorías con un altísimo grado de acuerdo con los resultados experimentales, estos formalismos requieren el manejo de una matemática complicada y quizás no ayudan mucho en cuanto a la comprensión del proceso físico involucrado. Se han realizado estudios que tienden a conciliar ambos aspectos.

Recurriremos entonces a una descripción cuántica, que resulta quizás más instructiva en cuanto al entendimiento del fenómeno de las anomalías, incluidas las bandas.

II.3 - OSCILACIONES DEL PLASMA SUPERFICIAL O PLASMONES DE SUPERFICIE

Las cargas electrónicas libres sobre la superficie de un metal pueden realizar fluctuaciones las cuales se denominan oscilaciones del plasma.

Estas oscilaciones pueden ser descritas como una serie de ondas electromagnéticas con intensidad máxima en la superficie y que decaen exponencialmente en dirección perpendicular a ella. Puede darse también una descripción quizás más conveniente en términos de los plasmones de

superficie.

Su existencia fue postulada por R. H. Ritchie⁽²⁴⁾ (1957) quien mostró que para una frecuencia angular ω de las oscilaciones, el vector de onda k viene dada por:

$$k = \frac{\omega}{c} \left[\frac{\epsilon(\omega)}{1 + \epsilon(\omega)} \right]^{1/2}$$

siendo $\epsilon(\omega)$ la función dieléctrica del metal. La parte imaginaria de k determina la absorción interna, mientras que la parte real está asociada con las oscilaciones de la onda. Calcularemos pues la parte imaginaria de k y la llamaremos k'

Para la mayoría de los metales la parte imaginaria de ϵ es, en módulo, mucho menor que su parte real con lo cual

$$k' = \frac{\omega}{c} \left[\frac{\epsilon'(\omega)}{1 + \epsilon'(\omega)} \right]^{1/2} \quad \text{II.1}$$

con ϵ' la parte real de ϵ .

Ahora bien, es posible acoplar en estas ondas energía proveniente de un campo magnético que oscila en dirección paralela a la superficie de la red. Si la superficie es perfectamente "lisa" no habrá acoplamiento posible dado que para metales el valor de k' indicado por II.1 es siempre menor que ω/c , mientras que si se tiene una superficie con rugosidades se ocasionan variaciones locales del campo

eléctrico y puede tener lugar el acoplamiento de energía en los plasmones superficiales.

En términos de la mecánica cuántica puede decirse que se absorbe un fotón y se crea en su lugar un plasmón superficial. Para que esto ocurra es necesario que el vector de onda de la radiación incidente más el incremento introducido por las rugosidades empalme con el vector de onda del plasmón superficial. Para una dada frecuencia ω de la onda incidente es posible empalmar con el vector de onda del plasmón superficial variando el ángulo de incidencia.

Consideremos la situación esquematizada en la figura II.1. Si k'_{ps} es la parte real del vector de onda del plasmón superficial, k'_f es la parte real del vector de onda del fotón incidente y Δk es la parte real del incremento producido por cualquier perturbación de la superficie, la condición de acoplamiento será $k'_f \text{ sen } \theta + \Delta k = k'_{ps}$. Si Δk es cero no hay acoplamiento posible.

Para la mayoría de los metales la radiación incidente que verifica la ecuación anterior se encuentra en el rango del ultravioleta. Midiendo la reflectancia de una superficie metálica rugosa en el ultravioleta, como función del ángulo de incidencia se observa una absorción como la indicada en la Figura II.2.

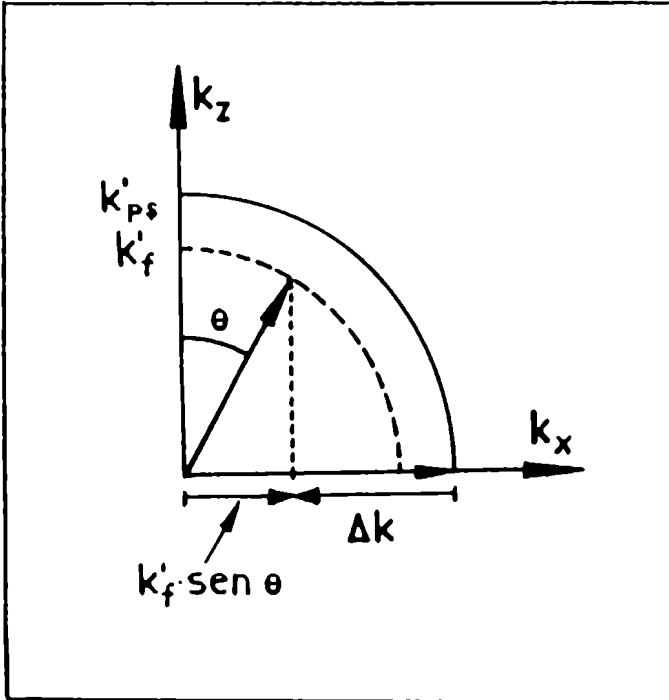
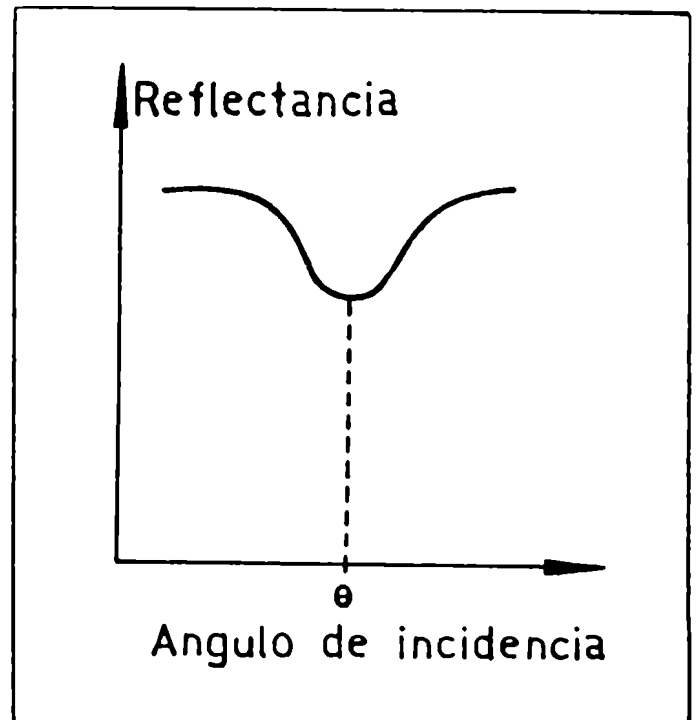


FIGURA II.1 - Esquema del acoplamiento de energía a los plasmones superficiales de un metal.

FIGURA II.2 - Reflectancia de un metal rugoso, en la zona del ultravioleta, en función del ángulo de incidencia.



Dado que una red puede pensarse como una superficie cuya rugosidad es periódica, parece entonces razonable esperar que ocurra algo similar en redes. En efecto, la red actuará de

forma tal de sumar al momento del fotón un cuánto de momento proporcional a la densidad de líneas. Este momento de la red, que llamaremos k_r , se puede tener en cuenta en el acoplamiento entre el vector de onda de la radiación incidente y los plasmones superficiales. La situación es similar a la esquematizada en la Figura II.1 donde ahora $\Delta k = k_r$. Se tiene entonces

$$k'_i \text{ sen } \theta + k_r = k'_{pe}$$

o bien

$$\text{sen } \theta = \left[\frac{\epsilon'(\omega)}{1 + \epsilon'(\omega)} \right]^{1/2} - \frac{m \lambda}{d} \quad \text{II.2}$$

siendo d el espaciado de la red.

Así, para una dada longitud de onda y un dado metal siempre es posible encontrar un ángulo de incidencia para que el acoplamiento sea posible. Además la fórmula II.2 indica en ese caso la posición de la anomalía.

Sin embargo, la ecuación II.2 no puede considerarse más que como una primera aproximación debido a que no toma en cuenta la forma ni la profundidad de los surcos, condiciones indispensables para determinar la eficiencia.

Otro factor a tener en cuenta para predecir en forma detallada la eficiencia es la perturbación que origina el perfil de los surcos sobre los plasmones superficiales.

Es importante notar que ambos formalismos, el clásico y

describir el mismo fenómeno. Tanto las ondas reales y las evanescentes propagándose sobre la red, como la propagación de plasmones superficiales obedecen las ecuaciones de Maxwell. Sin embargo, el punto de vista cuántico parece dar una noción más didáctica de como se forman las anomalías.

Por otra parte, y dando en el centro del tema que nos ocupa, es posible a través de este formalismo explicar el fenómeno de las bandas, llamado también dispersión de la luz por los plasmones superficiales.

II.4 - DESCRIPCION DE LAS BANDAS EN TERMINOS DE LOS PLASMONES SUPERFICIALES

Como ya se mostró en la figura II.3, bajo ciertas condiciones, un fotón puede ser absorbido dando lugar a un plasmón superficial. Ahora bien, también puede darse el proceso inverso un plasmón superficial con un vector de onda adecuado y viajando en la dirección correcta puede dar lugar a la emisión de un fotón. Esto fue demostrado por Y. Y. Teng y E. A. Stern⁽²⁵⁾ (1967) quienes observaron plasmones en la superficie de una red bombardeándola con electrones de alta energía, midiendo luego la radiación proveniente de la red.

Esta luz que emanaba de la superficie de la red se

concentraba en forma de arcos bien definidos o bandas. Esta radiación puede ser observada iluminando directamente la red con un haz de luz monocromático, polarizado en dirección perpendicular a los surcos.

Las bandas fueron observadas para cualquier ángulo de incidencia pero resultan sumamente brillantes cuando el ángulo es tal que el vértice de las bandas coincide con los órdenes difractados.

Ahora bien, los plasmones excitados por la interacción de la onda incidente con la estructura periódica de la red pueden viajar solo en dirección perpendicular a los surcos. ¿Qué características deben entonces tener los plasmones superficiales que generan las bandas?

Simon y Gonzalez Pagliere propusieron que los plasmones superficiales (o las ondas superficiales) que producen las bandas deben viajar en todas direcciones, es decir que deben ser plasmones superficiales difusos (u ondas superficiales difusas), distinguiéndose de aquellos que causan las restantes anomalías de Wood y que viajan en una sola dirección.

Se puede pensar que los plasmones superficiales difusos se excitan debido a dos contribuciones; como se muestra en la Figura II.3

⌘ La interacción de los plasmones superficiales con las micro-rugosidades

alta correlación entre las bandas y el fondo difuso^{(4),(28)}.

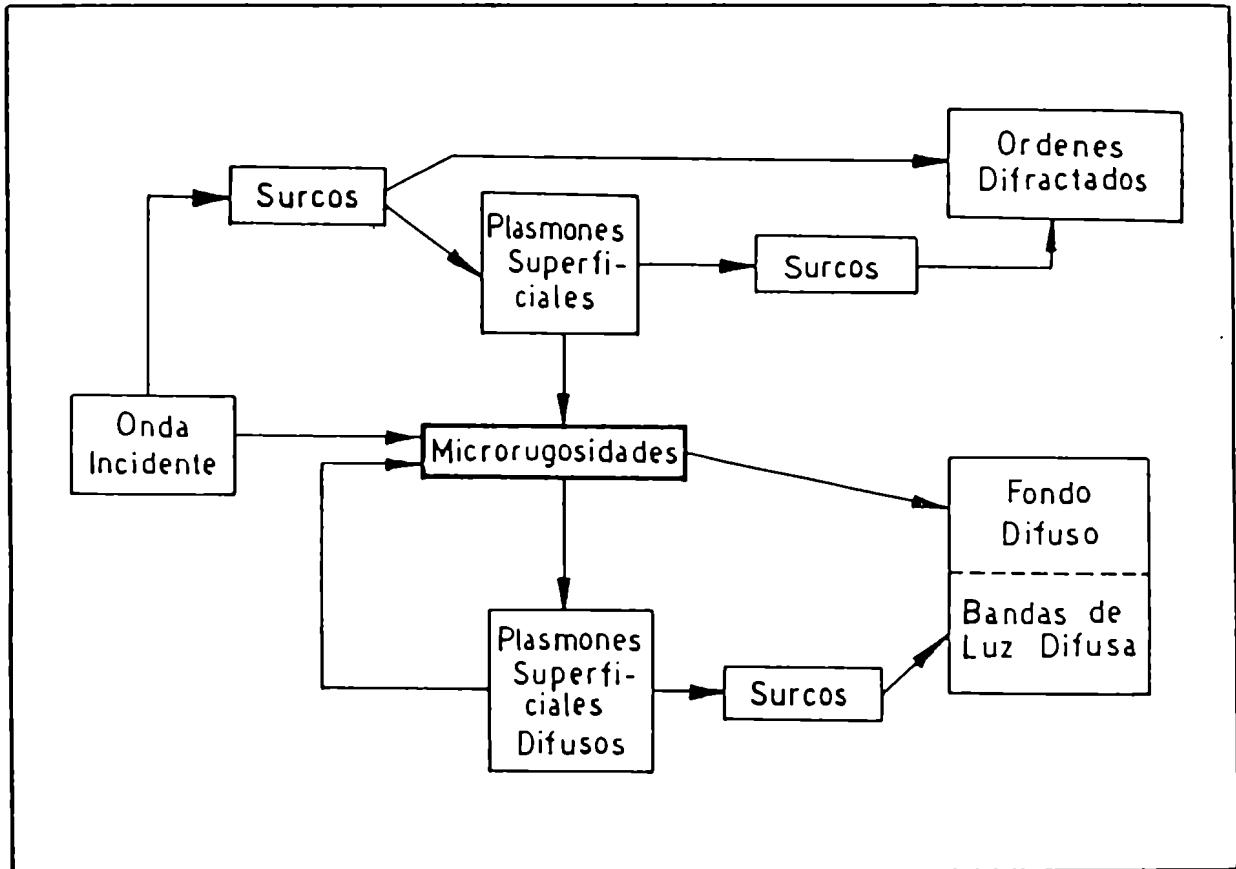


FIGURA II. 9 - Modelo de interacción sobre la superficie de una red.

Una evidencia más que sustentaría este modelo es la posible existencia de un cierto grado de correlación entre las bandas. En efecto, esto pondría de manifiesto la intervención de la estructura periódica en la generación de las bandas.

Para una fuente de alta coherencia las ondas superficiales difusas sobre la red generan una figura de interferencia que puede pensarse como una figura tipo

interferencia que puede pensarse como una figura tipo speckle. Los surcos se comportarían como un divisor de amplitud que dirige esta luz hacia las bandas. La situación se esquematiza en la Figura II.4.

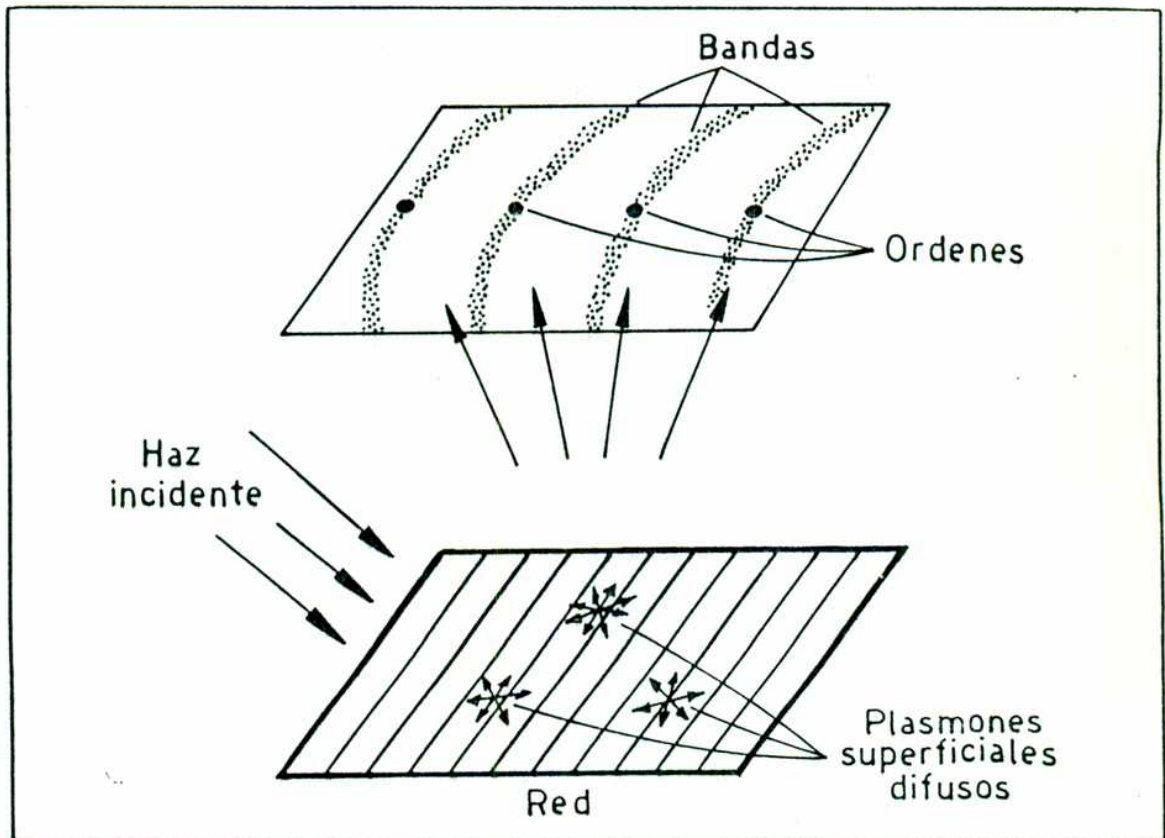


FIGURA II.4 - Emisión producida por la interacción de los plasmones superficiales difusos con los surcos de la red.

