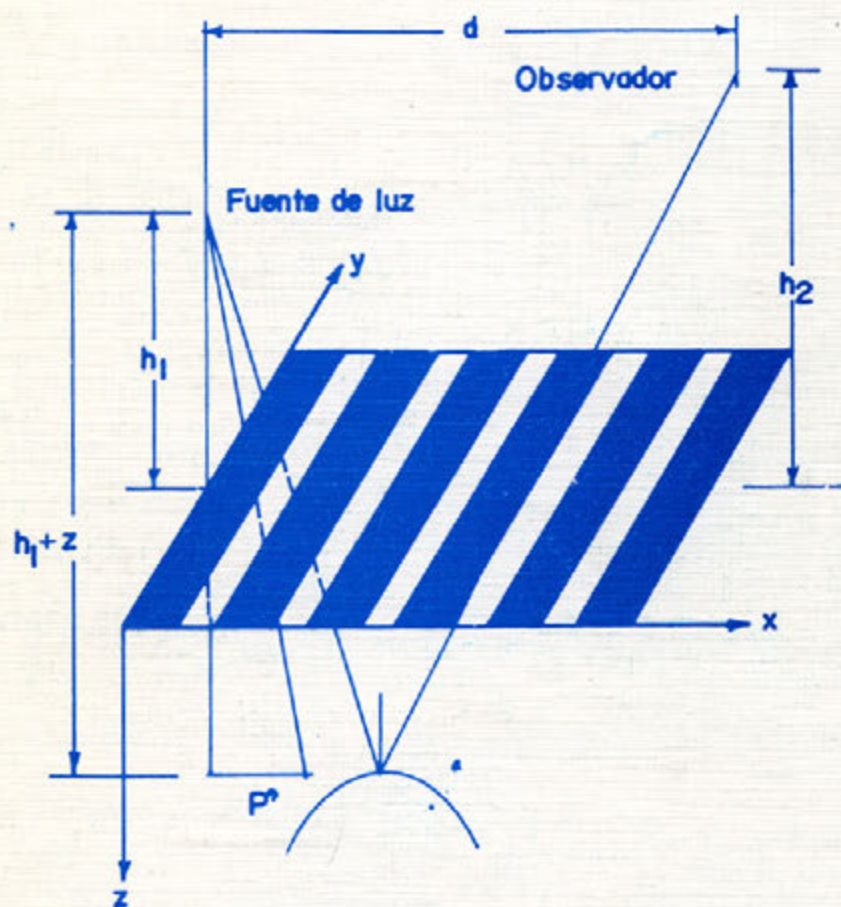


OPTICA



OPTICA

MESA EDITORIAL:

CICESE:

DRA. Diana Tentori Santacruz
DR. Martín Luis Celaya
DR. Eugenio Méndez Méndez
DR. Héctor M. Escamilla Taylor.
DR. David Hotz
C. DR. Manuel K. Yamada Shinoda.
C. DR. Alfonso García Walnder.
C. DR. Josue Alvarez Borrego.
M.C Georgina Navarrete.
DR. Javier Mendieta.

CALIPO, S.A. DE C.V.:

DR. Luis E. Celaya Salcido.
DR. Jesús Enrique Rivera Garibaldi.

IFUNAM - LAB. ENSENADA:

DR. Roberto Machorro Mejía.
DR. Jesús M. Siqueiros Beltrones.
DR. Efraín Regalado.

INSTITUTO DE ASTRONOMIA:

DR. Luis Salas.
M.C. Oswaldo Harris.

CI- UNAM :

DR. Claudio Firmani

UNIVERSIDAD AUTONOMA IZTAPALAPA:

DR. Julio Rubio (RECTOR).
DR. Manuel Fernández Guastí.

INSTITUTO DE CERAMICA Y VIDRIO (ESPAÑA):

DR. Jesús Rincón.

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN OPTICA, A.C.:

DR. Daniel Malacara.
DRA. Cristina Solano.
DR. Vicente Aboites.
M.C. Arquimedes Morales.
DR. Enrique Landgrave Mamjarrez.
DR. Sergio Calixto.
DR. Javier Sanchez Mondragón.

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN FISICA

UNIVERSIDAD DE SONORA:

M.C. Alejandro Clarck.
M.C. Angel Coronel.

COMITE EDITORIAL

Director: Ricardo Villagómez Tamez.

Subdirector: Heriberto Márquez Becerra.

Edición: Elba Razón González

Redacción: Guillermina Bernal Peralta

Enlace: Javier Camacho, David Salazar

En nuestra portada se presenta la geometría asociada al sistema de mapeo de contornos de Moiré cuando la fuente y el observador están a distancias finitas de la rejilla

Las fechas de publicación de la revista son: Marzo, Julio y Noviembre de cada año.

El cierre de la edición de cada número es un mes antes de la publicación.

Las personas responsables de la revista OPTICA de la AMO deseamos hacer patente un amplio agradecimiento al Instituto de Física de la UNAM y a la División de Física Aplicada del CICESE, ambas instituciones en Ensenada B.C. México, por habernos permitido hacer uso de su sistema de edición para la elaboración de éste medio de comunicación científica.

CONTENIDO

- 1 INDICE
- 2 EDITORIAL
- 3 OBTENCION DE PROPIEDADES OPTICAS DE SELENIO AMORFO
G. NAVARRETE, H. MARQUEZ, J.SIQUEIROS.
- 9 DIFFUSION EFFECTS IN A GASEOUS LASER AMPLIFIER.
V. ABOITES, G.E. TORRES-CISNEROS.
- 13 EVALUACION DE FORMAS DE SUPERFICIES: COMPARACION DE
DISTINTAS TECNICAS OPTICAS.
A. MARTINEZ, D. TENTORI.
- 21 GRAN PROFUNDIDAD FOCAL EN SISTEMAS OPTICOS CON
ABERTURAS FINITAS.
J. OJEDA-CASTANEDA, L.R. BERRIEL-VALDOS, R. BOIVIN.
- 33 APLICACION DEL CRITERIO DE STREHL AL DISENO DE PLACAS
CORRECTORAS DE SCHMIDT.
J.E.A. LANGRAVE, L.M. ARREDONDO VEGA.



OPTICA es una publicación cuatrimestral de la Academia Mexicana de Optica A.C. apartado postal 2681, Ensenada B.C. México. 22800. La revista OPTICA presenta los artículos de investigación científica y de desarrollo tecnológico más relevantes en esta disciplina. Los artículos, cartas, notas y comentarios deberán ser enviadas al director ó subdirector de la revista. Las contribuciones deberán enviarse en hojas tamaño carta y a doble espacio, las fotografías originales empastadas, numeradas y tituladas de acuerdo al contenido. Permisos de licitud de portada, título y contenido en tramite. Derechos Reservados (R) Academia Mexicana de Optica A.C.

OBTENCION DE PROPIEDADES OPTICAS DE SELENIO AMORFO

G. Navarrete, H. Márquez, *J. Siqueiros
CICESE, Km. 103 Carretera Tijuana-Ensenada, Ensenada, B.C.

*IFUNAM, Lab. de Ensenada
Apdo. Postal 2681, Ensenada, B.C.



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.
BIBLIOTECA

RESUMEN

En este trabajo se presentan valores obtenidos para el índice de refracción complejo y la función dieléctrica en función de la longitud de onda para una película delgada de selenio amorfo mediante la utilización de un modelo de osciladores clásicos, y de datos experimentales de Transmitancia. Se encuentra una relación directa entre los parámetros de los osciladores y la estructura del espectro de transmitancia de la película. Las muestras fueron caracterizadas previamente por espectroscopía Auger.

ABSTRACT

We present the values obtained for the complex refraction index and the dielectric function as a function of wavelength for an amorphous selenium thin film using a classical oscillator model and experimental transmittance data. A correspondence between the oscillator parameters and the features of the transmittance spectrum is indicated. The composition of the sample was previously characterized using Auger electron spectroscopy.

INTRODUCCION

Este trabajo forma parte de un proyecto de estudios preliminares acerca del uso de películas de selenio en procesos electrofotográficos y en la fabricación de tambores xerográficos.

El objetivo de este trabajo es determinar las propiedades ópticas de muestras de selenio amorfo preparadas en CICESE, con el fin de utilizarlas como material fotoconductor en procesos electrofotográficos.

Las características deseables de las películas fotoconductoras para ser utilizadas en electrofotografía son:

- 1) Capacidad de almacenamiento de carga.
- 2) La razón de descarga en la oscuridad debe ser relativamente baja.
- 3) Respuesta rápida de descarga en la luz.
- 4) Bajo potencial residual.
- 5) Efectos de fatiga despreciables.

Los materiales que mejor satisfacen estos requisitos son los fotoconductores amorfos. Sin embargo, ocasionalmente también han sido utilizados materiales policristalinos.

El selenio amorfo es de gran importancia en los procesos electrofotográficos debido a que posee las propiedades fotoconductoras y dieléctricas idóneas, y además por su capacidad de uso repetido a través de varios ciclos de reproducción de imágenes.

El selenio puede existir en tres estructuras cristalinas diferentes:

- a) Estructura hexagonal: Este no se utiliza en electrofotografía debido a que tiene una conductividad eléctrica relativamente alta, pero, debido a que es la forma más estable, algunas veces se obtiene por accidente.
- b) Estructura monoclnica. Este es un semiconductor de una resistividad muy alta. Se puede formar sólo por cristalización a partir de una solución, y puede pasar a estructura hexagonal por calentamiento.
- c) Además de estas dos formas, es común encontrar selenio amorfo. Esta es la forma en la que se utiliza como fotorreceptor en los procesos electrofotográficos. En esencia, es un estado líquido superenfriado. Se prepara fácilmente enfriando rápidamente un líquido de modo tal que los cristales no tienen tiempo de formarse. Otra forma de obtenerlo es por evaporación al vacío de selenio sobre sustratos de otro material manteniendo la temperatura del sustrato entre 25 y 90°C.

PROPIEDADES OPTICAS

Las muestras fueron preparadas en el laboratorio de películas delgadas de CICESE por evaporación al vacío, sobre un sustrato de vidrio y la otra sobre sustrato de aluminio. Durante la evaporación, el sustrato se mantuvo a una temperatura de 60°C para evitar la cristalización del selenio¹.

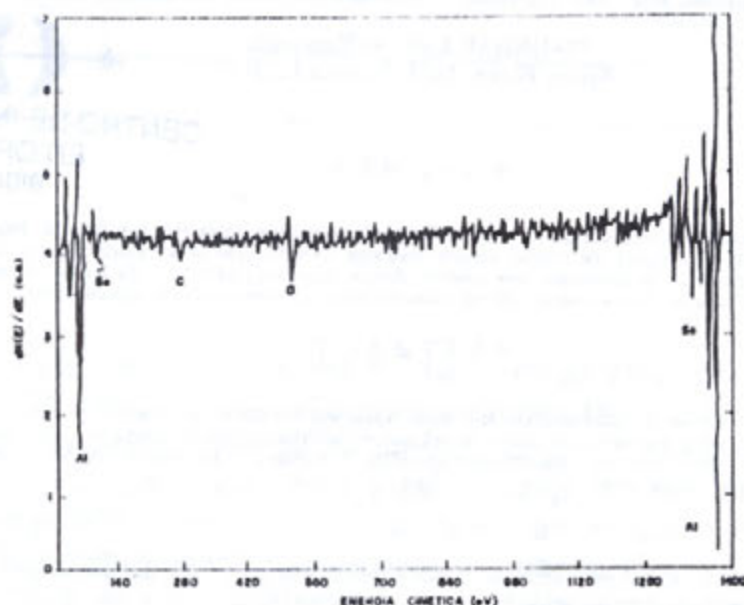


Fig. 1 Espectro Auger de la muestra donde se observan los picos característicos del selenio y del aluminio que se utilizó como sustrato.