Si bien no se indica explícitamente en esta figura, existen otras contribuciones al speckle que se observa en las bandas : la dispersión por las rugosidades de las ondas

Si se baja la coherencia de la fuente el contraste de la figura tipo speckle, generada por la interferencia de las ondas superficiales, disminuirá apreciablemente. No obstante, los surcos actuarán igualmente como divisores de amplitud generando bandas (ya no moduladas por una estructura de speckle) cuyo grado de correlación debiera ser apreciable.

CAPITULO 000

EL CORRELADOR POR TRANSFORMADA CONJUNTA

III.1 - INTRODUCCION

Como se mencionó nos propusimos estudiar el grado de correlación entre las bandas de luz difusa que aparecen en la luz difractada por redes metálicas.

Con una adecuada iluminación incidiendo sobre la red es posible modular las bandas con una estructura de speckle. Así planteado, el análisis del grado de correlación de las bandas es solo un caso particular de un problema más general la visualización de la señal de correlación entre dos regiones distintas de un campo de speckle o de dos figuras de speckle no superpuestas. Este es el tema que trataremos en este Capítulo.

Un procesador que permite obtener la señal de correlación óptica de dos funciones no superpuestas fue ideado por C. S. Weaver y J. W. Goodman⁽²⁹⁾ (1966) y se conoce en la literatura como correlador por transformada conjunta.

Presentaremos aquí una aplicación de este correlador al caso en que las funciones de entrada sean dos fotografías de speckle.

A los efectos del cálculo supondremos que los pasos fotográficos intermedios se llevan a cabo en la región lineal de la curva de transmitancia de los negativos. No obstante, en la experiencia se ha trabajado en condiciones no lineales, lo cual implica que la señal de correlación aumenta en gran

proporción respecto de la señal que se obtendría trabajando en la zona lineal.

La teoría predice una señal de correlación de aproximadamente el doble que el fondo promedio⁽³⁰⁾; si sumamos un fondo de speckle causado por la iluminación coherente se tiene como resultado un pico de correlación de contraste muy pobre lo que dificultaría su observación

La técnica propuesta permite obtener una señal de muy alto contraste, lo cual la hace fácilmente observable a expensas de una pérdida de resultados cuantitativos.

Experimentalmente se observa que un pequeño desenfoque de la lente usada en la primera etapa de procesado puede producir una pérdida significativa de la señal de correlación.

Por este motivo estudiamos el efecto que producen las aberraciones (primarias y desenfoque) del sistema óptico que da la primera transformada de Fourier.

Se hizo un desarrollo de la función aberración a primer orden en las variables del campo objeto. Considerando que en la segunda etapa se trabaja con una porción del campo total se realizó una aproximación lineal de la función aberración en las coordenadas del plano focal del sistema óptico utilizado en la primera etapa.

Con estas aproximaciones se calcularon, para valores experimentales típicos, las aberraciones primarias y el

desenfoco máximos que permitan seguir obteniendo una señal de correlación aceptable.

Por último, controlando el enfoque de tal forma que se ajuste a la tolerancia calculada, se registraron las señales correspondientes a dos campos de speckle completamente correlacionados y completamente no correlacionados.

En el primer caso se repitió la experiencia usando un láser al que se le interpuso un vidrio esmerilado rotante para bajar la coherencia de la fuente. Este procedimiento implica una pérdida de resolución pero nos permite ganar en contraste de la señal.

III.2 - DESCRIPCION DEL CORRELADOR OPTICO POR TRANSFORMADA CONJUNTA

En esta sección supondremos que todos los sistemas ópticos involucrados están libres de aberraciones.

La primera etapa de procesado se esquematiza en la Figura III.1. En esta se realiza el registro fotográfico de la transformada de Fourier de dos distribuciones de speckle, g_1 y g_2 , separadas por una distancia d .

En una etapa posterior este registro es ubicado en una disposición como la de la figura III.1-b).

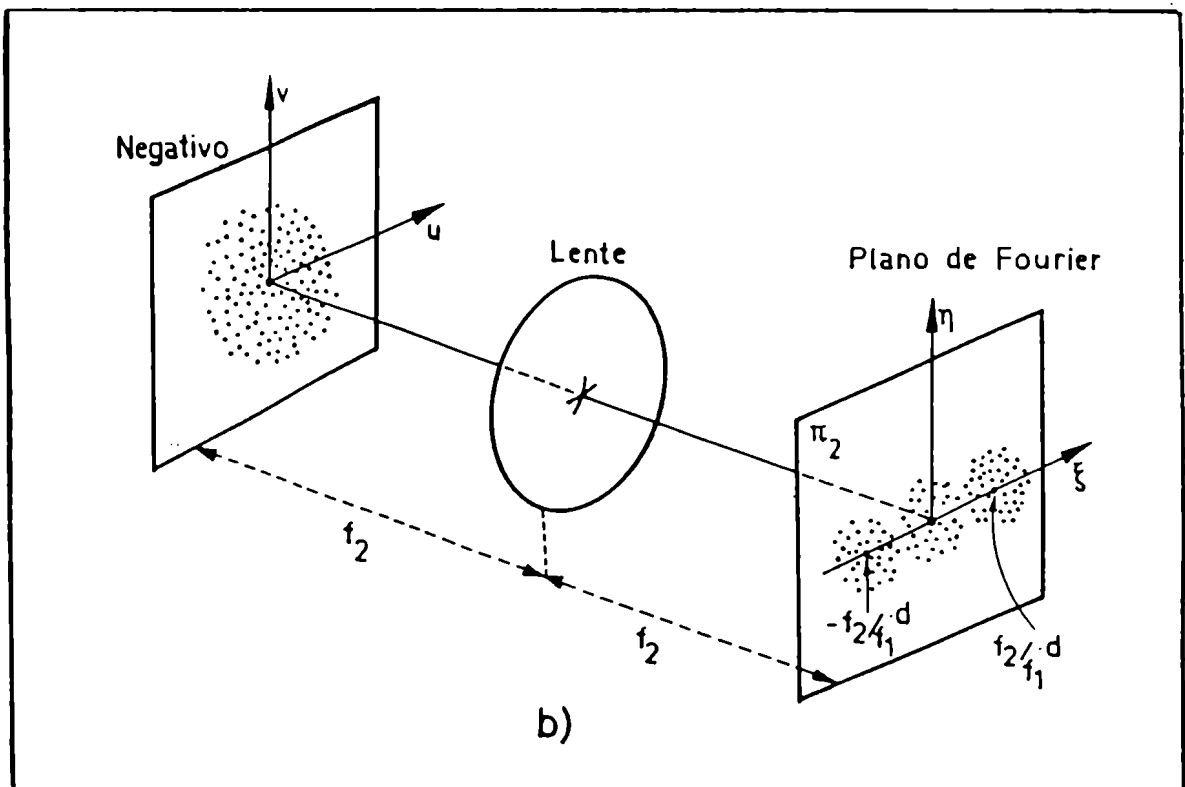
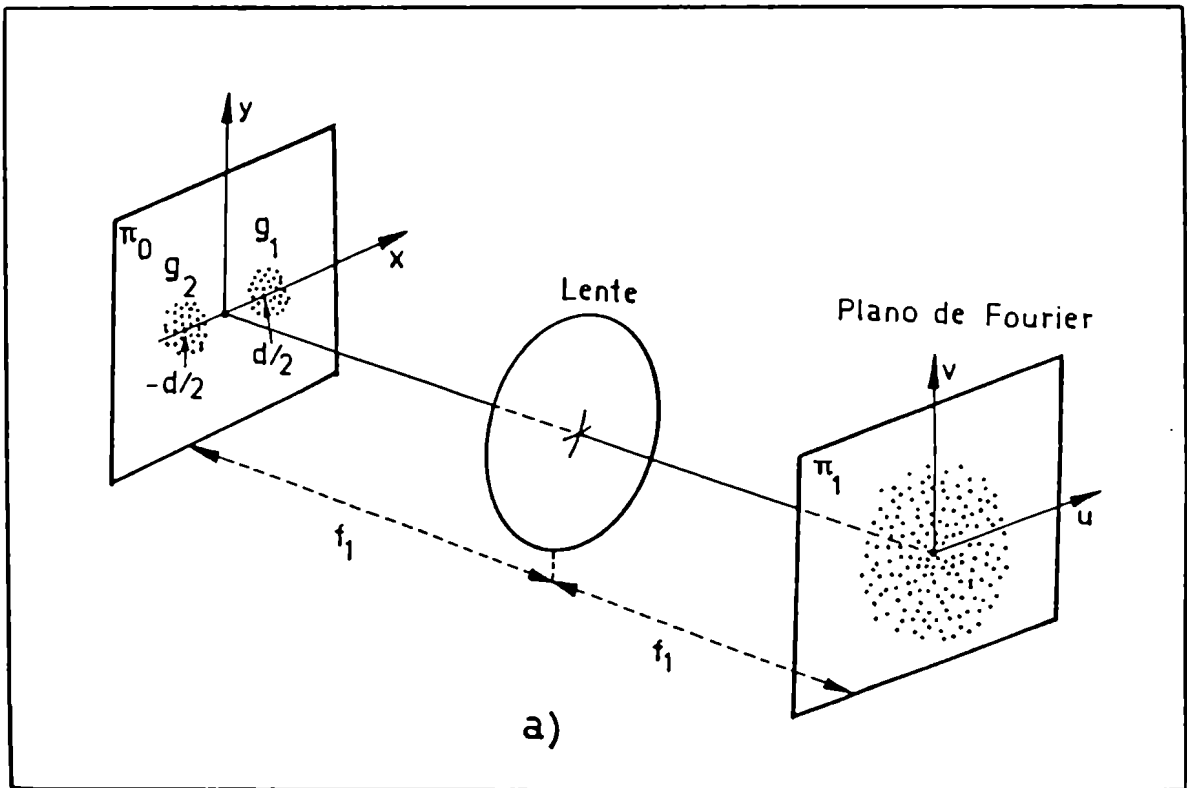


FIGURA III.1 - Disposición empleada para obtener la transformada de Fourier. 1-a) corresponde a la primera etapa y 1-b) a la segunda.

Mostraremos aquí que la distribución de intensidades en el plano de Fourier está relacionada con la correlación de las funciones de entrada g_1 y g_2 .

Para esto escribimos la amplitud transmitida por la transparencia en Π_0 como la suma de dos contribuciones, cada una proveniente de un campo de speckle. Así, la distribución de amplitudes en el plano transformado, de coordenadas $u-v$, es, a menos de una constante

$$\begin{aligned}
 A(u, v) &= \mathcal{F} [g_1(x - d/2, y) + g_2(x + d/2, y)] \\
 &= \frac{1}{i \lambda f_1} \left\{ \exp \left[\frac{-i \pi d}{\lambda f_1} u \right] \tilde{g}_1(u/\lambda f_1, v/\lambda f_1) \right. \\
 &\quad \left. + \exp \left[\frac{i \pi d}{\lambda f_1} u \right] \tilde{g}_2(u/\lambda f_1, v/\lambda f_1) \right\}
 \end{aligned}$$

III.1

donde λ es la longitud de onda empleada, f_1 es la distancia focal de la lente L_1 , \mathcal{F} denota la transformada de Fourier y $\tilde{g}_1(u/\lambda f_1, v/\lambda f_1)$ y $\tilde{g}_2(u/\lambda f_1, v/\lambda f_1)$ son las transformadas de Fourier de las funciones $g_1(x, y)$ y $g_2(x, y)$ respectivamente.

Dado que en el plano Π_1 se realiza un registro fotográfico, nos interesa conocer la intensidad, es decir

$$I(u, v) = A(u, v) A^*(u, v)$$

$$\begin{aligned}
&= \tilde{g}_1 \tilde{g}_1^* + \tilde{g}_2 \tilde{g}_2^* + \tilde{g}_1 \tilde{g}_2^* \exp \left[\frac{-i 2 \pi d}{\lambda f_1} u \right] + \\
&+ \tilde{g}_1^* \tilde{g}_2 \exp \left[\frac{i 2 \pi d}{\lambda f_1} u \right]
\end{aligned}$$

III.2

donde los argumentos de las funciones \tilde{g}_1 y \tilde{g}_2 han sido omitidos por simplicidad. La expresión III.2 se puede escribir también como

$$I(u, v) = \tilde{g}_1 \tilde{g}_1^* + \tilde{g}_2 \tilde{g}_2^* + 2 \operatorname{Re} \left[\tilde{g}_1 \tilde{g}_2^* \exp \left(\frac{-i 2 \pi d}{\lambda f_1} u \right) \right]$$

III.3

Así, en el plano Π_1 se obtiene una figura de speckle modulada por franjas con período $\lambda f_1/d$ y orientadas según la dirección del eje v .

Calcularemos ahora la amplitud en el plano Π_2 (Figura III.1-b) producida iluminando el negativo obtenido en la etapa anterior. Para esto supondremos que la transmitancia en amplitud del negativo revelado es una función lineal de la intensidad incidente I , o sea

$$A_t = a - b I t$$

donde A_t es la amplitud transmitida por el negativo, t es el tiempo de exposición, y a y b son constantes que dependen del

tipo de película y del proceso de revelado.

Luego, la amplitud en el plano Π_2 , con coordenadas $\xi - \eta$ es, a menos de un factor constante

$$\begin{aligned} A(\xi, \eta) &= \mathcal{F}(a - b I t) \\ &= \mathcal{F}(a) - b t \mathcal{F}(I) \end{aligned}$$

El primer término da una función delta centrada en el origen, así que puede decirse que, a menos de una delta en el origen la amplitud será proporcional a la transformada de Fourier de I , es decir

$$\begin{aligned} A(\xi, \eta) \propto & \mathcal{F}(\tilde{g}_1^* \tilde{g}_1) + \mathcal{F}(\tilde{g}_2^* \tilde{g}_2) + \\ & + \mathcal{F} \left[\tilde{g}_1^* \tilde{g}_2 \exp \left(\frac{i 2 \pi d}{\lambda f_1} \right) \right] + \\ & + \mathcal{F} \left[\tilde{g}_1 \tilde{g}_2^* \exp \left(\frac{-i 2 \pi d}{\lambda f_1} \right) \right] \end{aligned}$$

III.4

Los primeros términos de III.4 dan las integrales de autocorrelación de g_1 y g_2 respectivamente. Tomemos, por ejemplo, el primer término

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\tilde{g}_1 \tilde{g}_1^*) &= \mathcal{F}(\tilde{g}_1) \circ \mathcal{F}(\tilde{g}_1^*) = \\ &\propto [g_1 \circ g_1](-\xi f_1/f_2, -\eta f_1/f_2) \end{aligned}$$

III.5

donde \circ denota la operación de correlación. Se obtiene entonces la autocorrelación de g_1 en las coordenadas

$-\xi f_1/f_2, -\eta f_1/f_2$ Los términos tercero y cuarto de III.4 están relacionados con las correlaciones cruzadas de g_1 y g_2 :

$$\begin{aligned} & \mathcal{F} \left[\tilde{g}_1^* \tilde{g}_2 \exp \left(\frac{i 2 \pi d}{\lambda f_1} \right) \right] + \mathcal{F} \left[\tilde{g}_1 \tilde{g}_2^* \exp \left(\frac{-i 2 \pi d}{\lambda f_1} \right) \right] = \\ & = \mathcal{F} (\tilde{g}_1^* \tilde{g}_2) \otimes \mathcal{F} \left[\exp \left(\frac{i 2 \pi d}{\lambda f_1} \right) \right] + \\ & + \mathcal{F} (\tilde{g}_1 \tilde{g}_2^*) \otimes \mathcal{F} \left[\exp \left(\frac{-i 2 \pi d}{\lambda f_1} \right) \right] = \\ & \propto [g_1 \circ g_2](-\xi f_1/f_2, -\eta f_1/f_2) \otimes \delta (-\xi f_1/f_2 - d, -\eta f_1/f_2) + \\ & + [g_2 \circ g_1](-\xi f_1/f_2, -\eta f_1/f_2) \otimes \delta (-\xi f_1/f_2 + d, -\eta f_1/f_2) \end{aligned}$$

III.6

donde \otimes denota la operación de convolución.

Recordando que el efecto de convolucionar una función con una delta desplazada del origen es el de desplazar la función en una misma distancia, de III.6 obtenemos

$$\begin{aligned} & [g_1 \circ g_2](-\xi f_1/f_2 + d, -\eta f_1/f_2) + \\ & + [g_2 \circ g_1](-\xi f_1/f_2 - d, -\eta f_1/f_2) \end{aligned}$$

III.7

Estos dos términos representan las correlaciones cruzadas de las funciones g_1 y g_2 centradas en las coordenadas del plano

de observación

$$\begin{aligned}\xi_1 &= f_2 d / f_1 & \eta_1 &= 0 \\ \xi_2 &= -f_2 d / f_1 & \eta_2 &= 0\end{aligned}$$

Queremos ahora analizar cualitativamente las distribuciones en el plano de observación Π_2 para dos campos de speckle completamente correlacionados y para dos campos de speckle completamente no correlacionados. Consideraremos para el primer caso $g_1 = g_2 = g$. De acuerdo con III.4, III.5 y III.7 la amplitud en Π_2 puede expresarse como

$$\begin{aligned}A(\xi, \eta) &\propto 2 [g \circ g] (-\xi f_1 / f_2, -\eta f_1 / f_2) + \\ &+ [g \circ g] (-\xi f_1 / f_2 + d, -\eta f_1 / f_2) + \\ &+ [g \circ g] (-\xi f_1 / f_2 - d, -\eta f_1 / f_2)\end{aligned}$$

III.8

El primer término de III.8 es proporcional a la autocorrelación de la función g centrada en el origen, y los términos segundo y tercero dan la autocorrelación desplazada a lo largo del eje η en $f_2 d / f_1$ y $-f_2 d / f_1$ respectivamente. Ahora bien, la función g tendrá en general una forma arbitraria (circ., rect., etc.) modulada por una estructura de speckle. Supongamos que la función de entrada g contenga M granos de speckle. Recordemos que la operación de correlación

se define como el resultado de la siguiente integral

$$[g \circ g](\Delta x, \Delta y) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) g^*(x - \Delta x, y - \Delta y) dx dy$$

III.9

donde Δx y Δy son las coordenadas en las cuales se evalúa la autocorrelación, y x e y son las variables de integración. Puede verse entonces que :i) para desplazamientos $\Delta x = \Delta y = 0$ los $2M$ granos de speckle de las funciones del integrando de la ecuación III.9 se superpondrán y se tendrá un valor máximo para correlación; ii) para desplazamientos que van desde cero hasta el ancho promedio de un grano de speckle III.9 comienza a decrecer y iii) para desplazamientos mayores que el ancho de un grano de speckle la totalidad de granos no se superpondrá sino que se tendrá un cierto número (menor que $2M$) que coincidirá en forma casual. Este número de coincidencias casuales será proporcional al área de superposición de las funciones $g(x, y)$ y $g(x + \Delta x, y + \Delta y)$. Si el desplazamiento es mayor que el ancho de la función $g(x, y)$ no habrá más superposición de speckles y la correlación caerá a cero. Así, se obtiene una función cuyo ancho está relacionado con el ancho de la función g y en el centro un pico cuyo ancho está relacionado con el ancho de un grano de speckle.

Si los campos g_1 y g_2 son distintos (aunque conservando la misma estadística) se tendrá que evaluar la correlación

§ La interacción de la onda incidente con las micro-rugosidades.

La interacción de los surcos con estos plasmones superficiales difusos, que viajan en todas las direcciones sobre la superficie de la red, origina las bandas de luz difusa.

El modelo de interacción se basa en dos evidencias experimentales. Por un lado, al variar el ángulo de incidencia las bandas permanecen fijas respecto a la normal a la red, lo cual se explica porque la interacción de un plasmón superficial con la superficie de la red no depende de la manera en que este ha sido creado.

Por otro lado, las bandas tienen una distribución cuasiperiódica y, para determinados ángulos de incidencia coinciden con los órdenes, lo cual sugiere la intervención de la estructura periódica en su formación.

En la Figura II.3 puede observarse que la interacción del plasmón superficial con los surcos contribuye a los órdenes difractados, mientras que la interacción con las micro-rugosidades genera el plasmón superficial difuso que luego originará las bandas.

Con este modelo ha sido calculada la distribución de luz en las bandas⁽⁴⁾ y su forma geométrica⁽²⁶⁾ (hallada paralelamente por E. T. Loewen, W. R. Mc Kinney y R. Mc Phedran⁽²⁷⁾). Por otra parte se ha encontrado que existe una

cruzada, es decir

$$[g_1 \circledast g_2] (\Delta x, \Delta y) = \iint_{-\infty}^{\infty} g_1(x, y) g_2^*(x - \Delta x, y - \Delta y) dx dy$$

III.10

En este caso no se obtendrá superposición total ni aún para desplazamiento nulo, de forma tal que solo las superposiciones casuales contribuirán a la integral.

Para realizar la experiencia se utilizaron fotografías conteniendo dos campos de speckle delimitados por contornos circulares del mismo diámetro D separados por una distancia d entre centros y modulados por M granos con la misma estadística. El hecho de utilizar distribuciones de intensidad nos asegura que las funciones g_1 y g_2 son reales. Elegimos $d > D$ de manera tal que la distribución de amplitudes, en el plano final, contenga tres órdenes bien diferenciados. En este caso la intensidad en Π_2 no tendrá términos de interferencia y se obtendrá nuevamente una figura con un orden central y dos órdenes laterales. Como veremos en los resultados, el orden central está afectado por una delta asociada con la parte constante de la transmisión del negativo y no tiene relación con la correlación de los campos de speckle, mientras que en los órdenes laterales encontraremos una delta en el caso de correlación total, y no

se observará ninguna delta en el caso de speckles totalmente no correlacionados.

III.3 - ANALISIS DEL CORRELADOR POR TRANSFORMADA CONJUNTA EN PRESENCIA DE ABERRACIONES

Veremos ahora como se modifica la distribución de amplitudes en el plano de salida Π_2 por las aberraciones del sistema óptico involucrado en la primera etapa de procesado. Las aberraciones en la segunda etapa de procesado se traducirán en un ensanchamiento de la señal de correlación lo cual no afectará significativamente los resultados cualitativos que se pretenden visualizar. Por esta razón supondremos de aquí en más que el sistema óptico de la segunda etapa de procesado se encuentra libre de aberraciones. Adicionalmente supondremos, por simplicidad, que $f_1 = f_2 = f$.

En general, la diferencia de fase debida a las aberraciones en el plano de coordenadas $u-v$ será una función $W(x, y; u, v)$ que se puede expresar como serie de potencias de estas variables.

Para usar una aproximación de esta función analizaremos en que forma viene dado el objeto. Sin pérdida de generalidad podemos pensar que las funciones a correlacionar ocupan solo

una porción del campo total y tienen un mismo contorno (tal como se describió en la sección III.2).

Dado que se ha supuesto que las funciones están centradas puntos simétricos respecto del origen sobre el eje x ; en la dirección y la diferencia de fase introducida por las aberraciones es igual para ambas, mientras que en la dirección x pueden tenerse factores distintos para las dos funciones.

Aunque los factores de fase introducidos por las aberraciones que afecten ambas funciones por igual modifican la señal de correlación, ya que se trata de la correlación de dos nuevas funciones, se puede ver que si las funciones originales estaban completamente correlacionadas las funciones afectadas por un mismo factor de fase mantendrán un cierto grado de correlación y no habrá un deterioro importante en la señal.

Para g_1 , $W(x, y; u, v)$ se puede expresar como

$$W_1(x, y; u, v) = W_1(d/2, 0; u, v) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i!} \left[(x-d/2) \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} \right]_{(d/2, 0)}^i W_1(x, y; u, v)$$

III.11

y para g_2

$$W_2(x, y; u, v) = W_2(-d/2, 0; u, v) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i!} \left[(x+d/2) \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} \right]_{(-d/2, 0)}^i W_2(x, y; u, v)$$

III.12

Considerando las aberraciones primarias (esférica, coma, astigmatismo, distorsión y curvatura de campo) y el desenfoque podemos escribir $W(x, y; u, v)$ como suma de términos pares en x e impares en x .

A los términos impares en $x + d/2$ y $x - d/2$ de los desarrollos III.11 y III.12 solo contribuirán los que provengan de términos pares en x de la función $W(x, y; u, v)$. En cuanto a los términos pares en $x + d/2$ y en $x - d/2$ solo contribuirán los que provengan de términos impares de la función aberración. Los otros dos casos posibles (términos impares en $x \pm d/2$ provenientes de impares en x y términos pares en $x \pm d/2$ provenientes de pares en x) aportan la misma diferencia de fase sobre cada abertura y no provocan una pérdida significativa de la señal de correlación, como ya se dijo.

Los términos pares e impares en $x \pm d/2$ en las expresiones III.11 y III.12 son

$$\left. \begin{aligned}
 W & \Big|_{(\mp d/2, 0)} \\
 \frac{\partial W}{\partial y} & \Big|_{(\mp d/2, 0)} y \\
 \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} & \Big|_{(\mp d/2, 0)} (x \mp d/2)^2 \\
 \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} & \Big|_{(\mp d/2, 0)} y^2
 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{términos pares en } (x \mp d/2) \\ \text{III.13} \end{array}$$

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\partial W}{\partial x} & \Big|_{(\mp d/2, 0)} (x \mp d/2) \\
 \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} & \Big|_{(\mp d/2, 0)} (x \mp d/2) y \\
 \frac{\partial^3 W}{\partial x^3} & \Big|_{(\mp d/2, 0)} (x \mp d/2)^3 \\
 \frac{\partial^3 W}{\partial y \partial x^2} & \Big|_{(\mp d/2, 0)} (x \mp d/2)^2 \\
 \frac{\partial^3 W}{\partial y^3} & \Big|_{(\mp d/2, 0)} y
 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{términos impares en} \\ (x \mp d/2) \\ \text{III.14} \end{array}$$

donde se ha omitido el argumento de W .

Para calcular III.13 solo nos interesa, por lo dicho anteriormente la parte impar de la función aberración y para calcular III.14 necesitamos la parte par de la función aberración. Estas contribuciones se encuentran resumidas en las tablas III.1 y III.2. En estas A_E , A_A , A_D , A_{CC} y A_C son constantes dimensionales que corresponden a la aberración

esférica, astigmatismo, distorsión, curvatura de campo y coma respectivamente.

| Potencias pares en $x \pm d/2$ | Distorsión | Parte impar de la coma |
|--|--------------------------------|-------------------------|
| $H \Big _{(x=d/2, 0)}$ | $\pm A_D (u^3 d/2 + uv^2 d/2)$ | $\pm A_C ud^3 / \theta$ |
| $\frac{\partial H}{\partial y} \Big _{(x=d/2, 0)}$ | 0 | $\pm A_C 3ud$ |
| $\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \Big _{(x=d/2, 0)}$ | 0 | $\pm A_C ud$ |

TABLA III. 1

| Potencias Impares en $x \pm d/2$ | Parte par de la coma | Curvatura de campo | Aberración esférica | Astigmatismo | Desenfoque |
|---|----------------------|-----------------------|---------------------|----------------|-------------------------------|
| $\frac{\partial H}{\partial x} \Big _{(x=d/2, 0)}$ | 0 | $\pm A_{CC} d(utv^2)$ | $\pm A_E d^3 / 2$ | $\pm A_A du^2$ | $\mp \Delta f d / \theta^2 f$ |
| $\frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y} \Big _{(x=d/2, 0)}$ | $\pm A_C dv$ | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\frac{\partial^3 H}{\partial x^3} \Big _{(x=d/2, 0)}$ | 0 | 0 | $\pm A_E 12d$ | 0 | 0 |
| $\frac{\partial^3 H}{\partial y \partial x^2} \Big _{(x=d/2, 0)}$ | $\pm A_C 2v$ | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\frac{\partial^3 H}{\partial y^3} \Big _{(x=d/2, 0)}$ | $\pm A_C 2v$ | 0 | 0 | 0 | 0 |

TABLA III. 2

Los términos de los desarrollos III.11 y III.12 que son

nulos para todas las aberraciones no han sido incluidos en estas tablas.

Así, podemos expresar la función aberración desarrollada alrededor del centro de cada abertura como

$$\begin{aligned}
 W_{1,2}(x, y; u, v) = & \left[\pm A_C \frac{d^3}{8} u \pm A_D \frac{d}{2} u (u^2 + v^2) \right] + \\
 & + (x \mp d/2) \left[\pm A_A d u^2 \pm A_{CC} d (u^2 + v^2) \pm A_E \frac{d^3}{2} \pm \frac{\Delta f}{\lambda f^2} \frac{d}{2} \right] \pm \\
 & \pm (x \mp d/2) y \left[A_C d v \right] \pm (x \mp d/2)^2 \left[\frac{3}{2} A_C d u \right] + y^2 \left[A_C \frac{d}{2} u \right] \pm \\
 & \pm (x \mp d/2)^2 y \left[A_C \frac{v}{2} \right] \pm y^3 \left[A_C v \right] \pm (x \mp d/2)^3 \left[2 A_E d \right]
 \end{aligned}$$

III.15

Donde los signos superiores corresponden a W_1 , es decir al desarrollo alrededor de $d/2$, y los inferiores a W_2 , es decir al desarrollo alrededor de $-d/2$.

Analicemos los términos de orden superior a 1 de la expresión III.15. Estos se pueden agrupar en una serie de términos que dependen solo de la coma del sistema y un término relacionado con la aberración esférica. Dado que se está trabajando con una lente simple y, sabiendo que en este caso siempre es posible encontrar una forma de lente que minimice la coma, pediremos que los términos de coma de órdenes superiores sean despreciables. Por otra parte, el

término de orden superior que depende de la aberración esférica es, por lo menos cuatro veces menor que el de primer orden correspondiente a esta aberración.

Con estas consideraciones podemos reescribir III.15 de la siguiente manera :

$$W_{1,2}(x, y; u, v) = \pm b(u, v) \pm (x \mp d/2) a(u, v)$$

$$\text{donde } a(u, v) = A_A d u^2 + A_{CC} d (u^2 + v^2) + A_E \frac{d^3}{2} + \frac{\Delta f}{\lambda f^2} \frac{d}{2}$$

$$b(u, v) = A_C \frac{d^3}{8} u + A_D \frac{d}{2} u (u^2 + v^2)$$

o lo que es lo mismo

$$W_{1,2}(x, y; u, v) = \pm b(u, v) \pm x a(u, v) \quad \text{III.16}$$

ya que $-d/2 a(u, v)$ afecta a las dos aberturas por igual.

Si en el plano $u-v$ solo se toma una pequeña porción del campo total podemos aproximar los coeficientes $a(u, v)$ y $b(u, v)$ a su desarrollo lineal en el entorno de un punto (u_0, v_0) , desplazado del origen. La distancia de este punto al origen no debe superar el radio máximo de la figura de difracción en este plano.