La muestra evaporada sobre aluminio, fué analizada por espectroscopía Auger en un sistema de análisis de superficies (Multiprobe PHI-595). La figura 1 muestra el espectro Auger de la superficie de la muestra, donde observamos los picos característicos de altas y bajas energías para el selenio. Después, dentro del mismo sistema, se bombardeó la muestra con iones de argón con el fin de penetrar en la muestra y poder hacer un análisis de composición en función de la profundidad. La figura 2 muestra el espectro Auger después de haber quitado la película de selenio y observamos la aparición de una película de óxido de aluminio sobre el sustrato de aluminio. En esta misma figura se observan picos de Mg, C y Ca que provienen del carbonato de calcio y carbonato de magnesio utilizados como abrasivos para pulir a espejo el sustrato.

La muestra que se obtuvo sobre sustrato de vidrio fué analizada con un espectrofotómetro Perkin-Elmer modelo 330. La figura 3 muestra la curva de transmitancia contra longitud de onda de esta muestra desde 500 hasta 2600 nm. La línea punteada representa la curva experimental, y la línea continua representa la curva teórica obtenida mediante el modelo de osciladores clásicos amortiguados del que hablaremos a continuación.

Utilizando los máximos y los mínimos de interferencia, superpuestos en la curva de transmitancia de la muestra y la fórmula para calcular espesores que propone Goodman², se obtiene el espesor de nuestra película de selenio, que fué de aproximadamente 310 nm.

MODELO DE OSCILADORES CLASICOS AMORTIGUADOS.

Representando la función dieléctrica compleja (ϵ) como una suma de osciladores clásicos es posible reproducir las curvas de transmitancia y reflectancia de un sólido en una región espectral dada.

Podemos escribir

$$\epsilon = \epsilon_1 + j\epsilon_2 = \epsilon_\infty + \sum \frac{S_i}{1 - (\omega/\omega_i)^2 - j\Gamma_i \omega/\omega_i} \quad (1)$$

$$j^2 = -1$$

donde S_i , ω_i y Γ_i representan respectivamente la intensidad, la frecuencia de resonancia y el ancho de banda del i -ésimo oscilador. La constante ϵ_∞ representa la contribución a ϵ a frecuencias altas. El conocimiento de uno o más de estos conjuntos de 3 parámetros nos permitirá calcular los espectros de transmitancia y/o reflectancia, y compararlos con los espectros experimentales para, a partir de las diferencias, encontrar el valor de ϵ como una función de ω que dé el mejor ajuste, calculado y experimental de los espectros.

Los valores de R y T se calculan a partir de los valores de n y k que se obtienen de la ec. (1) y un procedimiento computacional desarrollado por Dupoisot y Morizet³ adaptado para una sola película. Estos cálculos pueden ser modificados también por efectos de la segunda superficie del sustrato.

Para el ajuste se utiliza el método de mínimos cuadrados para una función arbitraria⁴, siendo, en nuestro caso, la de recurrencia

$$T = (n_s/n_o) (\tau \tau^*) \quad (2)$$

donde τ^* es el conjugado de

$$\tau_{j-1} = t_{j-1} \exp[2\psi_j] \tau_j / \exp[2\psi_j] + \tau_{j-1} \rho_j$$

Se requiere encontrar un conjunto de parámetros, tales que la diferencia entre los datos de transmitancia calculados y experimentales sea mínima. Entonces podemos definir la función objetivo M como

$$M = \sum (T_c - T_e)^2 \quad (3)$$

donde T_c es la transmitancia obtenida a partir de la fórmula de recurrencia, y T_e es la correspondiente a los valores experimentales. El valor numérico de esta función M, nos da una medida de la bondad del ajuste.

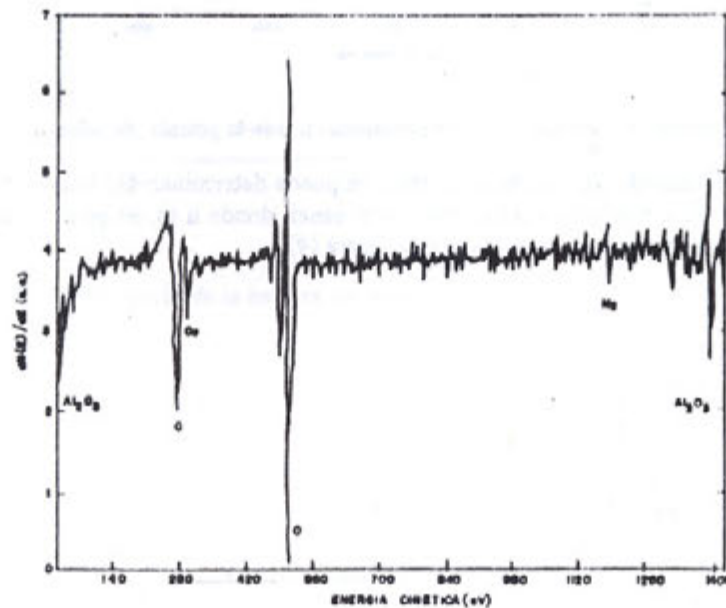


Fig. 2 En este espectro Auger se observa la presencia de una capa delgada de óxido de aluminio entre la película de selenio y el sustrato. El magnesio y el calcio provienen de las sustancias utilizadas para pulir el sustrato de aluminio.

RESULTADOS

El mejor ajuste se obtuvo utilizando dos osciladores cuyos parámetros tienen los siguientes valores:

1er. oscilador $S_1 = 1.34$ $\omega_1 = 2.44$ eV $\Gamma_1 = 0.0421$ eV

2do. oscilador $S_2 = 3.32$ $\omega_2 = 0.233$ eV $\Gamma_2 = 3.43$ eV

$\epsilon_\infty = 5.0$

El aumento de absorción que se muestra en la región de altas energías de la figura (3), se puede relacionar con la energía de la banda prohibida, la cual se ha reportado entre 2.13 y 2.65 eV⁵, y depende de la preparación de la muestra. Para nuestra muestra, el oscilador de alta energía que representa la transición de banda tiene una energía de 2.44 eV.

El oscilador de baja energía 0.233 eV lo podemos asociar a la frecuencia del plasma correspondiente a una densidad de portadores de 10^{20} del selenio.

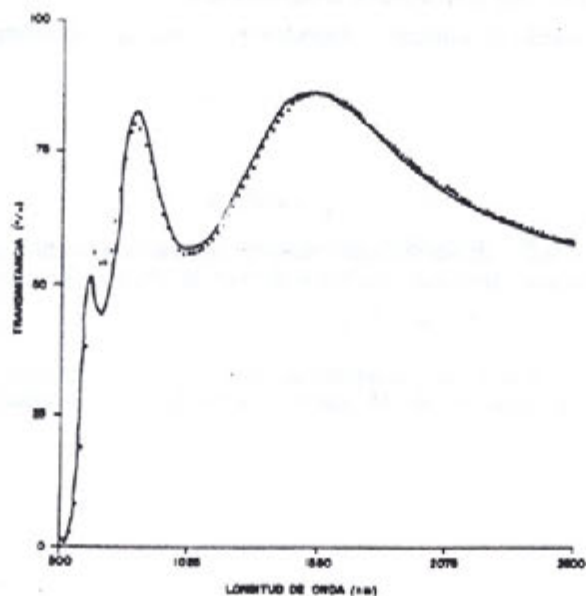


Fig. 3 Espectro de transmitancia calculado (---) y experimental (...) de la película de selenio.

Una vez que se ha determinado la función dieléctrica, se puede determinar fácilmente el índice de refracción complejo, utilizando la relación $\epsilon = n^2$ y los coeficientes de Fresnel, donde n es, en general, un número complejo. Nuestros resultados para la dispersión se muestran en la figura (4).

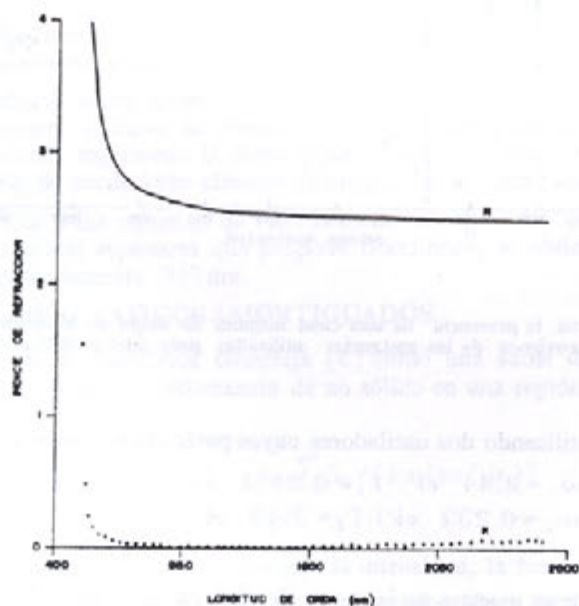


Fig. 4 Índices de refracción real y complejo de la película de selenio como función de la longitud de onda obtenidos del modelo de osciladores clásicos.

A partir de la parte imaginaria del índice de refracción se obtiene el valor de la constante de absorción α ($\alpha = 4\pi k/\lambda$).

A partir de la gráfica de α^2 contra la energía del fotón es posible obtener también la transición de banda prohibida directa prolongando la parte lineal de la curva hasta su intersección con el eje de las energías. Igualmente a partir de la gráfica de $\alpha^{1/2}$ contra la energía del fotón podemos obtener la transición de banda indirecta, ver figuras (5) y (6) ⁶.

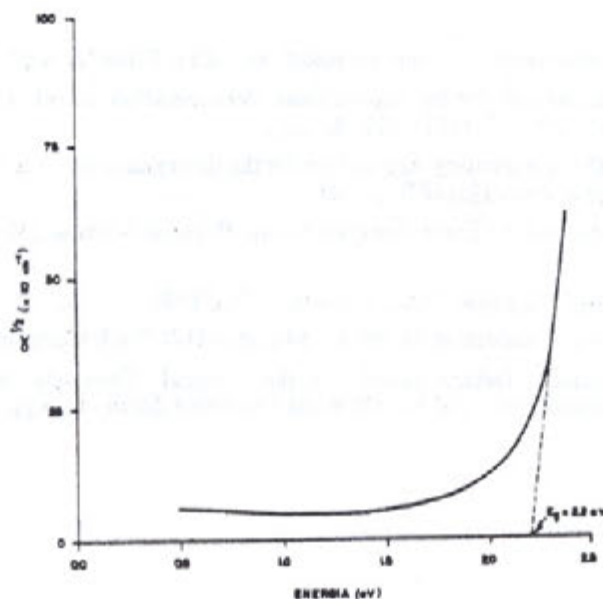


Fig. 5 Transición de banda directa de la muestra de selenio amorfo obtenida a partir del coeficiente de absorción.