Las siguientes son expresiones para los desarrollos a primer orden de $a(u, v)$ y $b(u, v)$ donde se ha elegido por simplicidad $v_0 = 0$

$$a(u, v) \simeq (A_A + A_{CC}) d^2 u_0 + A_E \frac{d^3}{2} - \frac{\Delta f}{\lambda f^2} \frac{d}{2} + \\ + 2 (A_A + A_{CC}) u_0 d (u - u_0)$$

$$b(u, v) \simeq A_C \frac{d^3}{8} + A_D \frac{d}{2} u_0^2 + \left[A_C \frac{d^3}{8} + \frac{3}{2} A_D u_0^2 \right] (u - u_0) \quad \text{III.17}$$

Así se puede escribir III.16 como

$$W_{1,2}(x, y; u, v) = \pm A u x \pm B x \pm C u \pm D \quad \text{III.18}$$

donde $A = 2 (A_A + A_{CC}) u_0 d$

$$B = - (A_A + A_{CC}) d u_0^2 - A_E \frac{d^3}{2} + \frac{\Delta f}{\lambda f^2} \frac{d}{2}$$

$$C = A_C \frac{d^3}{8} + \frac{3}{2} A_D u_0^2$$

$$D = A_C \frac{d^3}{8} u_0 + \frac{1}{2} A_D d u_0^2 - u_0 (A_C \frac{d^3}{8} + \frac{3}{2} A_D u_0^2)$$

Con estas aproximaciones la distribución de amplitudes en el plano focal de la primer lente queda expresada como:

$$A(u, v) \propto \mathcal{F} \{ g_1(x - d/2, y) \exp [2\pi i (Aux + Bx + Cu + D)] \} + \\ + \mathcal{F} \{ g_2(x + d/2, y) \exp [-2\pi i (Aux + Bx + Cu + D)] \} \quad \text{III.19}$$

Notemos que el primer término de III.19 es una transformada de Fourier con frecuencias espaciales f_x y f_y que vienen

dadas por

$$\begin{aligned} f_x &= (- A + 1 / \lambda f) u - B \\ f_y &= v / \lambda f \end{aligned} \quad \text{III.20}$$

Mientras que el segundo término es una transformada de Fourier con frecuencias espaciales

$$\begin{aligned} f'_x &= (A + 1 / \lambda f) u + B \\ f_y &= v / \lambda f \end{aligned} \quad \text{III.21}$$

Teniendo en cuenta el teorema del desplazamiento de las transformadas de Fourier, la ecuación III.19 queda

$$\begin{aligned} A(u, v) \propto \tilde{g}_1(f_x, f_y) \exp[-i\pi f_x] \exp[2\pi i(Cu + D)] + \\ \tilde{g}_2(f'_x, f_y) \exp[i\pi f'_x] \exp[-2\pi i(Cu + D)] \end{aligned} \quad \text{III.22}$$

donde el símbolo $\tilde{}$ denota la transformada de Fourier. En este plano se realiza un registro fotográfico, por lo cual nos interesa la intensidad, es decir $A(u, v) A^*(u, v)$

$$\begin{aligned} I(u, v) \propto \tilde{g}_1(f_x, f_y) \tilde{g}_1^*(f_x, f_y) + \tilde{g}_2(f'_x, f_y) \tilde{g}_2^*(f'_x, f_y) \\ + \tilde{g}_1(f_x, f_y) \tilde{g}_2^*(f'_x, f_y) \exp\{\pi i[-d(f_x + f'_x) + 4(Cu + D)]\} \\ + \tilde{g}_1^*(f_x, f_y) \tilde{g}_2(f'_x, f_y) \exp\{\pi i[d(f_x + f'_x) - 4(Cu + D)]\} \end{aligned} \quad \text{III.23}$$

Suponiendo que el procesado es lineal, es decir que la

transmisión del negativo es proporcional a la intensidad dada por III.23, en el plano focal de la lente correspondiente a la segunda etapa la amplitud será proporcional a la transformada de Fourier de $I(u, v)$. Como en el caso del correlador ideal los dos últimos términos serán los que están relacionados con la correlación de las funciones g_1 y g_2 .

Calcularemos la transformada de Fourier de uno de ellos, por ejemplo del tercero y lo llamaremos $A_3(x', y')$

$$A_3(x', y') \propto \iint \tilde{g}_1[(-A+1/\lambda f)u-B; v/\lambda f] \times \\ \times \tilde{g}_2^*[(A+1/\lambda f)u+B; v/\lambda f] \exp[-2\pi i d u/\lambda f] \exp[4\pi i (Cu+D)] \times \\ \exp[-2\pi i/\lambda f(ux'+vy')] du dv$$

III.24

donde se han escrito f'_x , f'_y y f'_z en función de u y v .

La expresión III.24 se puede pensar como una transformada de Fourier con frecuencias espaciales

$$f'_u = d/\lambda f - 2C + x'/\lambda f$$

$$f'_v = y'/\lambda f$$

Así, III.24 se puede escribir como producto de convolución⁽⁹⁴⁾

$$\mathcal{F}_{f_u, f_v} \{ \tilde{g}_1[(-A+1/\lambda f)u-B; v/\lambda f] \} \circledast \\ \mathcal{F}_{f_u, f_v} \{ \tilde{g}_2^*[(A+1/\lambda f)u+B; v/\lambda f] \}$$

III.26

Nuevamente haciendo uso de las propiedades de las

transformadas de Fourier, III.26 queda

$$A_3(x', y') \propto \left[\exp\{-2\pi i B x' / (-A\lambda f + 1)\} g_1[-\lambda f f_\nu / (-A\lambda f + 1); f_\nu \lambda f] \right] \\ \circ \left[\exp\{2\pi i B x' / (A\lambda f + 1)\} g_2[-\lambda f f_\nu / (A\lambda f + 1); -f_\nu \lambda f] \right]$$

III.27

Desarrollando III.27 se tiene

$$A_3(x', y') \propto \iint \exp\{-2\pi i B \xi / (-A\lambda f + 1)\} \times \\ \times g_1 \left[\frac{-\lambda f}{A\lambda f + 1} (d/\lambda f - 2C + \xi/\lambda f); \eta \right] \exp\{2\pi i B (\xi - x') / (A\lambda f + 1)\} \\ \times g_2^* \left[\frac{\lambda f}{A\lambda f + 1} [d/\lambda f - 2C + (\xi - x')/\lambda f]; \eta - y' \right] d\xi d\eta$$

III.28

La ecuación III.28 da la correlación de dos funciones con distintos aumentos y centradas en el mismo punto, en general distinto que el correspondiente al correlador ideal, multiplicadas por un factor de fase.

Veremos en que condiciones se puede esperar una buena señal de correlación. Tomaremos el caso $g_1 = g_2$. Para distribuciones del tipo de zonas transparentes y opacas, como las usadas por Luu y Casasent⁽⁹²⁾, que tienen características similares a una fotografía de speckle, podemos esperar que si la diferencia entre las funciones con distintos aumentos es del orden de una zona opaca, o, para nuestro caso, del

diámetro de un grano de speckle, se tenga todavía una buena señal de correlación. El requerimiento de que las funciones no difieran más que en el diámetro de una zona opaca garantiza que se retenga al menos el 75% de la señal de correlación de las funciones con el mismo aumento. Para el caso de dos distribuciones de intensidad de speckle deben esperarse resultados similares.

Por otra parte, esto equivale a pedir que las aberraciones curvatura de campo y astigmatismo no superen ciertos límites. Tomando algunos valores experimentales típicos calcularemos $A_{CC} + A_{\Delta}$. Consideraremos granos del orden de 50μ de radio, $f \simeq 1m$, $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ y el ancho del contorno de las funciones g_1 y g_2 del orden de 1 cm.

Así, con la condición de que la diferencia entre ambas escalas no genere desplazamientos mayores que el ancho de un grano de speckle se obtiene que $A \leq 0,79 \text{ cm}^{-4}$. Dando a u_0 y d los valores típicos $u_0 = 0,35 \text{ cm}$ y $d = 2 \text{ cm}$ se tiene que

$$A_{\Delta} + A_{CC} \simeq 0,79 \text{ cm}^{-4} \quad \text{III.29}$$

Aún pidiendo que se verifique III.29 la ecuación III.28 solo se aproximará a la correlación de g_1 y g_2 si los factores exponenciales no afectan demasiado el valor de la integral. Pediremos entonces que el argumento de la función exponencial de III.28 complete, por ejemplo, a lo sumo medio

ciclo. Esto equivale a pedir que $| 4 B \pi \Delta\xi | \leq \pi$, o bien

$$| B | \leq 1/4 \text{ cm}^{-1} \quad \text{III.30}$$

Reemplazando B por su expresión , III.30 queda

$$\left| - (A_{\Delta} + A_{CC}) d u_0^2 - A_E \frac{d^3}{2} + \frac{\Delta f}{\lambda f^2} \frac{d}{2} \right| \leq 1/4 \text{ cm}^{-1} \quad \text{III.31}$$

Si solo se tuviera aberración esférica el coeficiente A_E debe ser a lo sumo $0,032 \text{ cm}^{-4}$, mientras que si solo se tiene desenfoque, Δf debe ser menor que $0,16 \text{ cm}$.

Sin embargo, la constante B puede anularse con una conveniente elección del plano focal.

Las tolerancias halladas pueden compararse con las requeridas para obtener una buena transformada de Fourier en el plano focal de la primera lente, condición que asegura la obtención de una correcta señal de correlación (recordemos que la segunda etapa de procesado se consideró libre de aberraciones). Se usará el criterio de Rayleigh que exige que los errores de fase introducidos por las aberraciones sean a lo sumo de $1/4$ de longitud de onda.

La tabla III.3 compara los resultados obtenidos de ambas formas, donde se ha considerado cada aberración por separado, como si las otras no estuvieran presentes.

En dicha tabla se consignan las tolerancias en términos

de la máxima deformación del frente de onda con aberraciones, para los valores típicos mencionados, respecto del frente de onda ideal. Para el astigmatismo se evaluó la imagen tangencial.

| Aberraciones | Criterio de la correcta transformada de Fourier | Criterio de la conservación de la señal de correlación |
|-----------------------------------|---|--|
| Esférica | 0,253 λ | 0,32 λ |
| Desenfoque | 0,280 λ | 0,28 λ |
| Distorsión | 0,375 λ | no afecta |
| Curvatura de campo + Astigmatismo | 0,560 λ | 0,78 λ |

TABLA III. 3

Aquí es conveniente discutir algunos puntos relacionados con la aberración esférica. Analizando nuevamente la ecuación III.15 podemos ver que en el caso de tener solo la aberración esférica y desenfoque, o en el centro del campo ($u = v = 0$) si hay otras aberraciones presentes, es posible encontrar un desenfoque que minimice la función aberración $W_{1,2}$ (desenfoque + término lineal de la aberración esférica + término de tercer orden de la aberración esférica). Puede mostrarse que para este valor de desenfoque la máxima deformación del frente de onda que corresponde a la compensación óptima para la función aberración es cuatro veces menor (ver Apéndice II) que la máxima deformación

producida por el término de tercer orden con foco paraxial ($\Delta f = 0$). Si pedimos que la diferencia de fase introducida por esta función aberración minimizada sea menor que $\lambda/4$ (criterio de Rayleigh para obtener una buena transformada de Fourier) la tolerancia permitida para aberración esférica es de 8λ . De esta forma la elección de un foco no paraxial aumenta la tolerancia para la aberración esférica a un valor mucho mayor que el que figura en la tabla III.3.

III.4 - RESULTADOS EXPERIMENTALES

En la sección previa se realizó un estudio de las tolerancias a las aberraciones del sistema óptico de la primera etapa de procesado. A los fines experimentales consideraremos únicamente la tolerancia al desenfoque. Como se muestra en la tabla III.3 este valor es pequeño y por lo tanto es necesario implementar algún método que permita controlar el enfoque. A este efecto se utilizó una cuchilla de Foucault en el plano Π_1 . En el Apéndice III se da una sucinta descripción del método empleado.

En estas condiciones se fotografiaron las señales de correlación correspondientes a dos campos de speckle completamente no correlacionados y completamente correlacionados, tal como se observa en la Figura III.2. En

la Figura III.2-b) se ve que la intensidad de los centros de los lóbulos laterales es bastante mayor que el valor esperado para la señal de autocorrelación (su valor sería del doble que el fondo debido a las coincidencias casuales).

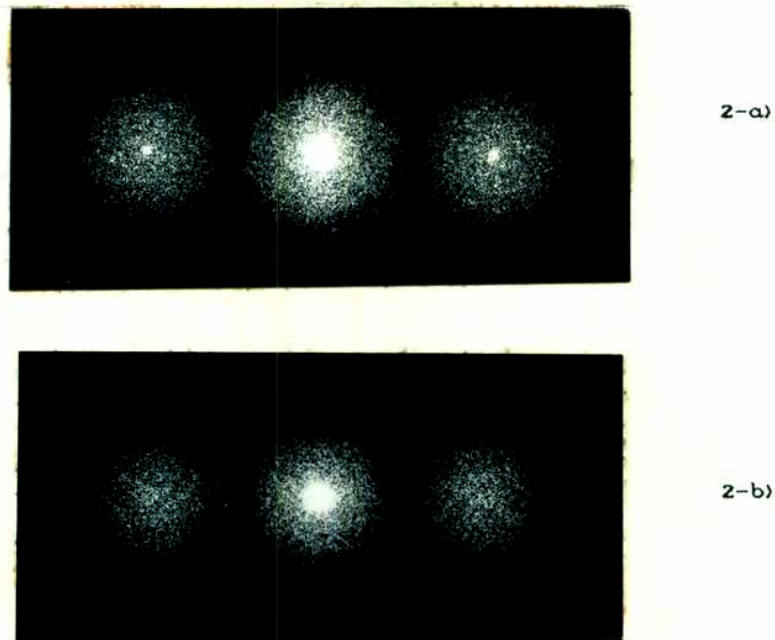


FIGURA III.2 - Fotografías de las señales de correlación para dos campos de speckle completamente correlacionados (2-a)) y completamente no correlacionados (2-b)).

Esto es debido, como se anticipó en la introducción de este capítulo, a efectos no lineales en los diferentes procesos fotográficos intermedios que, mientras presentan la ventaja de favorecer la visibilidad de la señal de correlación, nos limitan a resultados cualitativos.

En la figura III.3 se observa la disposición empleada en

la segunda etapa, como método alternativo para procesar el negativo intermedio.

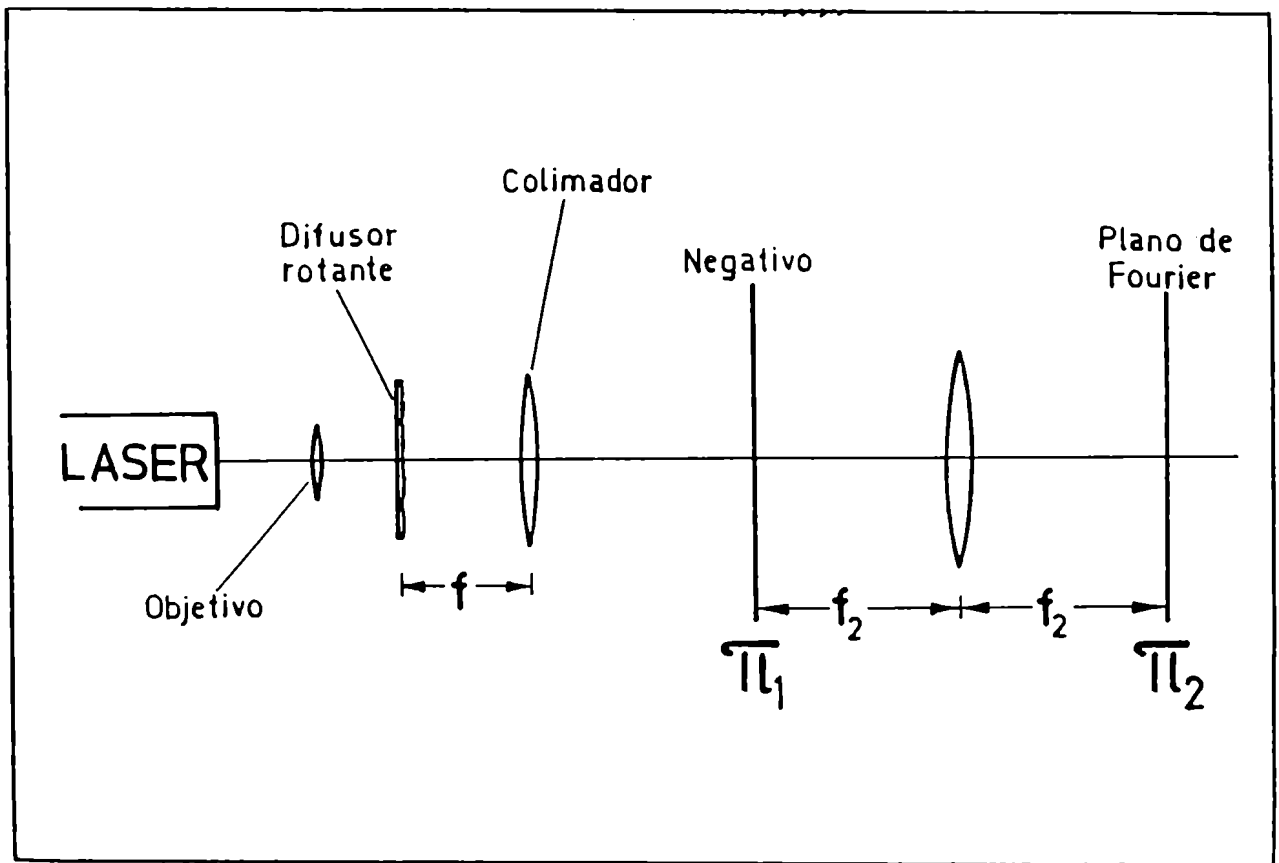


FIGURA III.9 - Esquema de la disposición experimental utilizada para bajar la coherencia de la fuente en la segunda etapa.

En esta disposición se ilumina con un láser un vidrio esmerilado que, con la ayuda de un motor puede girar en su propio plano. Un objetivo de microscopio se focaliza sobre el difusor y a la salida de este se ubica una fuente colimadora. Así, si el vidrio esmerilado está quieto se producirá a la salida una señal de correlación inmersa en un ruido tipo speckle, similar a la mostrada en la figura III.2-b) que dificulta su observación. Cuando se pone en

marcha el motor que hace girar el difusor, se iluminan distintos puntos en los cuales el vidrio tiene diferentes espesores. Esto se traduce en una variación aleatoria de las diferencias de fase de las ondas dispersadas. De esta forma se obtienen diferentes figuras de speckle que se superponen disminuyéndose así la relación señal-ruido.

Se muestran en la figura III.4 los resultados correspondientes al esquema de la figura III.3 para los casos de difusor quieto y difusor en movimiento.

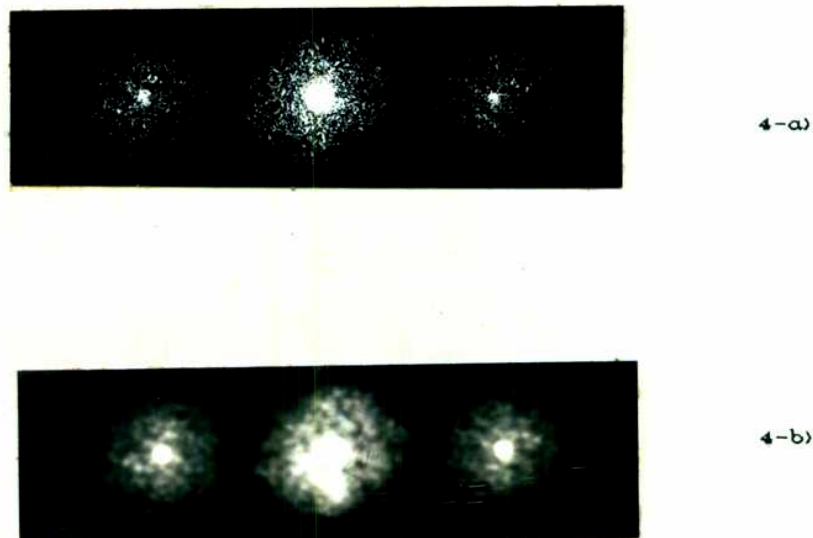


FIGURA III. 4 - Fotografías de la señal de correlación de dos campos de speckle completamente correlacionados para los casos de difusor quieto, 4-a), y difusor en movimiento, 4-b).

En la figura III.4-b) se observa una intensificación de la señal de correlación y una disminución del contraste de speckle de los lóbulos.

En todos los casos se empleó película Agfa Gevaert Copex-Pan revelada con Refinal. Los tiempos de exposición fueron seleccionados para trabajar en la zona lineal de la curva de Hurter-Driffield la cual está lejos de la región lineal de la curva de transmitancia vs exposición.

CAPITULO IV

VISUALIZACION DE LA CORRELACION DE LAS BANDAS

IV.1 - INTRODUCCION

Ya hemos visto que el correlador por transformada conjunta es un procesador que permite visualizar, bajo ciertas condiciones discutidas en el Capítulo III, una señal de correlación de alto contraste entre dos campos de speckle no superpuestos. Sin embargo, cuando se utilizaron como funciones de entrada las fotografías de las distribuciones de speckle contenidas en dos bandas consecutivas no se observó señal de correlación.

Debido a estos resultados se han utilizado dos técnicas alternativas. Ambas, a diferencia de la anterior, requieren superposición de los campos cuya correlación se quiere estudiar. La primera de ellas está basada en un trabajo de Burch y Tokarski⁽²³⁾ que registra la figura de interferencia de dos campos de speckle desplazados lateralmente. El esquema de la disposición empleada en nuestro caso se indica en la Figura IV.1. Las placas P_1 y P_2 , conteniendo los registros de las distribuciones de speckle de dos bandas consecutivas, son puestas en contacto e iluminadas por un haz paralelo monocromático. El montaje M permite desplazar lateralmente ambos registros. Así, de existir correlación entre las bandas, sobre el plano focal de la lente se observará un sistema de franjas de Young cuyo período dependerá del desplazamiento relativo de los campos de speckle.

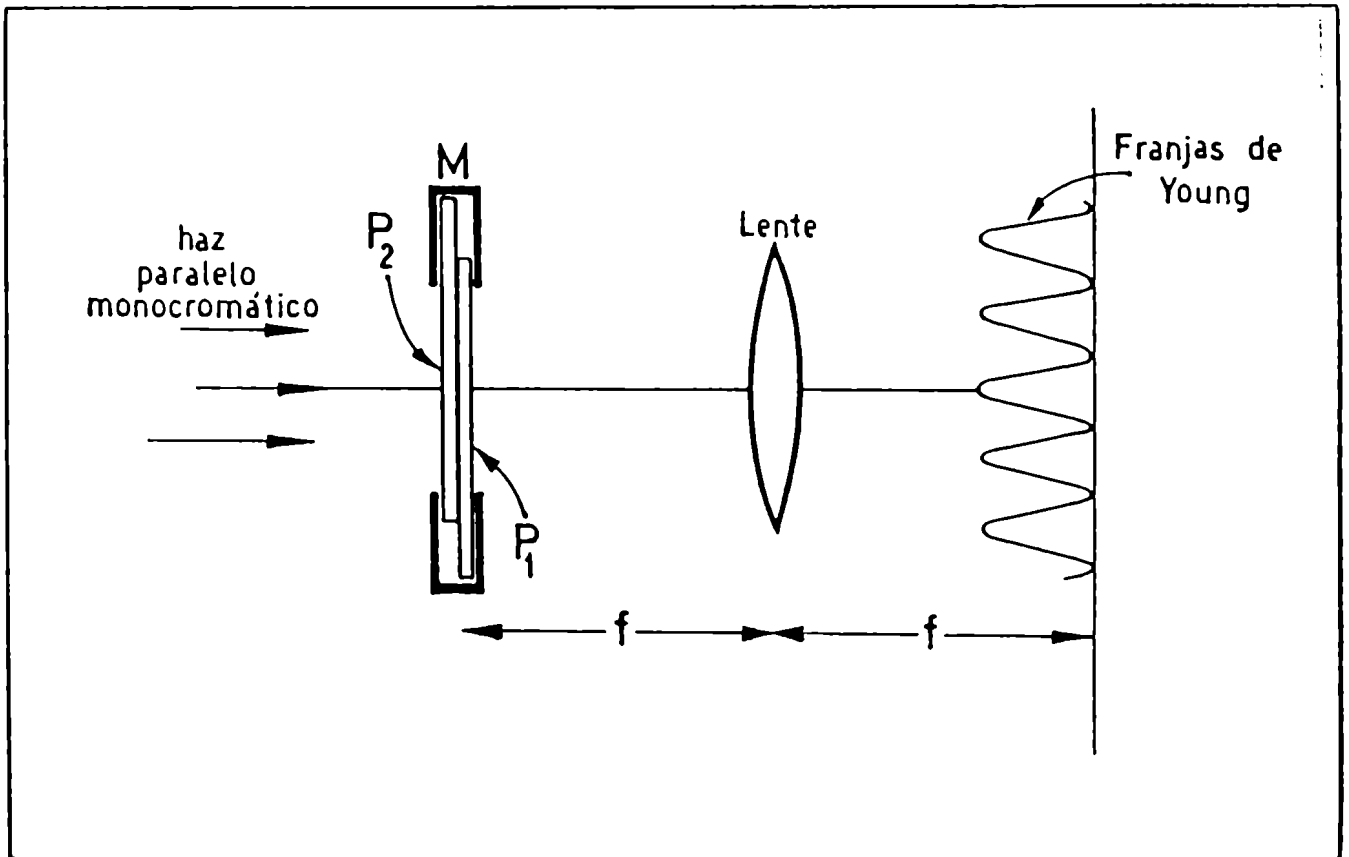


FIGURA IV.1 - Disposición empleada para detectar la interferencia de las fotografías de del campo de speckle contenido en las bandas.

La segunda técnica se emplea para generar las llamadas franjas de correlación de speckle. Para implementarla se registra la intensidad proveniente de una banda y se ubica este negativo procesado en la posición de la banda consecutiva. Si las distribuciones se superponen exactamente, la transmisión del negativo será muy baja ya que las partes oscuras en él coincidirán con las zonas brillantes y viceversa. Por otra parte, si solo hay algunas regiones de superposición se genera una figura con zonas de transmisión

más baja que pueden resultar en un sistema de franjas.⁽³⁴⁾
El método, esquematizado en la Figura IV.2 requiere un cuidadoso posicionado de la placa *P*.

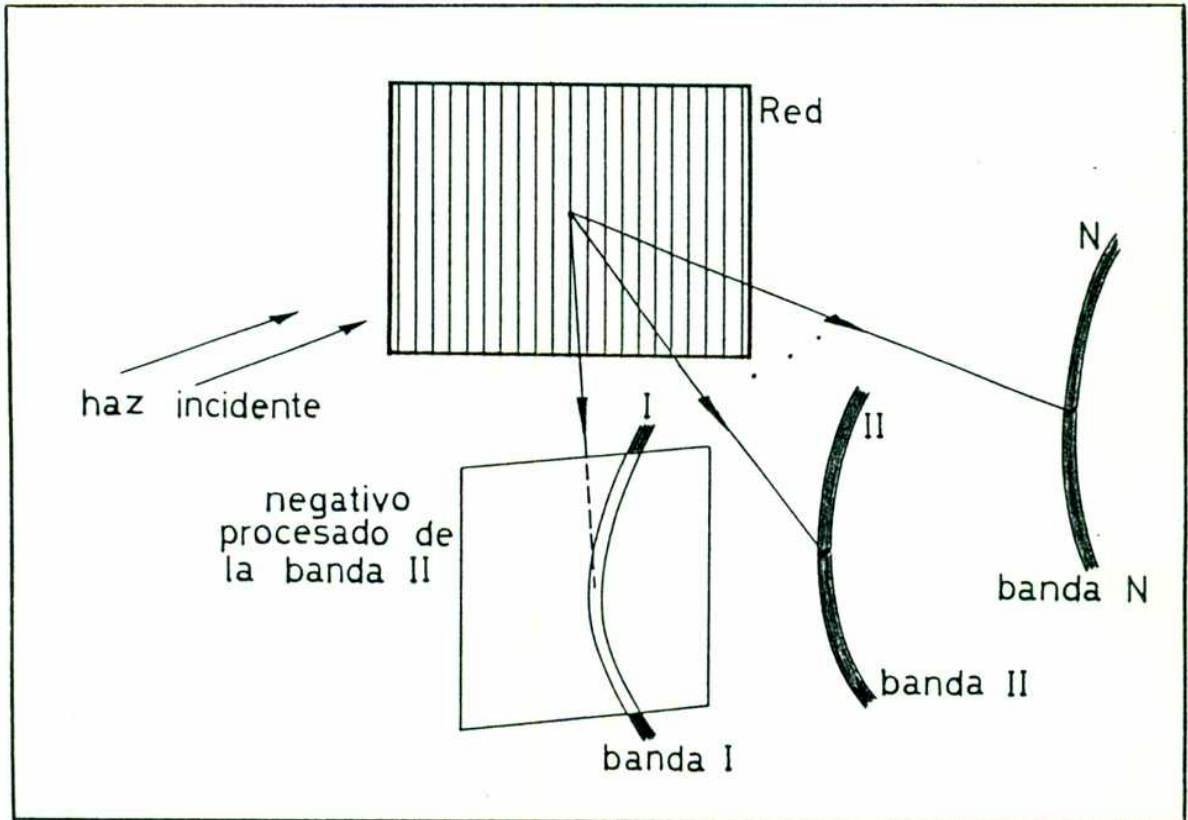


FIGURA IV.2 - Esquema de la disposición utilizada para obtener franjas de correlación de speckle.

Ambas técnicas fueron aplicadas no obteniéndose ningún indicio de correlación.

Una posible interpretación de estos resultados negativos para el último método podría ser la siguiente. Los campos de speckle de las bandas provienen de dos distribuciones de luz difusa, como se anticipó en el Capítulo I. Por una parte, las micro-rugosidades de la superficie de la red dispersan tanto

las ondas incidentes como las ondas superficiales, generando una de las contribuciones. La otra viene dada por la interacción de las ondas superficiales difusas con los surcos de la red.

Ahora bien, una distribución de speckle generada por la suma de dos campos difusos puede cambiar fuertemente dependiendo de las fases relativas de estos. Así, variando la fase relativa, es posible generar distribuciones que en intensidad tengan desde una correlación completa hasta un grado de correlación nulo⁽³⁴⁾. Sería posible que en el mecanismo que estamos estudiando se produzca de una banda a otra una variación en la fase que genere dos distribuciones con una correlación en intensidades tan baja que no sea detectable con este método. Podría ocurrir algo similar para los dos métodos restantes.

Otro problema que se presenta con estas técnicas es que las fotografías de las cuales se parte para obtener la señal de correlación deben tener registrados granos de speckle con el mismo aumento y no deformados, porque de otra manera la correlación entre las distribuciones puede disminuir significativamente. Experimentalmente es muy difícil fotografiar las bandas de forma que se verifiquen estas condiciones.

Proponemos entonces visualizar no ya el grado de correlación en intensidades sino el grado de correlación en

amplitudes complejas.

Esto introduce algunos cambios en la primera etapa de procesado para el correlador por transformada conjunta. Supongamos que iluminamos una red y a cierta distancia de ella ubicamos una lente de forma tal que abarque parte de dos bandas consecutivas, para observar la distribución en plano imagen. Podemos pensar que en este plano la distribución de amplitudes es proporcional a la transformada de Fourier de los campos que entran a la lente (es decir las bandas). Tenemos aquí el equivalente a la primera etapa del procesador. En este plano se obtendrá una figura de franjas de interferencia. Esta figura corresponde, para la disposición empleada, a la imagen de la red formada solo con la luz proveniente de las dos bandas. El estudio de esta imagen puede brindar alguna información adicional sobre el comportamiento de la luz que forma las bandas, sobre la superficie de la red.

Ahora bien, si la luz incidente sobre la red es altamente coherente la figura de interferencia estará modulada por un ruido speckle que dificulta su análisis. Por otra parte, con este tipo de iluminación se hace muy dificultoso encontrar el plano imagen de la red.

Recurriremos entonces a fuentes de baja coherencia. Se mostrarán registros correspondientes a fuentes con distintas longitudes de coherencia incidiendo sobre la red.

Se registraron además las figuras de franjas de interferencia para distintas polarizaciones de la luz incidente. En un etapa posterior los negativos fueron procesados para obtener las señales de correlación.

IV.2 - RESULTADOS EXPERIMENTALES

Para obtener la interferencia de las bandas utilizamos la disposición indicada en la Figura IV.3.