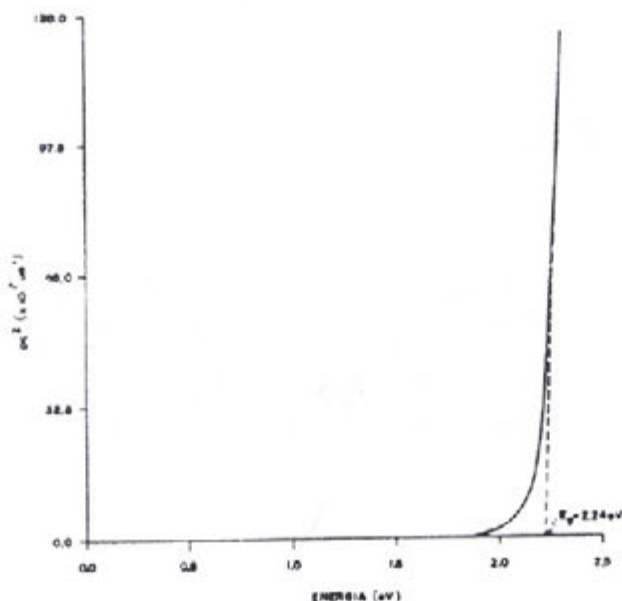


Fig. 6 Transición de banda indirecta de la muestra de selenio amorfo a partir del coeficiente de absorción.

CONCLUSIONES.

Fué posible obtener la función dieléctrica de una película delgada, en función de su longitud de onda, en términos de una suma de osciladores clásicos, para esto se utilizó un algoritmo que compara la transmitancia experimental con la calculada y las ajusta modificando los parámetros de los osciladores hasta optimizar nuestra función objetivo M.

La dispersión calculada para la película es muy parecida a los valores obtenidos por Schaffer⁵. Esta técnica ha sido utilizada con éxito en otros materiales tales como ITO, ZnS y MgF₂, cuyos resultados han sido reportados con anterioridad⁷.

LITERATURA CITADA.

- 1.- Keck H. Paul, "Photoconductivity in Vacuum-Coated Selenium Films", *J. Opt. Soc. Am.* **41**, (1951), 53.
- 2.- Goodman Alvin, "Optical method for the approximate determination of refractive index and thickness of a transparent layer", *Appl. Opt.*, **17**, (1978), 2779.
- 3.- Dupoisot and Morizet, "Thin film coating: algorithms for the determination of reflectance and transmittance, and their derivatives", *Appl. Opt.*, **18**, (1979), 2701.
- 4.- P.R. Bevington: *Data Reduction of Error Analysis for the Physical Science.* (McGraw-Hill Book Co., N. Y. 1969).
- 5.- Schaffer, "Electrophotography", Focal Press, London, 260, (1980).
- 6.- Blatt, "Physics of Electronic Conduction in solids", McGraw-Hill Book Company, New York, 342 (1968).
- 7.- J. Siqueiros, R. Machorro, "Determination of the Optical Constants of MgF₂ and ZnS from Spectrophotometric Measurements and the Classical Oscillator Method", *Appl. Opt.*, **27**, 2549, (1988).

DIFFUSION EFFECTS IN A GASEOUS LASER AMPLIFIER

V. Aboites and G.E. Torres-Cisneros
Centro de Investigaciones en Optica
Apdo. Postal 948 37000 León, Gto.

RESUMEN.

Se muestra que modificaciones del perfil transversal de un pulso laser tales como "sobrecrecimiento" en sus extremos durante su propagación a través de un medio amplificador gaseoso, pueden explicarse cualitativamente si se toma en cuenta la difusión de los centros activos del amplificador. Las condiciones necesarias para que esta situación ocurra son discutidas y se presentan resultados numéricos.

ABSTRACT.

It is shown that some transversal profile modifications such as "overshoot" at the edges of laser pulses propagating through gaseous laser amplifiers can be qualitatively explained when diffusion of the active centers of the amplifier is taken into account. The necessary conditions for this situation to occur are also discussed and numeric results are presented in good agreement with experimental results previously obtained.

INTRODUCTION

The propagation of a laser pulse through an amplifier is an important practical problem which has been studied by several authors. In this letter, computational results are presented for the case when the amplifier medium is a gaseous one. It is shown that some profile modifications such as "overshoot" at the edges of the laser pulse can be qualitatively explained when diffusion of the active centers is taken into account. This in agreement with experimental results obtained elsewhere [1].

COMPUTER SIMULATION

A computer code was developed to solve the photon transport equation [2],[3] in a cylindrical amplifier;

$$\frac{dS}{(dz)} = k(r, z) - \xi S \quad (1)$$

where $S = S(r, z)$, is the photon density of the laser pulse propagating through the amplifier, ξ the averaged coefficient of losses, z and r the longitudinal and radial coordinates respectively and $K(r, z)$ the amplification coefficient for a homogeneously broadened line which is given by [4],[5];

$$K(r, z) = \frac{K_0}{(1 + S(r, z)/S_0)} \quad (2)$$

where K_0 is the unsaturated amplification coefficient and S_0 the saturation parameter. It is assumed that an incoherent two level resonant interaction takes place between a high and low energy level with population densities N_2 and N_1 respectively. Therefore, the amplification coefficient $K(z, r)$ may be written as [2],[6];

$$K(r, z) = (N_2 - N_1)\sigma \quad (3)$$

where σ is the optical cross section and the total population density, $N_2 + N_1$, is fixed. Given an initial laser pulse with photon density distribution $S(r, 0)$, the amplification of this pulse will cause a larger diminution of the amplification coefficient K in the regions where the photon density S is larger. For example, if a laser pulse with an initial gaussian transverse profile is propagating, the amplification coefficient will diminish faster along the axis of the amplifier than far off axis, causing a spatial inhomogeneity in the distribution of the amplification coefficient. Diffusion of the active centers will therefore occur according to the diffusion equation:

$$J(N_2) = -D \frac{dN_2}{dr} \quad (4)$$

where $J(N_2)$ is the radial flux density of the population density N_2 and D is a dimensional parametrized diffusion coefficient. An analogous equation holds for N_1 . It should be noticed that in order to observe any diffusion effect, the laser pulse length (FWHM) t should be larger than the mean free time between collisions, w , of the amplifier gas molecules. Condition which is not difficult to achieve in many gaseous laser amplifiers. This condition may be expressed as:

$$t f \gg 1 \quad (5)$$

where $f = 1/w$ is the collision frequency. In this way diffusion processes are significant during the transit time of the laser pulse through the amplifier. Also, the excited mean life time of the active centers T , must be of the same order or larger than the pulse length t , i.e.

$$T \gg t \quad (6)$$

For normalized incident pulses and null losses coefficient (this coefficient does not introduces significant changes on the physics of the problem), equation (1) - (4) was solved numerically for different initial conditions

The initial photon density distribution was of the form $S(r,0) \sim \exp(-r)$. Figure 1 shows the radial and temporal profile of the pulse intensity for a maximum value of 40%, 12% and 3% of the saturation value and parameters $D = 0.08$ and $J = 0.06$ for the diffusion and amplification coefficient respectively.

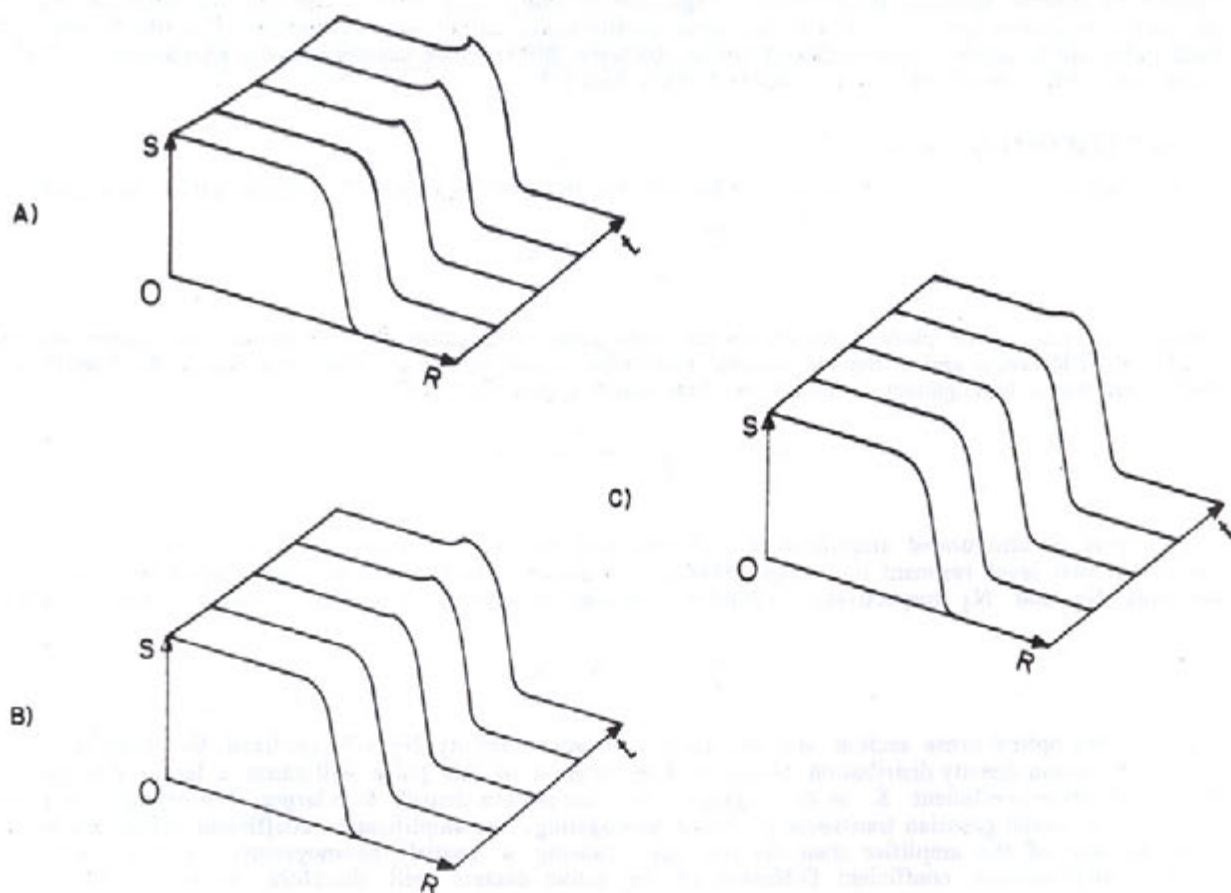


FIGURE 1. Radial and temporal profile of the pulse intensity for a maximum value of a) 40%, b) 12% and c) 3% of the saturation value