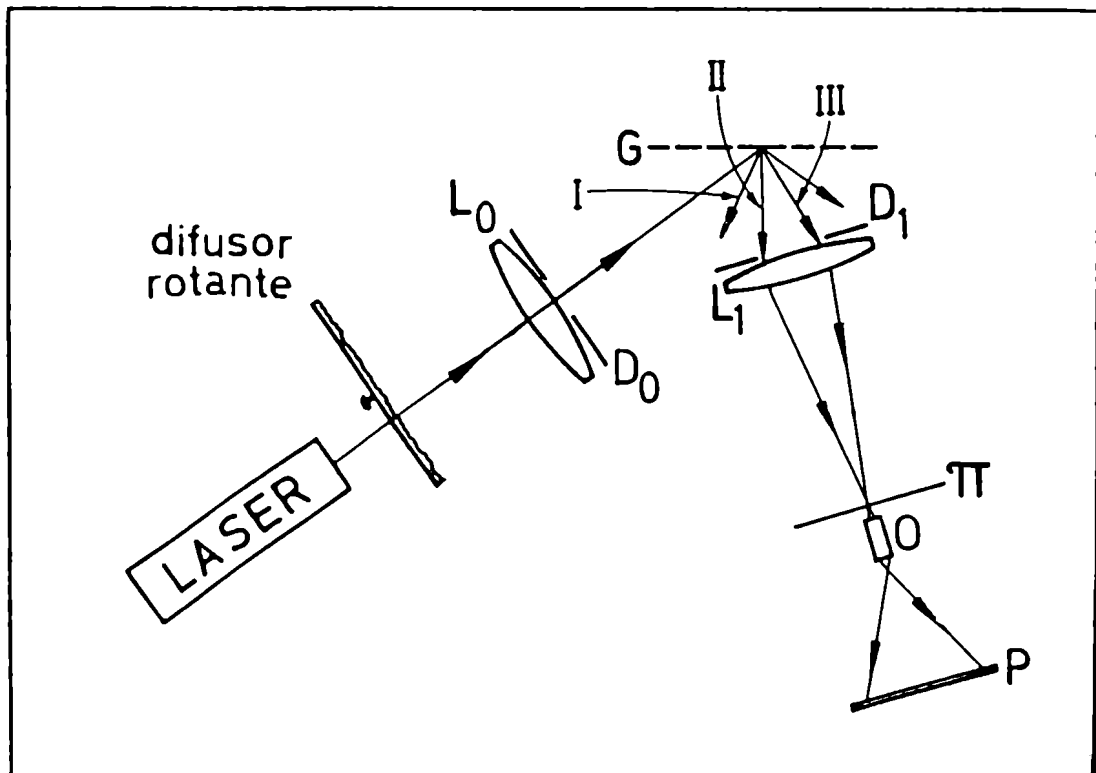


FIGURA IV.3 - Disposición empleada para registrar la interferencia de dos bandas.

Un láser ilumina un vidrio difusor rotante y la lente L_0

la red se elige de forma tal que, sobre la línea que une los órdenes, las bandas coincidan con la posición de estos (tal como lo muestra la fotografía de la Figura I.4). Dos de los órdenes y parte de las bandas inciden sobre la lente L_1 . En el plano imagen de la red, Π , se ubica un objetivo O y un ocular para su observación o una placa P para el registro. Si el diafragma D_1 deja pasar los órdenes (Figura IV.4-a) se obtiene un sistema de franjas localizadas en Π que corresponde a la imagen de la red.

Si el diafragma D_1 deja pasar solo las bandas (Figura IV-b) , y de existir un cierto grado de correlación entre ellas, en el plano Π la red será al menos parcialmente reproducida.

Con el diafragma D_0 es posible modificar la longitud de coherencia de la luz incidente sobre la red. En efecto, considerando que la luz proveniente del vidrio difusor rotante es totalmente incoherente, la longitud de coherencia sobre la red puede calcularse como la figura de difracción de Fraunhofer producida por la abertura D_0 en el plano de la red⁽³⁵⁾

En nuestra experiencia utilizamos una red de 300 l/mm. La luz incidente sobre ella formaba un ángulo de 55° respecto a la normal a la red

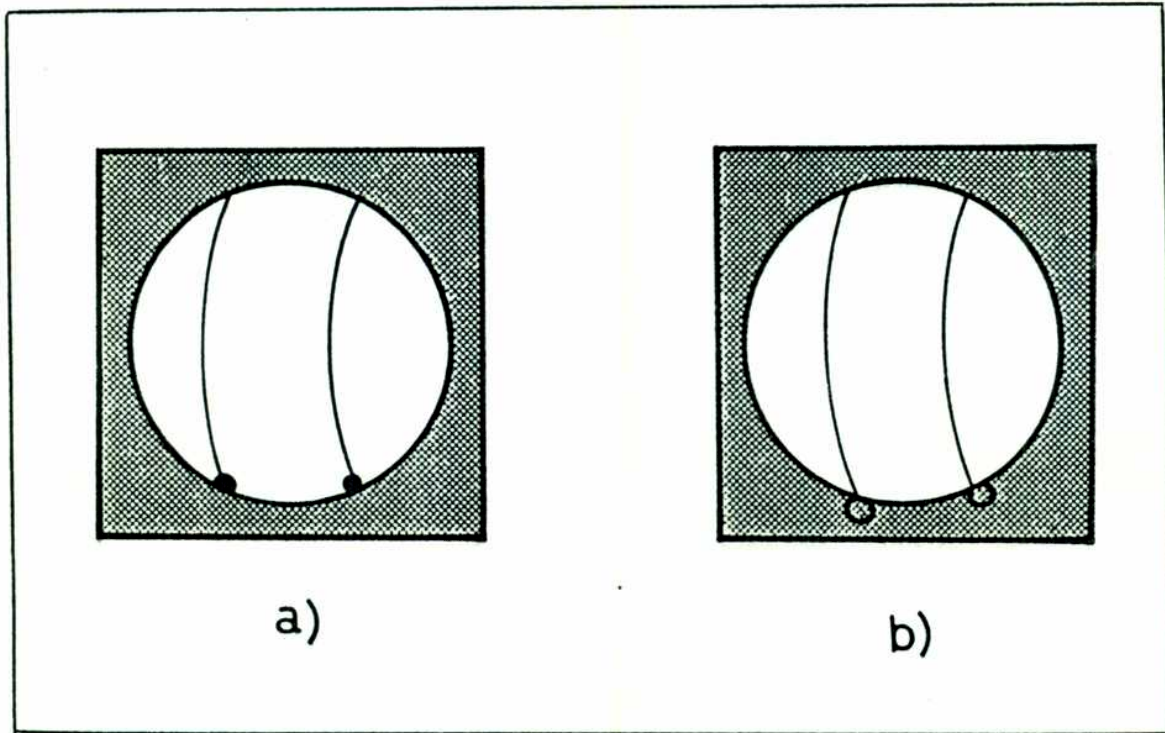


FIGURA IV. 4 - Posiciones del diafragma empleadas a) para obtener la imagen de las red y b) para obtener la interferencia de las bandas.

Utilizando el ocular se observó que la figura de franjas, para una longitud de coherencia de doce surcos sobre la red, estaba modulada por una estructura tipo speckle. Las franjas aparecían en grupos de aproximadamente cuatro o cinco. Podría ocurrir que luz con tal grado de coherencia sobre la red genere, al ser dispersada por las micro-rugosidades de su superficie, una estructura de este tipo.

Con el objeto de visualizar como afecta al número de franjas dentro de cada grupo la longitud de coherencia de la luz incidente se tomaron las fotografías que se observan en la Figura IV.5. A la salida del láser se ubicó un polarizador en una dirección que diera bandas con contraste máximo. Aquí, modificando el diafragma D_0 se obtuvieron con longitud de coherencia de tres surcos la fotografía mostrada en la Figura IV.5-a), con longitud de coherencia de seis surcos la fotografía que se observa en la Figura IV.5-b) y con longitud de coherencia de doce surcos la fotografía que se muestra en la Figura IV.5-c). La Figura IV.5-d) muestra la imagen de la red, es decir el registro obtenido con el diafragma D_1 ubicado en la posición en que permite pasar los órdenes.

Se ve que a medida que la longitud de coherencia crece, el ruido tipo speckle aumenta, pero el número de franjas parece no aumentar y las franjas se observan menos definidas.

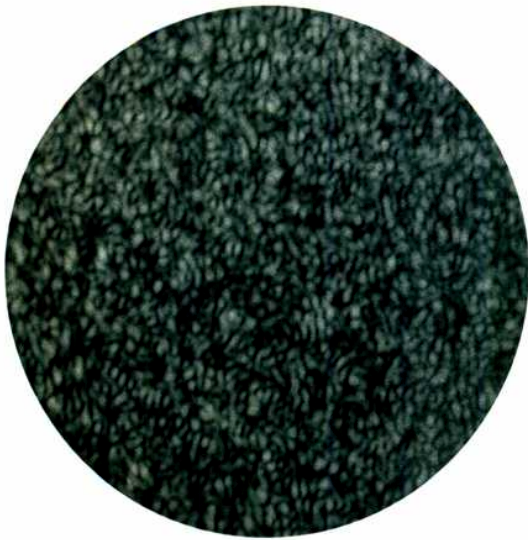
En la Figura IV.6 se muestran las figuras de interferencia obtenidas empleando como fuente una lámpara de mercurio. Como se puede apreciar los grupos de franjas y la estructura granulosa tienen menos contraste que las anteriores, aunque puede decirse que todavía se reproduce la superficie de la red.



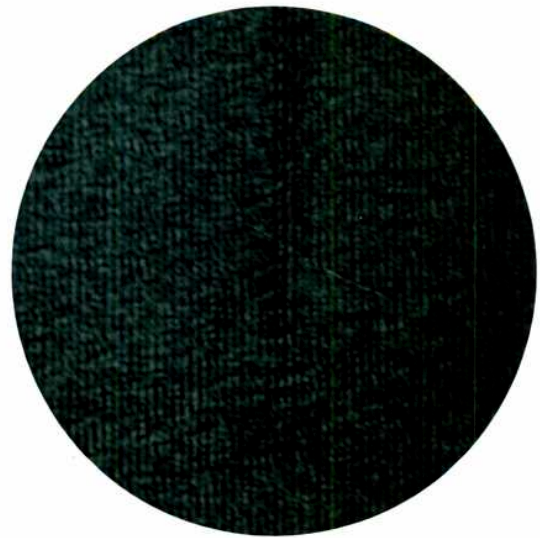
a) tres surcos



b) seis surcos



c) doce surcos



d) imagen de la red

FIGURA IV. 5 - Fotografías obtenidas variando la longitud de coherencia con polarización perpendicular a los surcos.

Para la red usada la medición del perfil de intensidad de las bandas corresponde a una atenuación de la onda superficial de aproximadamente $1/4$ de su amplitud por surco. Este resultado, que concuerda apreciablemente con lo que se muestra en las Figuras IV.5-a), IV.5-b), IV.5-c) y IV.6, sugiere que la red solo se puede reconstruir en grupos de franjas cuyo número depende de la cantidad de surcos que recorre la onda superficial antes de atenuarse completamente y no de la longitud de coherencia de la fuente.

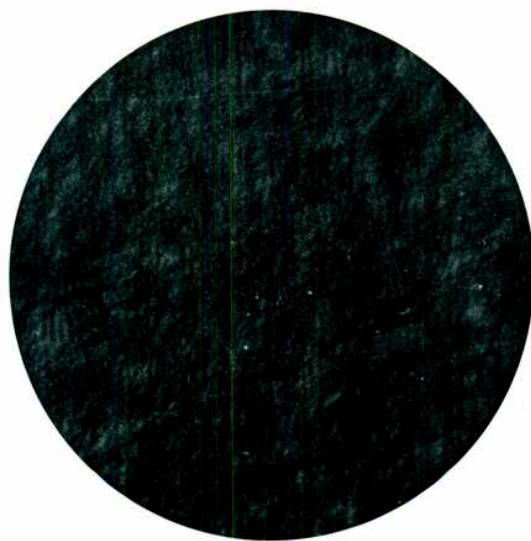


FIGURA IV. 6 - Fotografía obtenida con lámpara de mercurio en polarización perpendicular a los surcos.

Posteriormente se obtuvieron registros, para una longitud de coherencia fija (tres surcos) sobre la red,

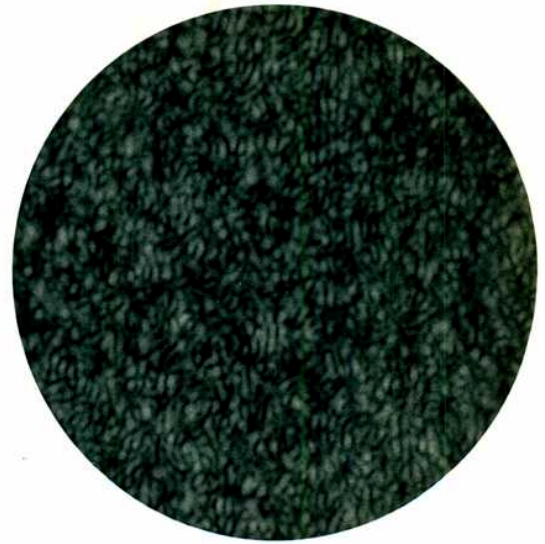
variando la polarización de la luz incidente. Estos se muestran en la Figura IV.7. Con el diafragma D_1 ubicado en la posición que permite pasar solo la luz proveniente de las bandas se registraron IV.7-a) con el láser sin polarizar; IV.7-b) con el láser polarizado en dirección perpendicular a los surcos y IV.7-c) con el láser polarizado en dirección paralela a los surcos. En la Figura IV.7-d) se muestra la imagen de la red.

La polarización utilizada para el registro de IV.7-b) da las bandas con máximo contraste, el mismo disminuye con el láser sin polarizar y con la polarización utilizada para registrar IV.7-c) se observa un fondo difuso parejo. Sin embargo, en todas las fotografías aparecen grupos de franjas cuyo período se corresponde con la imagen de la red.

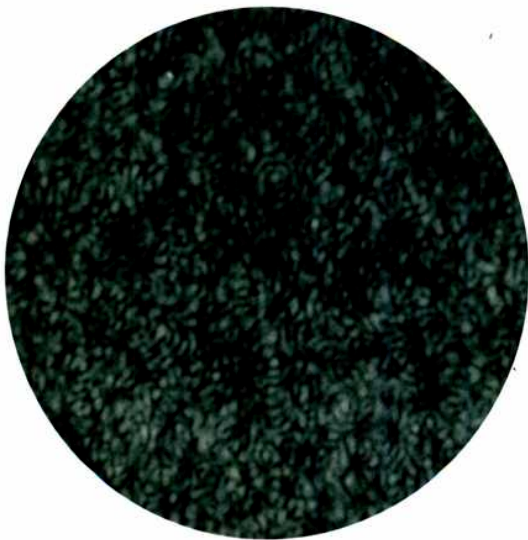
La segunda etapa de procesado se llevó a cabo utilizando la disposición indicada en la Figura IV.8. Un láser filtrado y colimado ilumina los registros, mostrados en las Figuras IV.5, IV.6 y IV.7, y se observa la distribución de intensidades en el plano focal de L_2 . Las fotografías tomadas en ese plano se muestran en las Figuras IV.9, IV.10 y IV.11. La Figura IV.9 muestra las señales de correlación correspondientes a los registros que se obtuvieron con distintas longitudes de coherencia (tres, seis y doce surcos) y polarización perpendicular a los surcos, la Figura



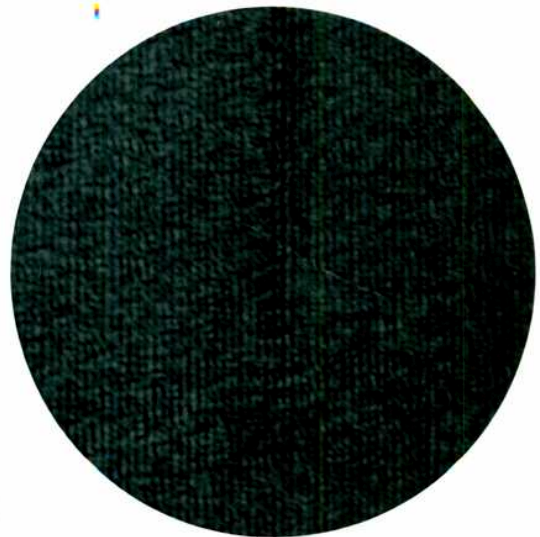
a) láser sin polarizar



b) polarización perpendicular a los surcos



c) polarización paralela a los surcos



d) imagen de la red

FIGURA IV.7 - Fotografías obtenidas en el plano P para una longitud de coherencia de tres surcos y polarización variable.

IV.10 corresponde al registro realizado con lámpara de mercurio, obtenida también con luz polarizada en dirección perpendicular a los surcos, y la Figura IV.11 corresponde a las señales de correlación de los registros obtenidos con longitud de coherencia de tres surcos y polarización variable.