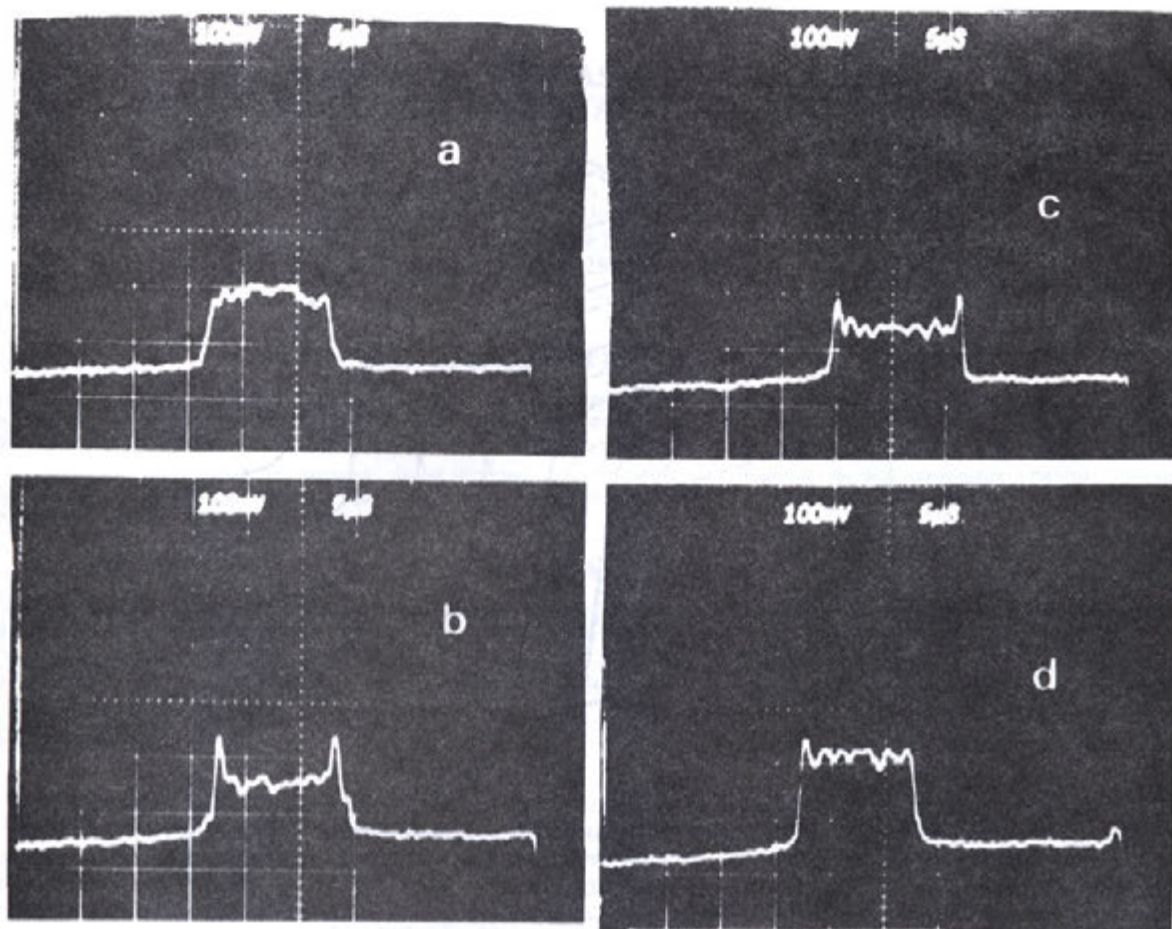


FIGURE 2. Experimental results of the time integrated transverse energy distribution obtained when a laser pulse propagates through a high power iodine laser amplifier. The incident beam profile is shown in a) and b), c) and d) show the result obtained for a saturation value of 40%, 12% and 3% respectively. (Taken from reference [1]).

It can be seen that peaks develop on the sides of the pulse profile due to the radial diffusion of the active centers from the sides of the amplifier towards its axis of it. It can also be observed that the larger the saturation percentage of the incident beam is, the more significant are the diffusion effects. This is an expected result, because for a large saturation percentage of the incident beam, the created gradient of the active centers between the sides of the amplifier and the central region is larger where the beam is propagating and therefore are the diffusion effects stronger. Figure 2 shows the experimental results of the time integrated transverse energy density distribution obtained when a 750 ps laser pulse propagates through a high power iodine laser amplifier for the same saturation values as those we have simulated. a) is the profile of the incident beam and b), c) and d) are the results obtained for saturation values of 40%, 12% and 3% respectively.

Figure 3 shows the radial and temporal profile of the initial and the final pulse calculated by our program for a saturation value of 40% with the same parameters as those from Fig. 1. It can be seen that initially the pulse is strongly amplified but the amplification rate diminishes as the pulse propagates, this as a consequence of the reduction of excited active centers. Once again, the growing of peaks and "overshoot" on the side of the pulse is due to radial diffusion of excited active centers from the sides of the amplifier towards the center of it. As we can see there is a good qualitative agreement between the experimental results and those obtained with our computer model. On the same reference [1] a computer simulation was developed to qualitatively explain their experimental results. Nevertheless the model used consisted on the numeric solution of the paraxial wave equation with gain including diffraction instead of diffusion as we have done.

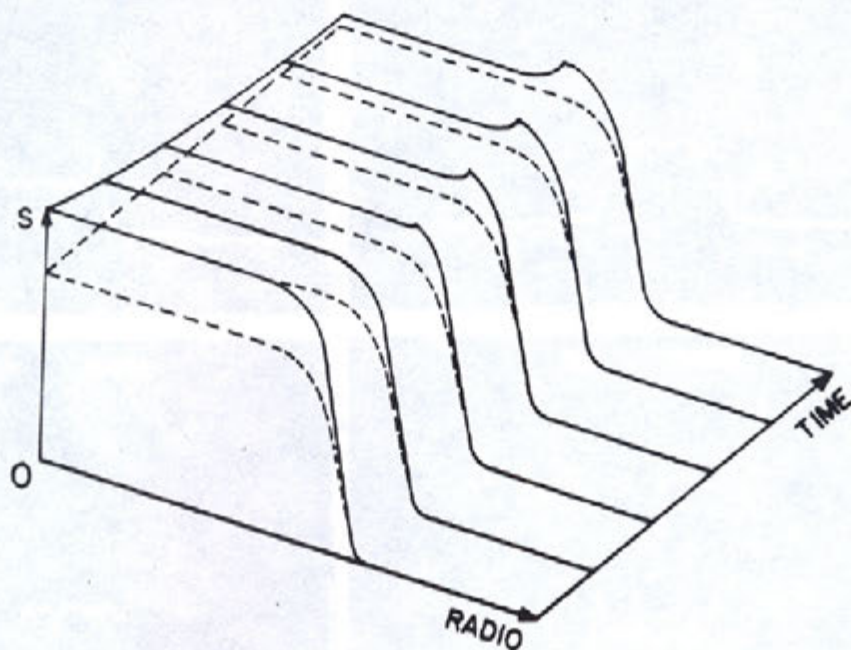


FIGURE 3. Radial and temporal profile of the initial and the final pulse calculated by our program for a saturation value of 40%.

CONCLUSION.

It is shown that a simple numerical model to study the propagation of laser pulses through gas laser amplifiers when diffusion of the active centers is taken into account, explains reasonably well experimental diffusion results previously obtained.

REFERENCES.

- [1] E.E. Fill, Opt. Comm., Vol. 49, 362, (1984)
- [2] L. Allen and J.H. Eberly, Optical Resonance and Two-Level Atoms, Wiley, (1975)
- [3] L.M. Frantz, J.S. Nodvik, J. Appl. Phys., Vol. 34, 2346, (1963) [4] W.W. Rigrod, J. Appl. Phys., Vol. 34, 2602, (1963)
- [5] W.W. Rigrod, J. Appl. Phys., Vol. 36, 2487, (1965)
- [6] R. Loudon, The Quantum Theory of Light, O.U.P., (1978)

EVALUACION DE FORMAS DE SUPERFICIES: COMPARACION DE DISTINTAS TECNICAS OPTICAS

Amalia Martínez García, Diana Tentori
Departamento de Optica, CICESE
Apdo. Postal 2732
Ensenada, B. C. 22800 México

RESUMEN

Se hace un estudio comparativo de tres sistemas ópticos seleccionados en base a su bajo grado de complejidad para la obtención de información sobre la forma de una superficie no pulida. Se mencionan los resultados más relevantes del análisis teórico de sus principios de funcionamiento, su precisión y su sensibilidad.

Se presentan resultados experimentales de las técnicas: Interferometría de holograma de desplazamientos rígidos, Franjas de Young y Técnica de Moiré, que muestran que sólo la técnica de Moiré tiene una precisión y sensibilidad satisfactorias al aplicarse utilizando arreglos ópticos simples.

ABSTRACT

A comparative study of three selected optical systems is made considering their low grade of complexity in order to obtain information of the shape of a non polished surface. Theoretical results related to their basic performance are mentioned.

Experimental results related with the following techniques are presented: hologram interferometry of rigid displacements, Young fringes and Moiré patterns. According to these results only Moiré technique preserves its theoretical sensitivity and precision when applied using low quality optics.

INTRODUCCION

El análisis topográfico de un objeto no solo es uno de los temas de estudio más importantes en la metrología óptica, sino que actualmente tiene además una gran importancia en inspección industrial de partes maquinadas, robótica, visión por computadora, microscopía y diagnósticos médicos. En la evaluación de la forma geométrica de la superficie de un objeto opaco se trabajó con las siguientes técnicas: interferometría de holograma de desplazamientos rígidos (1), franjas de Young (2) y técnicas de Moiré (3). Estas técnicas se seleccionaron considerando la sencillez de los arreglos ópticos utilizados en el sentido de que no requieren óptica de alta calidad y por su simplicidad de aplicación.

Los resultados obtenidos muestran que sólo la técnica de Moiré funciona en la práctica bajo dichas condiciones, conservando la sensibilidad y precisión resultantes del análisis teórico.

TEORIA

Para interferometría de holograma de desplazamientos rígidos puede demostrarse que en la aproximación de Fresnel (4) la siguiente ecuación relaciona el perfil de la superficie (H) con la coordenada transversal x:

$$\delta H = H \delta x / (x + Dx/2) = (H/x) \delta x \quad (1)$$

donde H es la distancia desde el plano del observador al plano del objeto, x es la posición de la franja y δx es el desplazamiento de la franja.

Las franjas se generan mediante un desplazamiento rígido en el eje x ($Dx \neq 0$) considerando: $Dy = Dz = 0$

De la relación anterior puede observarse que debido a la aproximación en que se trabaja $H \gg x$, se requiere un cambio considerable en H para obtener un desplazamiento medible de la coordenada x.

Otra técnica propuesta (4) es la utilización de franjas de Young generadas por dos fuentes puntuales colocadas en el infinito, en este caso se tiene un patrón de franjas rectas en el espacio que al intersectar la superficie del objeto genera un mapeo de contornos.

La diferencia entre dos puntos para una superficie está dada por:

$$\Delta z = \Delta x \operatorname{tg} \beta \quad (2)$$

Donde Δx es la desviación a lo largo del eje x de una franja de interferencia y β es el ángulo entre el haz de luz colimada y el eje x (Fig.1).

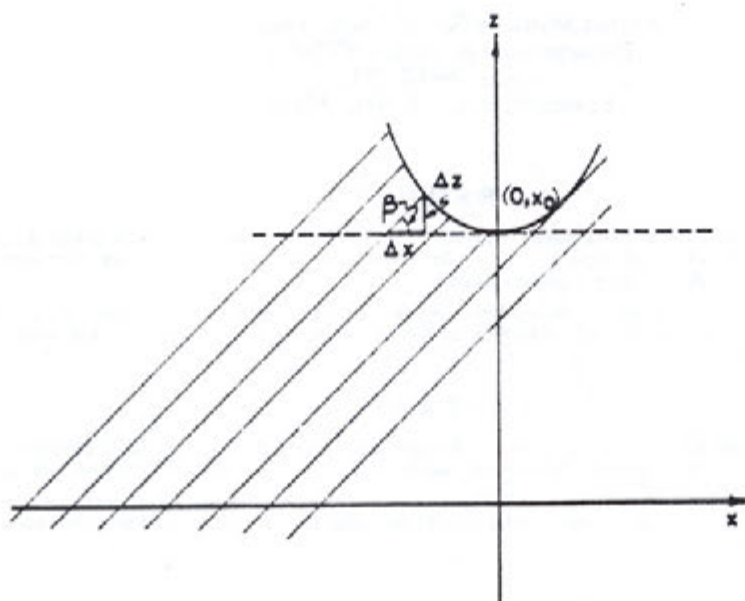


Fig.1. Diagrama para el análisis teórico de las franjas de Young.