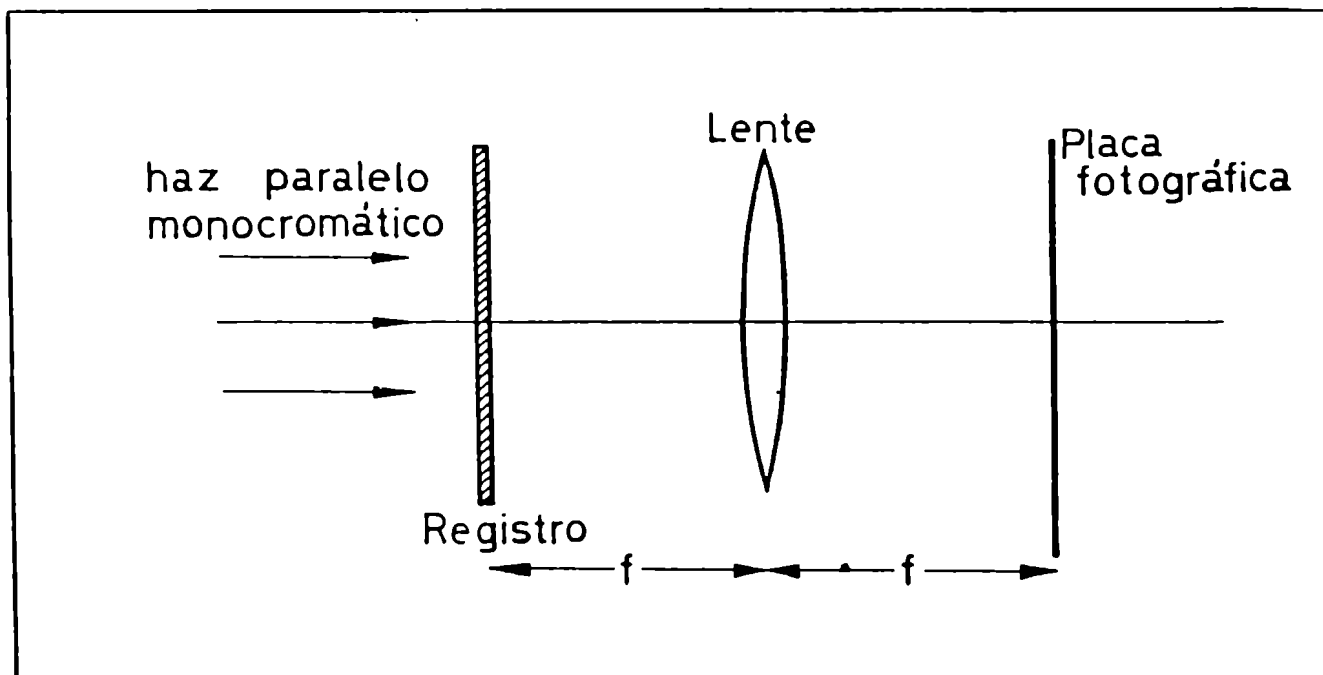
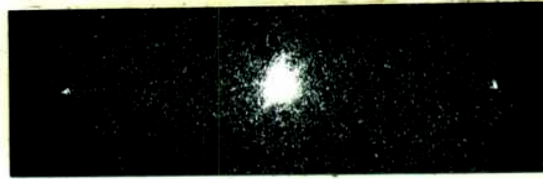


FIGURA IV.8 - Disposición empleada para obtener la señal de correlación en amplitudes.

Las fotografías que se observan en la Figura IV.9 muestran señales de correlación comparables para longitudes de coherencia de tres y seis surcos, y una señal más pobre para la mayor longitud de coherencia (doce surcos).

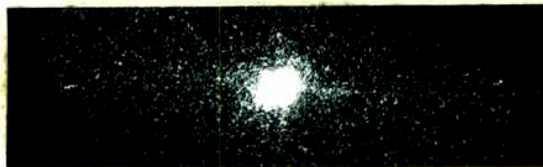
La señal de correlación obtenida iluminando la red con una lámpara de mercurio (Figura IV.10) es muy baja, lo cual



a) tres surcos



b) seis surcos



c) doce surcos

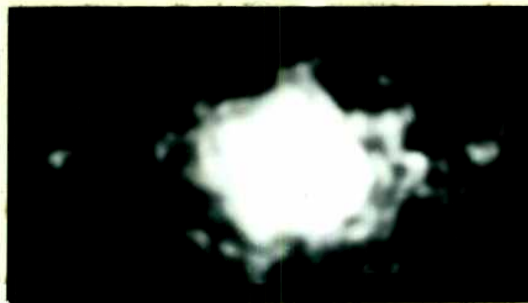
FIGURA IV.9 - Fotografías de la señal de correlación correspondientes a los registros realizados con distintas longitudes de coherencia.

podía preverse a partir de la Figura IV.6 donde se observa que las franjas tienen poco contraste.

La señal que se muestra en la Figura IV.10-a) fue obtenida utilizando un láser para la segunda etapa de procesado y la que se observa en la Figura IV.10-b) se obtuvo con un láser al que se le interpuso un difusor rotante para eliminar el speckle y aumentar así el contraste de la señal.

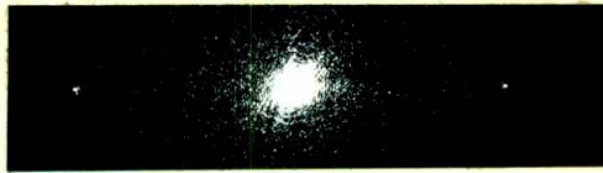


10-a)

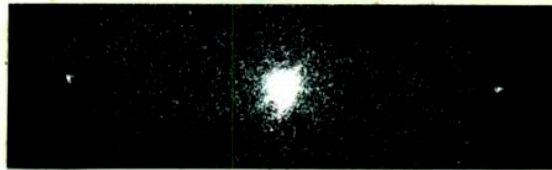


10-b)

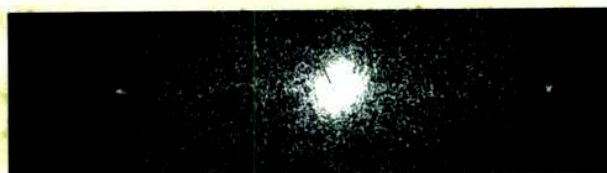
FIGURA IV. 10 - Fotografías de la señal de correlación correspondiente al registro obtenido con lámpara de mercurio utilizando, para la segunda etapa de procesado, en a) un láser y en b) un láser al que se le interpuso un difusor rotante.



a) láser sin polarizar



b) láser polarizado en dirección perpendicular a los surcos



c) láser polarizado en dirección paralela a los surcos

FIGURA IV. 11 - Fotografías de la señal de correlación correspondientes a los registros realizados con distintas polarizaciones.

Como puede verse en IV.11-c) existe una cierta correlación para la luz polarizada en dirección paralela a los surcos, aunque, de acuerdo a lo que se aprecia en la Figura IV.7-c), en la primera etapa no se obtenían franjas tan bien definidas como en el caso de las bandas. Como se dijo este resultado concuerda con el hecho ya comprobado⁽⁴⁾ de que cada banda está correlacionada con el fondo. Así, al haber correlación entre dos bandas consecutivas es de esperar que también la haya para sus fondos.

CAPITULO V

DISCUSION Y CONCLUSIONES

En el espectro de una red metálica aparece luz dispersada, en forma perpendicular a la línea que une los órdenes, que conocemos como bandas difusas.

Estas bandas son atribuidas a una compleja interacción entre las ondas superficiales, micro-rugosidades y surcos de la red. Así, es de esperar que la distribución de luz sobre las bandas contenga información sobre la rugosidades estadísticas y sobre la estructura periódica.

La intervención de la estructura periódica se manifestaría en la existencia de un cierto grado de correlación entre bandas.

En una primera etapa se intentó visualizar el grado de correlación de la distribución de intensidades y en una segunda etapa el grado de correlación de la distribución de amplitudes complejas.

Para llevar a cabo este propósito se realizó un estudio de un procesador que permite obtener la correlación entre dos funciones, llamado correlador por transformada conjunta.

Se analizó de que forma afectan las aberraciones (primarias y desenfoque), del sistema óptico utilizado en la primera etapa de procesado, a la señal final. Para esto se aproximó la función aberración a su desarrollo lineal, pidiendo que la coma sea lo suficientemente pequeña y que solo se utilice una porción del campo imagen de la primera etapa.

Se obtuvieron las tolerancias permitidas, dado un cierto conjunto de valores experimentales típicos, para cada aberración como si las otras no estuvieran presentes. Se compararon estos resultados con las tolerancias que se obtienen al pedir que la transformada de Fourier se reproduzca correctamente. Se ve que es posible obtener una buena señal de correlación aunque no se obtenga una transformada de Fourier exacta.

De la ecuación III.31 puede verse que el efecto de la aberración esférica puede ser disminuido con un adecuado control de enfoque. Por otra parte, la distorsión no produce una pérdida de la señal de correlación. No obstante, los efectos de la curvatura de campo y el astigmatismo no pueden ser eliminados y estas aberraciones deben mantenerse por debajo de los límites permitidos (tabla III.3) para seguir observando una señal aceptable.

Se realizó una experiencia cuyo objetivo era visualizar la correlación de dos distribuciones de speckle completamente correlacionadas y completamente no correlacionadas usando el procesador estudiado, con el objeto de aplicarlo a las bandas moduladas por una estructura de este tipo. Si en los procesos fotográficos se trabaja en condiciones no lineales se puede aumentar la señal de correlación en gran proporción con respecto a la señal que se obtendría trabajando en la zona lineal. Se obtuvo para dos campos completamente

correlacionados una señal de correlación contrastada, que se visualiza fácilmente, a expensas de resultados cuantitativos.

El contraste de la señal puede incrementarse aún más si en la segunda etapa de procesado se "borra" la coherencia del láser utilizando un difusor rotante. Nuevamente esta ganancia en contraste de la señal implica una reducción en la resolución.

Se aplicó este procesador para el caso en que las funciones de entrada fueran las distribuciones en intensidad de las bandas, moduladas con una estructura de speckle, no obteniéndose pico de correlación.

Se han utilizado técnicas alternativas que arrojaron nuevamente resultados negativos. Esto se podría atribuir a la dificultad experimental de registrar granos de speckle con el mismo aumento y sin deformaciones de una banda a otra, que resultaría en una disminución notable de la señal de correlación.

En una segunda etapa se trató de visualizar la señal de correlación en amplitudes complejas. Con este objeto se utilizó el procesador por transformada conjunta para el cual las funciones de entrada no son ya las fotografías de speckle de las bandas (distribución en intensidades), sino las propias bandas (distribución en amplitudes complejas).

En la primera etapa de procesado se obtiene la figura de la transformada de Fourier de las bandas, que no es más que

la reconstrucción parcial de la imagen de la red. Es decir que con la luz proveniente de las bandas es posible obtener la imagen de la red por zonas, cada una conteniendo aproximadamente cuatro a cinco franjas.

Este número de franjas no depende de la longitud de coherencia de la luz incidente sobre la red sino que está asociado al camino que recorre la onda superficial sobre la red, antes de atenuarse por completo. Así, los registros obtenidos en este plano nos dan una idea del comportamiento de la luz sobre la superficie de la red.

El caso de fuente totalmente incoherente (lámpara de mercurio) arroja resultados similares, solo que en este caso se observa una disminución del contraste de la figura tipo speckle y de las franjas.

Variando la polarización de la luz incidente es posible observar la imagen de la red reconstruída a través de las bandas o reconstruída por medio del fondo.

La imagen obtenida con luz polarizada en dirección paralela a los surcos presenta grupos de franjas menos definidos y más inmersos en ruido que la imagen de la red que se obtiene a través de las bandas.

En la segunda etapa de procesado se encuentra la transformada de Fourier de los negativos descriptos. En todos los casos pueden observarse picos que indican la existencia de correlación entre los campos de entrada.

Podemos decir entonces que la luz de las bandas proviene de un mecanismo donde tuvo lugar un proceso de división de amplitud. En este mecanismo la estructura periódica de la red actúa como un divisor de amplitud para las ondas superficiales difusas, en concordancia con el modelo de interacción descrito en el Capítulo II.

Por otra parte, el hecho de que los fondos muestren un cierto grado de correlación indicaría que también aquí existe un mecanismo de división de amplitud, es decir de interacción con los surcos.

edc

J. L. G.

APENDICES

APENDICE I

Dado que una parte de esta tesis se dedica al estudio de métodos que permiten visualizar el grado de correlación de dos campos de speckle resulta conveniente introducir algunos conceptos básicos relacionados con la granulosidad conocida como speckle.

Se dará una descripción cualitativa del fenómeno para una superficie rugosa cualquiera. En el caso de redes de difracción están presentes rugosidades y surcos por lo cual tienen lugar interacciones más complejas que no serán estudiadas aquí.

El fenómeno de speckle

Las primeras experiencias realizadas con láser de He-Ne, a comienzos de la década del 60 revelaron un curioso fenómeno; los objetos iluminados con luz de alta coherencia parecen estar cubiertos de una peculiar estructura granulosa. Esta estructura está compuesta por una serie de puntos claros y oscuros distribuidos en una forma que aparentemente no guarda relación con las propiedades macroscópicas del objeto.

El origen físico de la granulosidad, conocida con el nombre de speckle, puede explicarse de la siguiente manera. Las superficies de la mayoría de los materiales poseen

rugosidades cuyo ancho característico es comparable a la longitud de onda (del orden de $5 \cdot 10^{-7}$ m). Cuando sobre una superficie de estas características incide luz cuasimonocromática la onda resultante en cualquier punto moderadamente distante consiste en la superposición de los frentes de onda provenientes de cada elemento de la superficie. Podemos pensar así que los elementos microscópicos de la superficie se comportan como fuentes puntuales coherentes capaces de interferir.

Dependiendo de cuán rugosa sea la superficie, los frentes de onda originados en cada micro-rugosidad podrán recorrer distancias que difieren en algunas o muchas longitudes de onda. La figura de interferencia producida contiene una serie de puntos claros donde la interferencia ha sido altamente constructiva, puntos oscuros donde la interferencia ha sido altamente destructiva y niveles intermedios de irradiancia. En la Figura 1 se muestra una fotografía de la figura de speckle típica generada iluminando con un láser de He-Ne una superficie metálica convenientemente pulida.

Hasta aquí hemos hablado de geometrías libres de sistemas ópticos, sin embargo el speckle también aparece cuando se forma la imagen de un objeto difusor. La imagen en el plano de observación consiste en la superposición de las funciones ensanchamiento provenientes de cada

micro-rugosidad. Dependiendo de cuán rugosa sea la superficie estas funciones ensanchamiento estarán desfasadas entre sí en distinto grado dando como resultado una figura de interferencia de gran complejidad superpuesta a la imagen de interés.

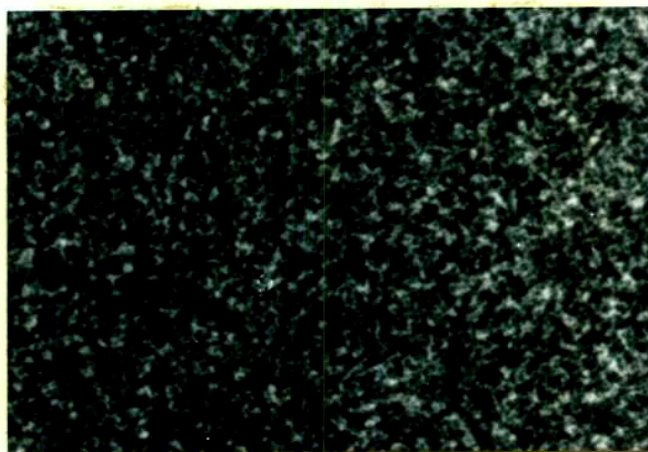


FIGURA 1

La aparición del fenómeno no está limitada a imágenes formadas por reflexión sino que asimismo puede observarse cuando se forma la imagen de una transparencia iluminándola con luz coherente a la que se interpone un vidrio difusor.

Debido a la imposibilidad de conocer detalladamente los frentes de onda que parten de cada micro-rugosidad se impone una descripción en términos estadísticos.

Quizás una de las propiedades estadísticas más sobresalientes del fenómeno es que la densidad de probabilidad para las intensidades es una exponencial

decreciente con su máximo en cero. Es decir que, en un punto dado, lo más probable es obtener un valor de intensidad nulo.

Otra característica útil para describir la apariencia de la figura de speckle es la función de autocorrelación, cuyo ancho da una medida del ancho de cada grano, y que se puede calcular como la transformada de Fourier de la función pupila.

APENDICE II

Cálculo de la tolerancia para foco no paraxial

Mostraremos en este Apéndice que la elección de un adecuado desenfoque puede minimizar el efecto de la aberración esférica resultando esto más adecuado que elegir foco paraxial ($\Delta f = 0$).

Consideremos que la única aberración presente es la esférica e introduzcamos el término de desenfoque. Así, la función aberración en, por ejemplo, $d/2$ puede escribirse como

$$W(x) = (x - d/2) \left\{ A_E \frac{d^3}{2} - \frac{\Delta f}{\lambda f^2} \frac{d}{2} \right\} + (x - d/2)^3 \left\{ 2 A_E d \right\} \quad (1)$$

Definiremos $W' = W / 2R^3 A_E d$ y la variable normalizada $z = (x - d/2) / R$, donde R es el radio de la zona con transmisión no nula, y estudiaremos entonces el comportamiento de la función

$$W'(z) = z^3 - \alpha z \quad (2)$$

siendo $\alpha = (A_E d^3 / 2 - \Delta f d / \lambda f^2) / 2R^2 A_E d$

Nos interesa conocer el valor de α para el cual la máxima deformación del frente de onda sea mínima. Ahora bien, la forma de estimar esta deformación máxima depende de los posibles valores de α . En la Figura 1 se muestran gráficos

para distintos valores de α .