De la Ec. (2) puede verse que esta técnica es más sensible que la anterior a cambios en la profundidad del perfil del objeto bajo estudio.

Utilizando la técnica Moiré (4) se tiene que la diferencia entre dos puntos en una superficie se determina de acuerdo a la relación:

$$\Delta z = Nph/d \quad (3)$$

donde N es el número de franjas entre los dos puntos, p es el período de la rejilla, h ($h_1 = h_2$) es la distancia entre rejilla y observador-fuente de iluminación y d es la separación entre fuente de iluminación y observador (Fig. 2).

En este caso dependiendo del valor del período de la rejilla, es posible variar la resolución de la técnica.

PARTE EXPERIMENTAL

Los experimentos desarrollados son los siguientes:

INTERFEROMETRIA DE HOLOGRAMA DE DESPLAZAMIENTOS RIGIDOS.

El arreglo utilizado se muestra en la Fig.3. Este consiste de un laser He-Ne de 35 mW(1), un atenuador variable (2), un filtro espacial (3) un espejo plano (4), una lente colimadora (5), un objeto (6) y una placa holográfica 8 E75 (7).

Las placas se generan mediante la interferencia del haz reflejado por el objeto en dos instantes de tiempo diferentes, habiendo introducido en uno de los casos un desplazamiento rígido del objeto.

FRANJAS DE YOUNG PROYECTADAS.

Se utiliza el mismo arreglo holográfico que se muestra en la Fig.3. En este caso las franjas se generan mediante dos fuentes en el infinito. Estas fuentes se simulan grabando en un holograma el haz reflejado por el objeto iluminándolo con la fuente en una posición y desplazándola posteriormente, para ello se da un pequeño giro a una lente colimadora. Debido al tamaño de la lente colimadora se analiza sólo una parte de la misma superficie plana usada en el otro experimento.

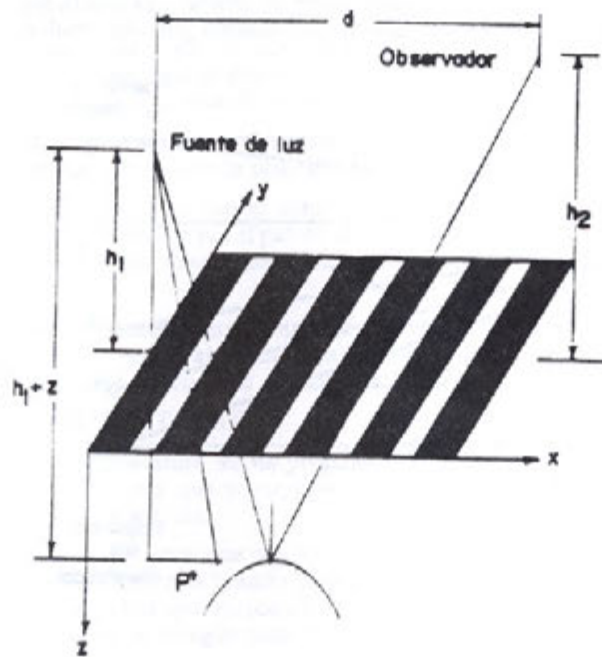


Fig. 2 Geometría asociada al sistema de mapeo de contornos de Moiré cuando la fuente y el observador están a distancias finitas de la rejilla.

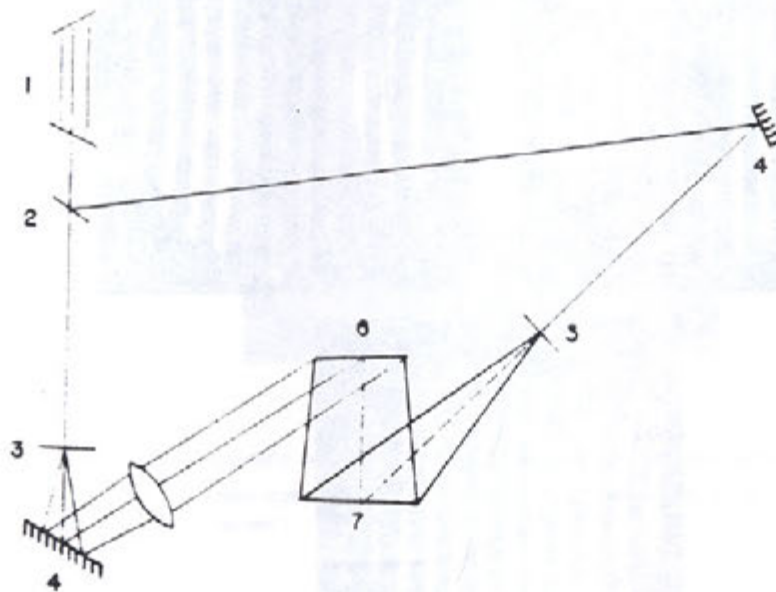


Fig. 3. Interferómetro holográfico de Fraunhofer utilizado en el análisis de formas de superficies mediante desplazamientos rígidos.

METODO DE FRANJAS DE MOIRE

Utilizando el arreglo óptico de la Fig.4 se proyectan franjas de Moiré sobre la superficie cuya forma se desea analizar. En este caso se requiere que la separación entre el objeto y la rejilla sea mucho menor que la separación entre la rejilla y el plano que contiene la fuente de iluminación y el observador.

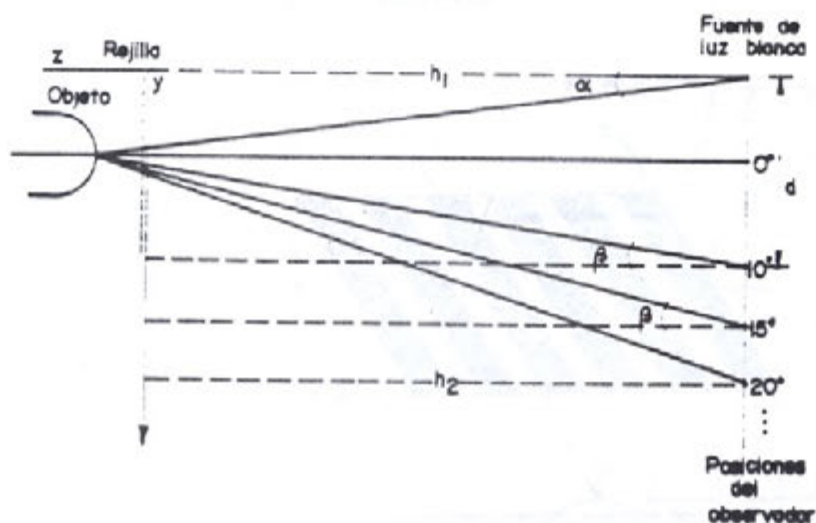


Fig.4. Sistema óptico para mapeo de contornos Moiré.

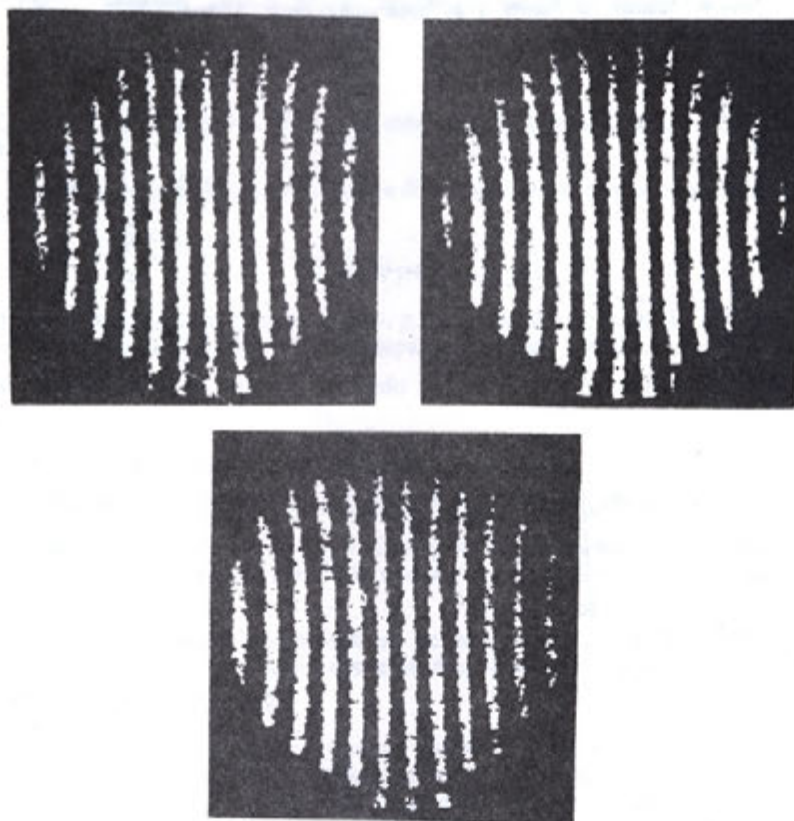


Fig.5. Imágenes correspondientes a un holograma de doble exposición en un movimiento de traslación donde $H_0 = 70$ cm. Para una superficie plana en $-x_1 = -2$ cm, $x_0 = 0$ cm, y $x_2 = 4$ cm.

RESULTADOS:

INTERFEROMETRIA DE HOLOGRAMA DE DESPLAZAMIENTOS RIGIDOS

Se tomó un holograma de doble exposición para un desplazamiento lateral $Dx = 5.5 \times 10^{-2}$ mm de una superficie plana. En los resultados que se presentan (Fig.5) se observa que existe otro factor que domina sobre el perfil de la superficie, ya que para la superficie plana se obtuvo una gran deformación de las franjas.

Con el propósito de investigar su origen se realizaron observaciones de estos patrones de franjas conservando fija la posición del holograma y variando la posición de observación en x .

En todos los casos se observa un patrón simétrico muy similar. Dado que las distancias de trabajo utilizadas satisfacen la aproximación de Fresnel y que el patrón de franjas obtenido es un patrón de franjas de Young generado por un arreglo de fuentes puntuales desplazadas lateralmente, la deformación de las franjas debe ser producto de la geometría del arreglo.

Los resultados obtenidos muestran la importancia de ésta en los arreglos holográficos. Este es un aspecto que en general no se considera en los arreglos para interferometría de holograma. Sin embargo, los resultados obtenidos muestran la necesidad de analizar con detalle la influencia de la geometría del arreglo.

FRANJAS DE YOUNG PROYECTADAS.

No obstante que en la literatura se ha propuesto la generación de estas franjas a partir de dos fuentes puntuales, el experimento demuestra que se requiere óptica de buena calidad para producirlas; además esto limita las dimensiones de los objetos a analizar.

Se observa en la Fig. 6 que para una superficie plana no se obtienen franjas completamente rectas lo cual se atribuye a la calidad del frente de onda usando para generar las franjas de Young. Pudo observarse que conforme se incrementa el ángulo entre el haz que incide sobre la superficie y la dirección de observación, esta contribución se hace aún mayor, funcionando el arreglo cada vez más como un interferómetro de desplazamiento lateral.