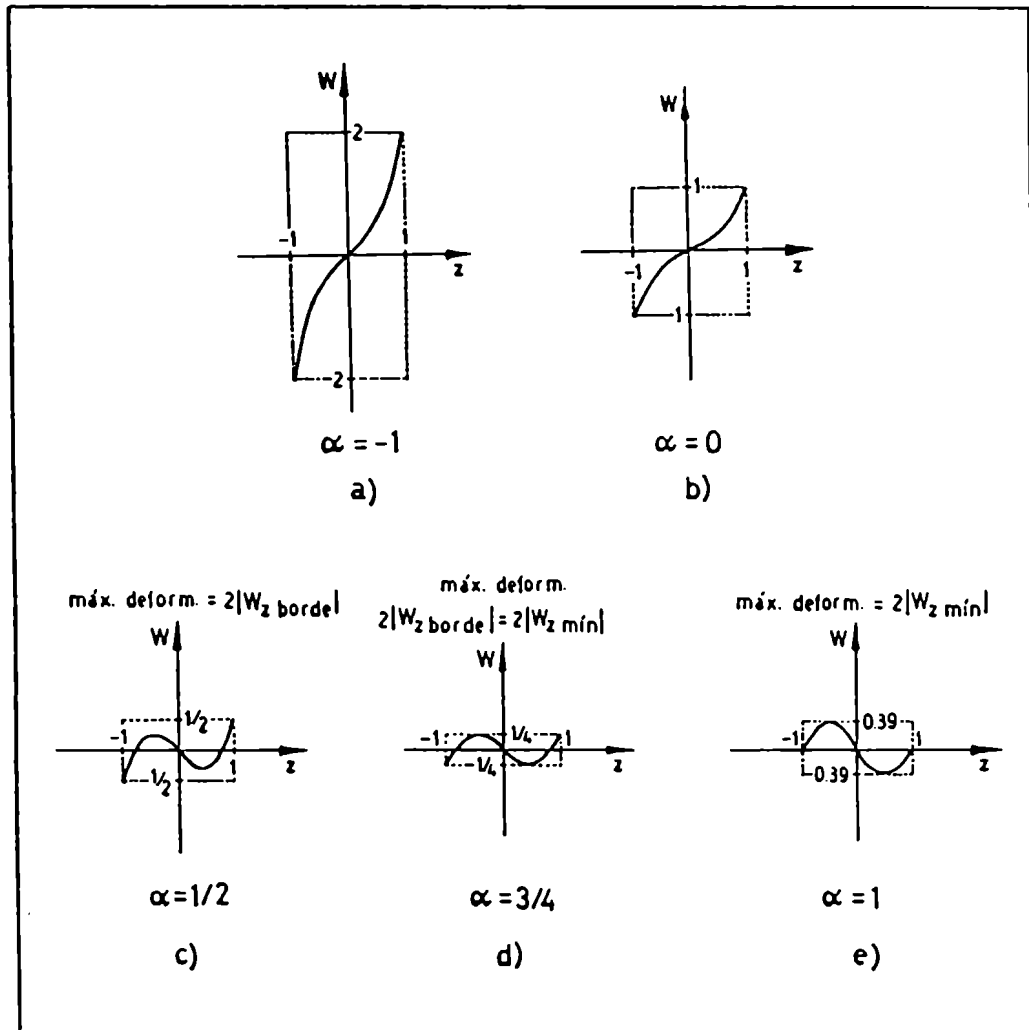


FIGURA 1

En este gráfico se consideró un rango reducido de la variable z , el intervalo $[-1,1]$, ya que fuera de él la transmisión es cero.

Analizando los gráficos vemos que:

1 - Para $\alpha < 0$ la máxima deformación del frente de onda crece con respecto a la que se obtendría para $\alpha = 0$, indicando esto

la no conveniencia de esta elección.

2 - Para $\alpha > 0$ existen curvas cuya máxima deformación se puede calcular como $2|W'_{z\text{borde}}|$ (Fig. 2-c)) o bien como $2|W'_{z\text{mín}}|$ (o lo que es lo mismo $2W'_{z\text{máx}}$) dependiendo de cual de los dos valores resulte mayor.

Así es de esperar que comparando las funciones $|W'_{z\text{borde}}|$ y $|W'_{z\text{mín}}|$ como funciones de la variable α se obtenga un valor óptimo de esta que minimice la deformación del frente de onda.

$W'_{z\text{mín}}$ se obtiene derivando W' respecto de z , igualando a cero y reemplazando luego este valor de z en la expresión de W' . Se tiene así

$$W'_{z\text{mín}}(\alpha) = -2/3 \alpha (\alpha/3)^{1/2} \quad (3)$$

Por otra parte, W' en el borde se obtiene especializando esta función en $z = 1$; esto es

$$W'_{z\text{borde}} = 1 - \alpha \quad (4)$$

Un gráfico cualitativo de ambas funciones se muestra en la Figura 2

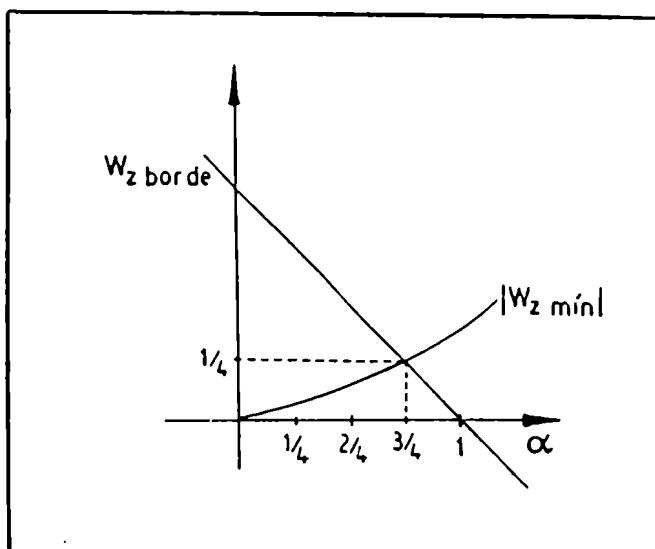


FIGURA 2

Como se aprecia en esta Figura para valores de α menores que $3/4$ $W'_{\text{borde}} > W'_{2\text{mín}}$ con lo cual la máxima deformación se estimaría como $2W'_{\text{borde}}$, para $\alpha > 3/4$ se verifica que $W'_{\text{borde}} < W'_{2\text{mín}}$ calculándose la máxima deformación como $2W'_{2\text{mín}}$ y para $\alpha = 3/4$ las dos funciones toman el mismo valor obteniéndose el mínimo valor de esta deformación que es de $1/2$. Si la comparamos con la aberración esférica de tercer orden (gráfico correspondiente a $\alpha = 0$) vemos que en este caso se obtiene un valor cuatro veces menor.

Pidiendo que la máxima deformación del frente de onda introducida sea menor que $\lambda/4$ se obtiene que, para esta función aberración minimizada, la tolerancia para la aberración esférica es de 8λ , valor notablemente mayor que el indicado en la Tabla 3 del Capítulo III.

APENDICE III

Prueba de Foucault para controlar el enfoque

El uso de la cuchilla de Foucault constituye un método sumamente eficaz para la detección de aberraciones transversales y es empleado en la construcción de lentes y espejos para testear la calidad de los mismos.

En nuestro caso supondremos que se tiene una lente libre de aberraciones y veremos que ocurre cuando se interpone un borde afilado en una posición cercana al foco.

Consideremos la Figura 1-a) donde la cuchilla es introducida delante del plano focal. La sombra proyectada consiste en una región luminosa y una región oscura claramente diferenciadas. Cuando la cuchilla se mueve el borde de la región se mueve avanzando en sentido opuesto a la cuchilla.

Si en cambio la cuchilla se introduce detrás del plano focal, como se muestra en la Figura 1-b), la sombra oscura avanza en el mismo sentido que el borde de esta.

Cuando la cuchilla se introduce precisamente en el foco la sombra aparece súbitamente oscurecida sin que haya un movimiento aparente de la figura en uno u otro sentido al mover el borde filoso.

Así, la prueba constituye un método muy preciso para

encontrar el plano focal de una lente o un espejo.

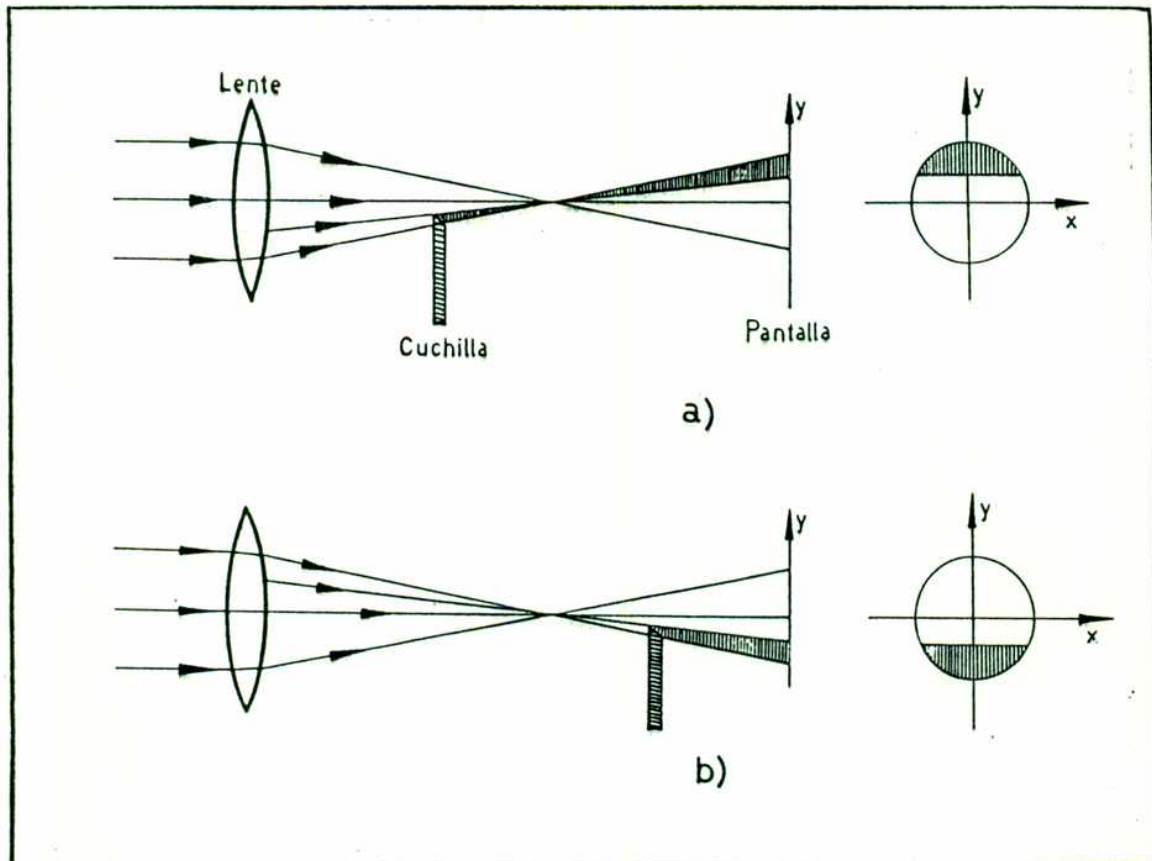


FIGURA 1

Alfonso *J. M. G.*

REFERENCIAS

- (1) Lyman T. (1901), Phys. Rev. 12, 1.
- (2) Wood R. W. (1924), Phil. Mag. 48, 497.
- (3) Gale H. G. (1937), Astrophysics J. 85, 49.
- (4) Simon J. M., Gonzalez Pagliere J. M. (1986), Optica Acta 33, 1038.
- (5) Hutley M. C. (1982), Diffraction Gratings, Academic press, Cap. 8, pag. 198.
- (6) Ledesma S. A., Simon J. M. (1988), Optik 82, 47.
- (7) Ledesma S. A., Simon J. M. (1989), Optik 83.
- (8) Simon J. M., Ledesma S. A. (1989), enviado a Journal of Modern Optic.
- (9) Hutley M. C. (1982), Diffraction gratings, Academic press, Cap. 6, pag. 175.
- (10) Petit R. (1980), Electromagnetic theory of gratings, Topics in current Physics, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, New York.
- (11) Millar R. F. (1969), Proc. Camb. Phil. Soc. 65, 773.
- (12) Stewart I. E., Galloway W. S. (1962), Appl. Opt. 1, 421.
- (13) Wood R. W. (1902), Proc. Phys. Soc. 18, 396.
- (14) Rayleigh (1907), Proc. Roy. Soc. London, Sec. A 79, 399.
- (15) Strong J. (1935), Phys. Rev. 48, 480.

- (16) Fano U. (1941), J.O.S.A. 31, 213.
- (17) Palmer C. H. (1982), J.O.S.A. 42, 289.
- (18) Hessel H., Oliner A. A. (1965), Appl. Opt. 4, 1275.
- (19) Pavegeau J., Bousquet J. (1970), Optica Acta 17, 469.
- (20) Wirgin, Deleuil R. (1989), J.O.S.A. 59, 1348.
- (21) Maystre D. (1973), Opt. Commun. 8, 216.
- (22) Hutley M. C., Bird V. M. (1973), Optica Acta 20, 771.
- (23) Depine R. A., Brudny V. L. (1989), J. of Mod. Opt. 36, 125.
- (24) Ritchie R. H. (1957), Phys. Rev. 166, 874.
- (25) Teng Y. Y., Stern E. A. (1987), Phys. Rev. Lett. 19, 511.
- (26) Martinez J. J., Paul W. E., Susskind S. M. (1981), Trabajo de Laboratorio II, F.C.E.N., U.B.A.
- (27) Loewen E. T., Mc. Kinney W. R., Mc. Phedran R. (1984), Proc. SPIE, 503, 187.
- (28) Simon J. M., Gonzalez Pagliere J. M. (1988), J. of Mod. Opt. 35, 1549.
- (29) Weaver C. S., Goodman J. W. (1988), Appl. Opt. 5, 1248
- (30) Goodman J. W. (1975), Laser speckle and related phenomena, Topics in Appl. Phys. 9, Springer Verlag Heidelberg, New York, Cap. 2.
- (31) Gaskill (1978) Linear Systems Fourier Transform and Optics, John Wiley & Sons, Cap 7, pag. 200.
- (32) Luu T. K., Casasent D., Appl. Opt. 18, 791.

- (33) Burch J.M., Tokarski J. M. (1968), *Optica Acta* 15, 101
- (34) Leendertz J. A. (1970), *Jou. Phys. E.* 3, 214.
- (35) Born M., Wolf E. (1964), *Principles of Optics*, 5^o edición, Mac Millan Company, New York, Cap. 10, pag. 510

~ Agradecimientos ~

Aunque creo que la mejor forma de manifestarse agradecido con alguien es demostrarlo con hechos más que con palabras, quiero hacer llegar a través de estas líneas mi gratitud hacia las personas que más cerca mío estuvieron durante el transcurso de mi trabajo de Tesis.

Vaya pues mi agradecimiento al Dr. Juan M. Pimón, mi director, junto a quien he iniciado mis primeros pasos en la tarea de investigación científica y quien me ha prestado su respaldo y confianza desde que me incorporé al Grupo de Óptica.

Agradezco a Marta Pedernera por su incondicional ayuda en la confección de los dibujos de esta Tesis y a Ricardo Dato por su disposición constante para el copiado de las fotografías que aquí se presentaron.

Gracias a mis compañeros en general y en particular a Vera Brudny, Angela Fantino y Verónica Presa quienes me brindaron mucho más que su ayuda en la compaginación de esta Tesis.

Quiero agradecer por último a mi compañero Claudio E. Femmi, con quien no solo comparto mi jornada de trabajo sino gran parte de mi vida. En cuanto a esta Tesis se refiere hemos mantenido largas charlas que, la mayoría de las veces, esclarecieron mi perspectiva sobre algún tema. Fuera del ámbito científico es invaluable el apoyo moral y el aliento que recibí de Claudio y que me han permitido superar los acostumbrados bajones en mi estado de ánimo.