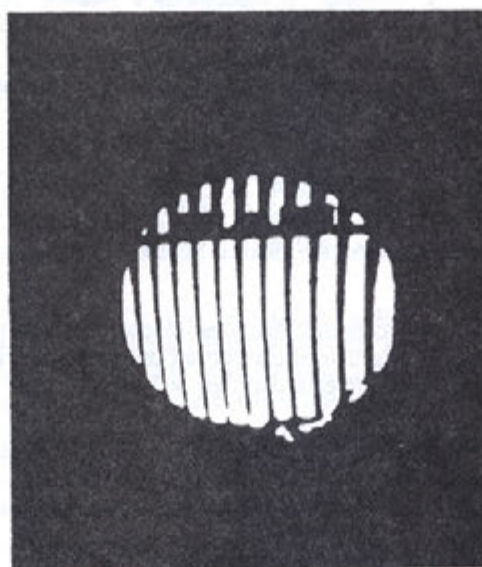


Fig. 6. Fotografía de las franjas de Young en una superficie plana (radio que delimita la superficie: 4.93 cm. utilizando un vernier)

METODO DE FRANJAS DE MOIRE

Para una superficie convexa se obtuvieron patrones de Moiré (Fig.7) manteniendo h constante y diferentes posiciones del observador sobre d . Las posiciones en d variaron angularmente entre 10° y 50° .

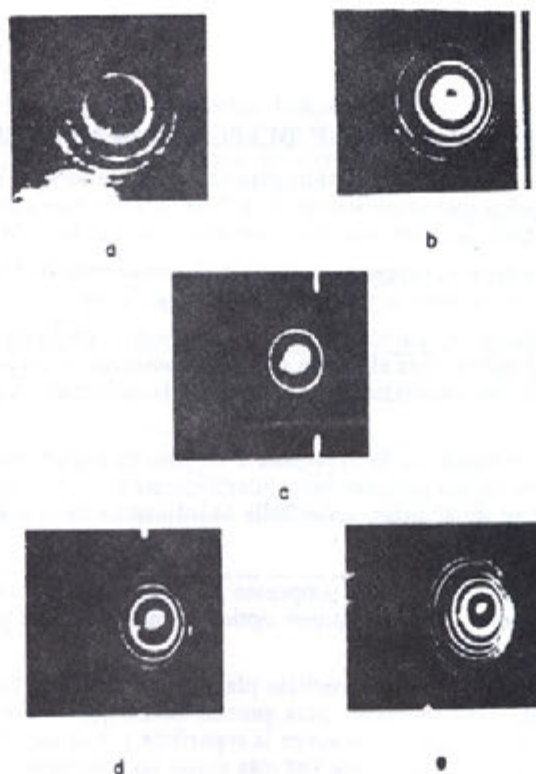


Fig. 7. Fotografías correspondientes a mapas de contornos Moiré para una superficie convexa con variación angular en la dirección de observación conservando h constante.

($h_1 = h_2 = 42.1$ cm. diámetro de delimitación = 3.50 cm.)

- a) $d = 12.2$ cm. , $\theta = 10^\circ$
- b) $d = 23.3$ cm. , $\theta = 25^\circ$
- c) $d = 30.3$ cm. , $\theta = 35^\circ$
- d) $d = 35.1$ cm. , $\theta = 40^\circ$
- e) $d = 42.0$ cm. , $\theta = 45^\circ$

Trabajando en tiempo real se obtuvo la diferencia en altura para dos puntos de la superficie variando la posición de observación, luego se midió esta diferencia con un microscopio. El número de franjas entre los dos puntos de acuerdo a la posición del observador está dado en la Tabla I.

Tabla 1. Diferencia de altura para dos puntos en una superficie convexa cuando cambia la posición del observador.

($^\circ$)	10	15	20	25	30	35	40
d(cm)	12.2	16.0	20.1	23.3	27.1	30.3	35.1
N	3	4	5	5	6	7	8
Z(mm)	5.176	5.262	5.236	4.517	4.660	4.860	4.797

Se trabajó sólo hasta 35° porque para valores mayores de θ no se tiene resolución visual suficiente para contar el número de franjas.

También se obtuvo la diferencia de altura para esos mismos dos puntos mediante un microscopio. La diferencia obtenida de esta forma es de $\Delta z = 5$ mm. Se observa que para $\theta = 35^\circ$ (Fig. 7) la diferencia z determinada por el patrón de Moiré y el microscopio de medición es muy cercana comparada con las diferencias obtenidas para los otros ángulos.

En la Fig. 8 se muestra un patrón de Moiré para una superficie plana el cual fué generado mediante un desplazamiento angular de la superficie. Se observa un patrón de franjas rectas por lo que se ve la efectividad del método y se justifica lo dicho anteriormente con respecto a los problemas presentados en los métodos anteriores, ya que la superficie es la misma para los tres métodos presentados

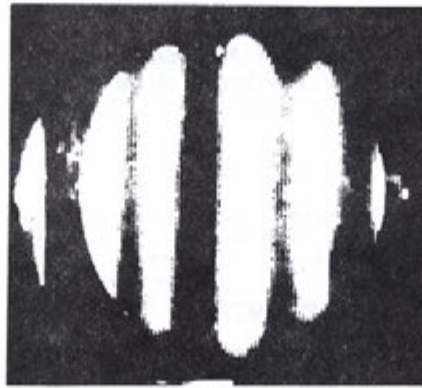


Fig. 8. Patrón de Moiré para una superficie plana.

DISCUSION Y CONCLUSIONES

En lo que respecta a la relación que asocia el perfil del objeto con la posición de las franjas en la técnica de interferometría de holograma de desplazamientos rígidos, Ec.(1), puede observarse que δH presenta cambios considerables cuando $H \gg x$ es decir, que la superficie debe tener gran pendiente ya que esta técnica presenta baja sensibilidad. Se tiene que si los cambios en el perfil de la superficie son pequeños, entonces el corrimiento en las franjas es muy pequeño, por lo que al analizar error a partir de esta ecuación (1) se tiene que la medición en el corrimiento de las franjas introduce un error grande. Se calculó (4) para una precisión del 1% la contribución de cada factor y se concluye que esta técnica se puede utilizar con esta precisión para medir cambios grandes en la forma de un objeto.

Con respecto al método de franjas de Young, analizando la Ec. (2) la precisión en la medida aumenta conforme disminuye; i.e. es conveniente utilizar una iluminación que tienda a ser tangente a la superficie. Esto hace que se pierda información del lado no iluminado, pero se tiene una mayor sensibilidad en el cambio de franjas y el error en la medición disminuye. No obstante que desde el punto de vista teórico se tiene que la sensibilidad y precisión de esta técnica son buenas (4), los resultados experimentales no fueron satisfactorios. Es importante contar con óptica de buena calidad para generar un patrón de franjas adecuado para poder aplicar esta técnica. Otra alternativa es trabajar a distancias grandes 5 a 10 m. de las fuentes puntuales para poder obtener a partir de ellas un patrón de franjas rectas equidistantes. Sin embargo esto no resulta práctico.

La técnica de Moiré es la más sencilla, no presenta problemas de estabilidad mecánica y no requiere de iluminación coherente. Su resolución se puede variar aumentando la de la rejilla o aumentando el ángulo de observación. Es una técnica con una alta detectabilidad, sin embargo, el ruido inherente a los patrones de franjas que se generan hace que disminuya su precisión, por lo que se sugiere su aplicación en el control de calidad de superficies durante el proceso de fabricación.

REFERENCIAS:

- 1.-H.K. Liu and R.L. Kurtz, *Optical Engineering* **16** (1977) 176.
- 2.-H. Takasaki, *Optica Acta* **26** (1979) 1009.
- 3.-O.Kafri and A.Livnat, *Applied Optics* **20** (1981) 3098.
- 4.-A. Martínez García, Tesis de Maestría, CICESE, Ensenada, B.C., México, (1987).



GRAN PROFUNDIDAD FOCAL EN SISTEMAS OPTICOS CON ABERTURAS FINITAS.

J. Ojeda-Castañeda, L.R. Berriel-Valdos y R. Boivin.
Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica.
Apdo. Postal 51 y 216, 72000 Puebla. Pue. México

RESUMEN.

El concepto de superresolución es modificado para producir gran profundidad focal mediante filtros espaciales en aberturas circulares de tamaño finito. La transmitancia de los filtros es resultante de cierta suma ponderada de polinomios de Legendre. Conforme el número de términos de la suma se incrementa se puede aumentar arbitrariamente la profundidad focal. Los filtros diseñados también reducen la influencia de aberración esférica.

ABSTRACT.

The concept of superresolution is modified to achieve an arbitrarily large amount of focal depth by the use of spatial filters limited by circular apertures of finite dimensions. The transmittance of these filters is the resultant of a certain weighted sum of Legendre polynomials. As the number of terms in the summation increases the focal depth can be arbitrarily increased. The filters so designed also reduce the influence of spherical aberration.

INTRODUCCION.

Las técnicas de filtraje espacial se usan para realizar operaciones de restauración de imágenes, o para mejorar las características de un sistema óptico.

Ejemplos representativos del mejoramiento de las características de un sistema óptico, son lograr superresolución en una imagen /1-5/, y la reducción de la sensibilidad a desenfoques y aberración del tipo esférico /6-14/.

En superresolución, el objetivo es lograr que la función de punto extendido (point spread function) asociada con una pupila de tamaño finito, sea arbitrariamente delgada con una pupila de tamaño finito, sea arbitrariamente delgada sobre un campo reducido. Para reducir la sensibilidad a desenfoque y a aberración del tipo esférico, es necesario simular una pupila arbitrariamente delgada sin reducir físicamente su tamaño real.

El propósito de este trabajo es mostrar que el concepto de superresolución puede usarse para lograr una cantidad grande de profundidad focal no limitada y, adicionalmente, reducir arbitrariamente la sensibilidad a aberración esférica.

Primero, se discute el concepto de superresolución y su modificación para lograr aumentar arbitrariamente la profundidad focal de un sistema óptico. Posteriormente, se emplean los polinomios de Legendre, para diseñar la transmitancia de un filtro espacial que incremente la profundidad focal de forma no limitada. Se procederá a demostrar que el filtro, así diseñado, también reduce arbitrariamente la sensibilidad a aberración esférica. Finalmente, se reporta una fórmula para evaluar el flujo luminoso de este tipo de filtros.

PROFUNDIDAD FOCAL ARBITRARIA Y SUPERRESOLUCION.

En este trabajo se consideran sistemas ópticos bidimensionales que tienen simetría de rotación, a los cuales se les coloca en la pupila de salida un filtro espacial que también tiene simetría de rotación. Inicialmente, se supone que el sistema está libre de aberraciones, excepto que tiene errores de enfocamiento. Suponiendo que la fuente que ilumina al sistema es puntual y axial y utilizando una aproximación escalar con una apertura numérica baja, entonces la distribución de irradiancia en la región focal está dada por:

$$|p(y, z)|^2 \text{ endonde /15/}$$

$$p(y, z) = 2\pi\rho_0^2 \int_0^1 p(r) \exp(i2\pi yr^2) J_0(2\pi zr) r dr \quad 1$$

$r = \rho/\rho_0$ la coordenada radial en el plano de la pupila de salida y ρ_0 siendo ρ el radio de la pupila, $p(r)$ representa la distribución de transmitancia del filtro; $z = (N.A.)\lambda$, donde N.A. es la apertura numérica del sistema y λ es la longitud de onda; y es la coordenada radial en el plano imagen; la cantidad de desenfoque se denota por y . La función de Bessel de primer tipo de orden cero se denota por J_0 . Tanto la coordenada y como la coordenada z se miden en unidades de longitud de onda.

La distribución de amplitud difractada $p(y, z)$, cuando $z = 0$, a lo largo del eje óptico, es

$$p(y, z=0) = 2\pi\rho_0^2 \int_0^1 p(r) \exp(i2\pi yr^2) r dr \quad 2$$

La variación en función p con la coordenada r indica el efecto de la sesibilidad del sistema a desenfoques. A través de un cambio de variable dado por /14,16/

$$\xi = r^2 - \frac{1}{2}, \quad q(\xi) = p(r) \quad 3$$

la función $p(y,0)$ tiene la siguiente forma:

$$p(y,0) = \pi \rho_0^2 \exp(i\pi y) q(y) \quad 4$$

donde

$$q(y) = \int_{-1/2}^{1/2} q(\xi) \exp(i2\pi y \xi) d\xi \quad 5$$

El resultado encontrado implica que la irradiancia a lo largo del eje óptico, de un sistema con pupila rectangular libre de desenfoque u otra aberración. De esta forma, el objetivo unidimensional $q(\xi)$ que genere una función de punto extendido con un soporte arbitrariamente grande. Si se puede encontrar dicho filtro, entonces, por medio de la transformación indicada en la ecuación (3), se generaría un filtro bidimensional que disminuye sin límite el efecto de desenfoque en un sistema con simetría de rotación.

Naturalmente, cuando $q(\xi) = \delta(\xi)$, donde δ representa una delta de Dirac, se puede obtener una función de punto extendido $q(y)$, que es una constante y consecuentemente en extensión es no finita. Esta solución al problema no es nueva y, para una serie de aplicaciones prácticas, resulta poco útil. En este trabajo se investiga otra posibilidad.

Considérese el desarrollo de una función arbitraria $f(\xi)$ cuadráticamente integrable, definida en el intervalo $-1/2 \leq \xi \leq 1/2$ en términos de un conjunto completo de funciones ortogonales $\phi_n(\xi)$:

$$f(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \phi_n(\xi) \quad 6$$

donde

$$\int_{-1/2}^{1/2} \phi_m(\xi) \phi_n^*(\xi) d\xi = \delta_{mn} \quad 7$$

δ_{mn} es la delta de Kronecker) y

$$C_n = \int_{-1/2}^{1/2} f(\xi) \phi_n^*(\xi) d\xi \quad 8$$

Al sustituir los coeficientes C_n en la expansión dada por la ecuación (6) e invertir el orden de la sumatoria con la integración, encontramos

$$f(\xi) = \int_{-1/2}^{1/2} f(\xi') \left[\sum_{n=0}^{\infty} \phi_n^*(\xi') \phi_n(\xi) \right] d\xi' \quad 9$$

El producto de la sumatoria que se encuentra entre paréntesis cuadrados es una delta de Dirac:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \phi_n^*(\xi') \phi_n(\xi) = \delta(\xi - \xi') \quad 10$$

El caso particular para $\xi' = 0$ es

$$\sum_{n=0}^{\infty} \phi_n^*(0) \phi_n(\xi) = \delta(\xi) \quad 11$$

De esta manera, dado un conjunto ortogonal completo, podemos construir una función delta de Dirac $\delta(\xi)$ en el intervalo $-1/2 \leq \xi \leq 1/2$.

En la ecuación (11) sugiere la manera de cómo simular una pupila con un ancho infinitamente delgado, por la suma de funciones ortonormales, que cubren todo el ancho de la apertura. Claramente, si definimos el filtro espacial como:

$$q(\xi) = \sum_{n=0}^N \phi_n^*(0) \phi_n(\xi) \quad 12$$

entonces $q(\xi)$ tenderá a $\delta(\xi)$ conforme $N \rightarrow \infty$. En este caso el filtro espacial tiene una extensión finita cubriendo toda el área de la pupila. Si se sustituye la ecuación (12) en la ecuación (5), obtenemos para la función de extensión de un punto la siguiente expresión.

$$q(\gamma) = \sum_{n=0}^N \phi_n^*(0) \int_{-1/2}^{1/2} \phi_n(\xi) \exp(i2\pi\gamma\xi) d\xi \quad 13$$

De esta ecuación, se espera que $q(\gamma)$ tienda a una constante, conforme $N \rightarrow \infty$.

El esquema descrito anteriormente es similar al inventado por Frieden /2/ en el diseño de filtros que, arbitrariamente, mejoren la resolución en una extensión finita del plano focal. Sin embargo, debe notarse que en superresolución, el objetivo es obtener una función de punto extendido arbitrariamente delgada, mientras que en este caso el objetivo es similar a una pupila arbitrariamente delgada, utilizando una función de pupila que cubra toda la apertura.

DISEÑO DEL FILTRO ESPACIAL.

Como la función $q(\xi)$ representa un filtro unidimensional, los polinomios de Legendre $P_n(2\xi)$ resultan ser uno de los posibles conjuntos de funciones ortonormales $P_n(\xi)$ /17/, que forman una base completa en el intervalo $-1 \leq 2\xi \leq 1$. Dado que /18/

$$\int_{-1/2}^{1/2} P_m(2\xi) P_n(2\xi) d\xi = \frac{\delta_{mn}}{2n+1} \quad 14$$

naturalmente al tomar

$$\phi_n(\xi) = \sqrt{2n+1} P_n(2\xi) \quad 15$$

la condición de normalización que se encuentra explícita en la relación (7) se satisface. De esta manera, tenemos que

$$\phi_n^*(0) = \sqrt{2n+1} P_n(0) \quad 16$$

y la expresión (12) tendrá la siguiente forma

$$\bar{q}(\xi) = \sum_{n=0}^N (2n+1)P_n(0)P_n(2\xi) \quad 17$$

pero /19/ $P_{(2n-1)}(0) = 0$ de aquí que la ecuación anterior sea equivalente a

$$\bar{q}(\xi) = \sum_{n=0}^N \alpha_n P_{2n}(2\xi) \quad 18$$

con

$$\alpha_n = (4n+1)P_{2n}(0) \quad 19$$

la ecuación (5) tendrá la siguiente forma

$$q(y) = \sum_{n=0}^N \alpha_n \int_{-1/2}^{1/2} P_{2n}(2\xi) \exp(i2\pi y \xi) d\xi \quad 20$$

Se demuestra en el apéndice que la integral que aparece en la ecuación (20) es igual a $(-1)^n J_{2n}(\pi y)$, donde J_m denota la función de Bessel esférica de primer tipo y orden m /20/. De esta forma

$$q(y) = \sum_{n=0}^N (-1)^n \alpha_n J_{2n}(\pi y) \quad 21$$

Nótese que /19/

$$P_{2n}(0) = \frac{(-1)^n (2n)!}{4^n (n!)^2} \quad 22$$

de tal forma que se tiene que,

$$\alpha_n = \frac{(-1)^n (4n+1)(2n)!}{4^n (n!)^2} \quad 23$$

En la tabla 1, se listan los primeros valores del coeficiente α_n

TABLA1. Valores de los primeros coeficientes α_n .

n	α_n
0	1.000000
1	-2.500000
2	3.375000
3	-4.062500
4	4.648438
5	-5.167969
6	5.639648
7	-6.074707
8	6.480560
9	-6.862411
10	7.224079

Se puede demostrar que $q(y)$ tiende a una constante conforme $N \rightarrow \infty$ haciendo $\xi = 0$ en la ecuación A2 (del apéndice), lo cual tiene como consecuencia que

$$1 = \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) P_n(0) j_n(\pi y) \quad 24$$

Como $P_{(2n+1)}(0) = 0$, la identidad (24) equivale a

$$1 = \sum_{n=0}^N (-1)^n (4n+1) P_{2n}(0) j_{2n}(\pi y) \quad 25$$

de aquí que se observe que en el límite cuando $N \rightarrow \infty$, la función $q(y)$ dada por las ecuaciones (19) y (21) tienden a la unidad.

El problema está resuelto. Después de llevar a cabo en la ecuación (18) los cambios de variables especificados en la relación (3), se obtiene una expresión para el filtro bidimensional deseado, esto es

$$\bar{p}(r) = \sum_{n=0}^N \alpha_n P_{2n}(2r^2 - 1) \quad 26$$

El filtro $\bar{p}(r)$ bidimensional aumentará, tanto como se desee, la profundidad de foco en un sistema con simetría circular, como N tienda a ser un número grande.

Las Figs. 1 y 2, muestran las curvas de transmitancia de la pupila en una dimensión y en dos dimensiones asociadas a las funciones $\bar{q}(\xi)$ y $\bar{p}(r)$, respectivamente, para algunos valores de N . La transmitancia se normalizó a la unidad como valor máximo. Obsérvese que conforme N aumenta, el comportamiento de $\bar{q}(\xi)$ a lo largo del eje óptico tiende al comportamiento de la función $\text{sinc}(\theta) = \frac{\sin(\pi\theta)}{\pi\theta}$, esto ilustra como, en el límite conforme $N \rightarrow \infty$, $\bar{q}(\xi)$ tiende a una delta de Dirac.

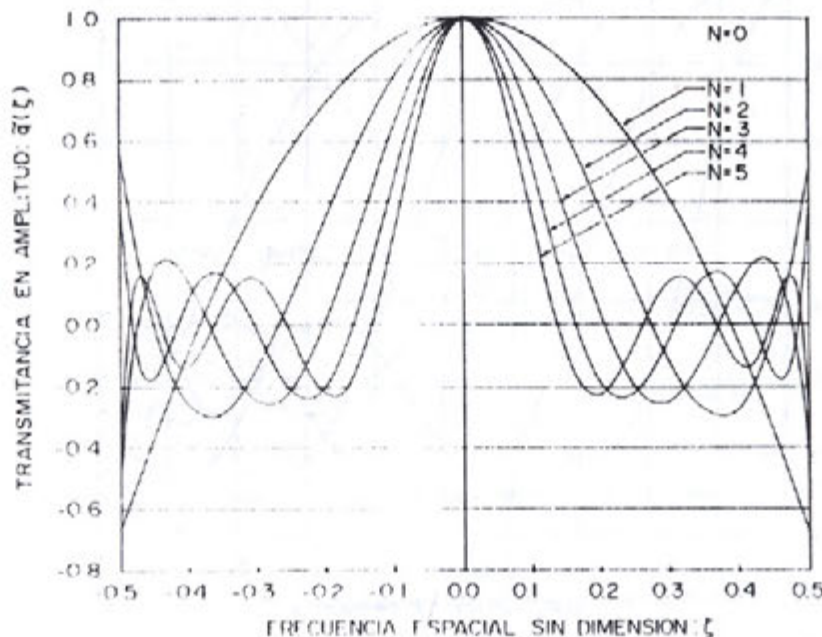


Fig. 1 Amplitud de transmitancia normalizada del apodizador unidimensional $\bar{q}(\xi)$ para $N = 0, \dots, 5$

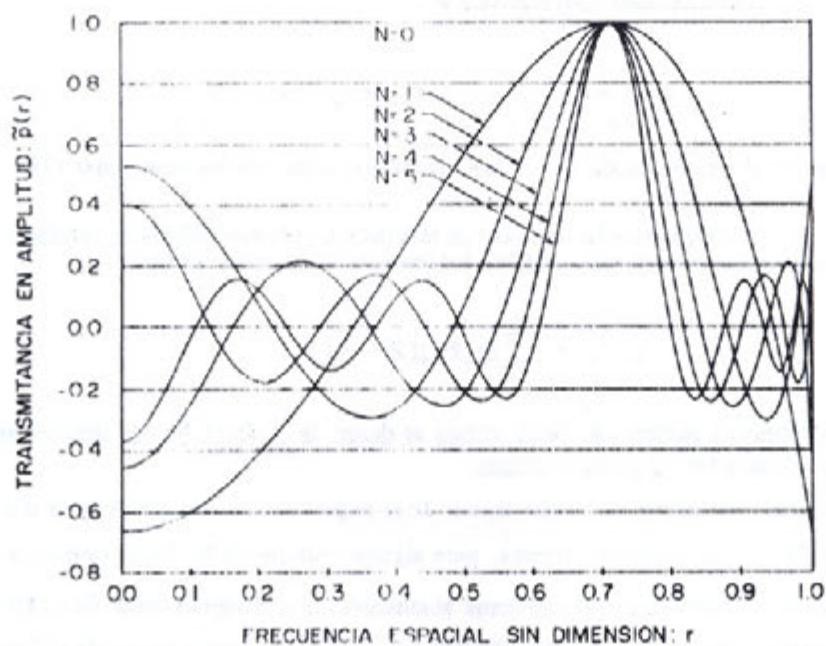


Fig. 2 Amplitud de transmitancia normalizada del apodizador bidimensional $p(r)$ dado por ecuación (26) para $N=0, \dots, 5$.

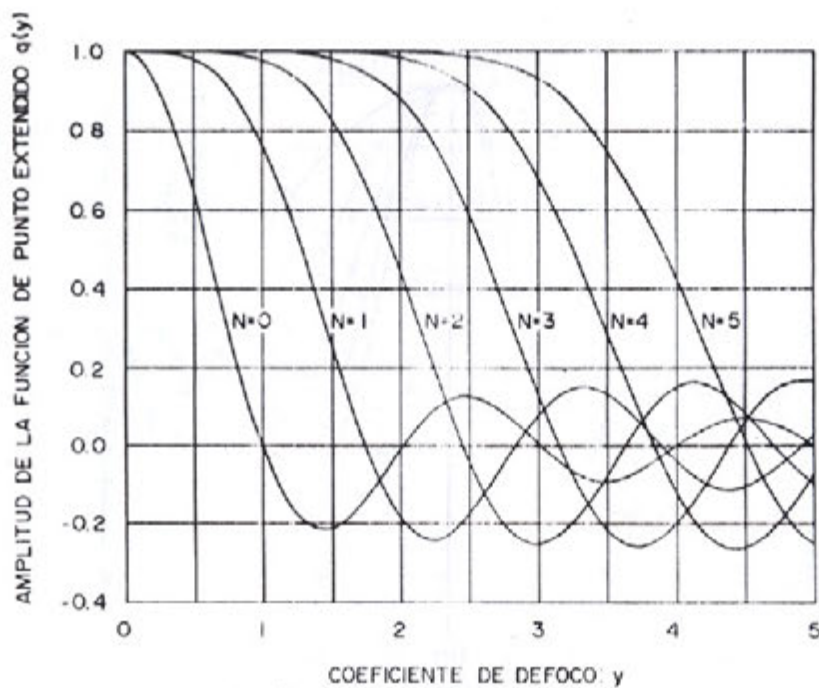


Fig. 3 Distribución de amplitud normalizada a lo largo del sistema óptico, $\exp(-iny) p(y,0)$, para los apodizadores de la Fig. 2.

La Fig. 3 muestra las curvas de la función $q(y)$ para algunos valores de N . Es obvio que se puede hacer $q(y)$ tan cerca de la unidad como se desee, simplemente haciendo N suficientemente grande. Esto muestra de qué manera los apodizadores bidimensionales $p(r)$ aumentan la profundidad de foco arbitrariamente. En el límite cuando $N \rightarrow \infty$, la distribución de irradiancia a lo largo del eje óptico, esto es, $|p(y, 0)|^2 = |q(y)|^2$, se hace igual a una constante.

Como punto a notar, se remarca que la ecuación (26) para $p(r)$ aparece como una combinación lineal de polinomios radiales de Zernike $R_n^0(r)$ dado que $P_m(2r^2 - 1) = R_{2m}^0(r)/15$.

INFLUENCIA DE LA ABERRACION ESFERICA.

Los apodizadores bidimensionales deducidos anteriormente tienen una forma de tipo anular. Por consiguiente, y de acuerdo a los resultados encontrados en la referencia 12, esperamos que estos apodizadores reduzcan la influencia de la aberración esférica de Seidel W_{40} , quizá también de manera arbitraria.

Las curvas que se dan en la Fig. 4, muestran que realmente este es el caso. En cada curva se calcula la razón de Strhl para variables que denota la aberración esférica, W_{40} , calculada en el mejor foco $y = W_{40}$. Conforme N aumenta por encima de 2, la razón de Strehl se hace menos sensible a aberración esférica. Sin embargo, la sensibilidad no se comporta de la misma forma a la manera en que manifiesta en la Fig. 3, que permanece a un valor constante igual a la unidad sobre un intervalo grande.

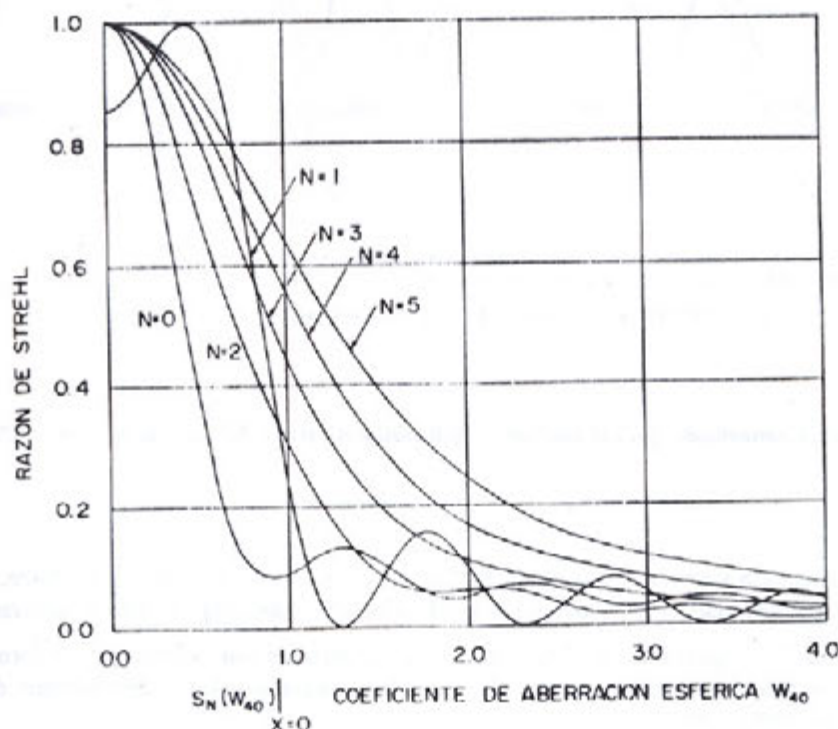


Fig. 4 Razón de Strehl o irradiancia en eje normalizada al mejor plano focal con aberración esférica variable para los apodizadores de la Fig. 2.

Para disminuir de manera arbitraria la sensibilidad a aberración esférica en el mismo grado, como se lleva a cabo la disminución a la sensibilidad de desenfoques, se debe pensar en aplicar el procedimiento que se menciona en la referencia 14. Partiendo de la ecuación (26), primero se debe escalar $p(r)$ al intervalo $-1/2 \leq \xi \leq 1/2$ vía la transformación $r = 2\xi$, después se cambia el apodizador unidimensional resultante $q(\xi)$ en un nuevo apodizador bidimensional $p(r)$ tomando en cuenta la transformación de la ecuación (3). De esta manera, con un apodizador bimodal inicial se puede obtener un apodizador tetramodal, que se discutirá en una publicación subsecuente [21]. De hecho, este procedimiento lleva a la siguiente ecuación:

$$\bar{p}(r) = \sum_{n=0}^N \alpha_n P_{2n}(8r^4 - 8r^2 + 1) \quad 27$$

La Fig. 5 ilustra el comportamiento del apodizador dado por la ecuación (27); este apodizador no mejora sustancialmente los resultados mostrados en la Fig. 4. De esta manera, el problema debe solucionarse de forma diferente. Esto se llevará a cabo en un artículo posterior.

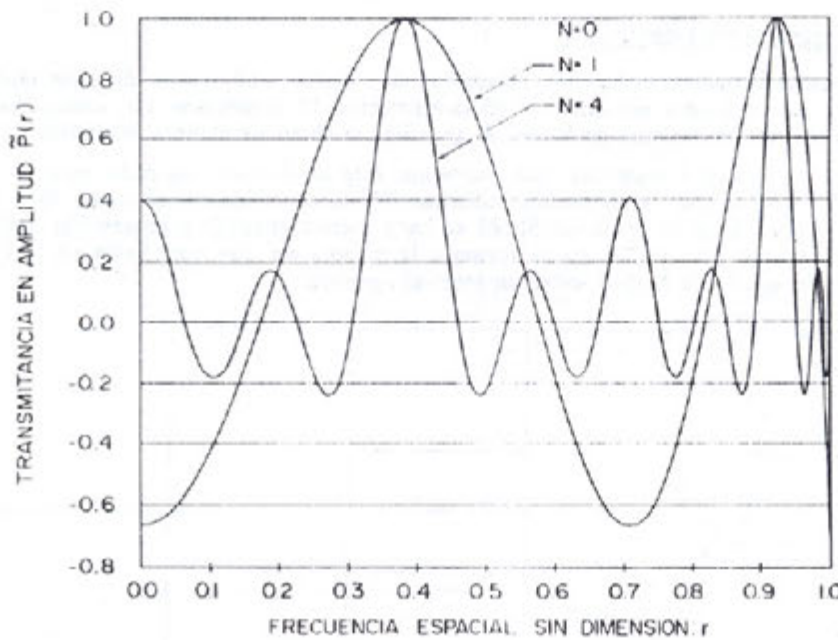


Fig. 5 Distribución de amplitud normalizada para el apodizador bidimensional $\bar{p}(r)$ dado por la ecuación (27) para $N = 0, 1$ y 4 .

FLUJO DE LUZ.

El flujo de luz, T , que pasa a través de los apodizadores q y p resulta de interés calcularse, dado que es un parámetro que indica qué cantidad de luz pasa por el apodizador (para una pupila libre de aberraciones y con desenfoque nulo el valor de T es igual a uno). Dado que q y p difieren únicamente por la forma en que se especifica el cambio de variable dado en la ecuación (3), T tendrá el mismo valor, independiente de cuando se evalúa una pupila unidimensional, como:

$$T = \frac{1}{M^2} \int_{-1/2}^{1/2} |\bar{q}(\xi)|^2 d\xi \quad 28$$

o si se evalúa una pupila bidimensional, como

$$T = \frac{2}{M^2} \int_0^1 |\bar{p}(r)|^2 r dr \quad 29$$

donde M es el máximo valor dado por $|q(\xi)|$ ó por $|p(r)|$. Llevando a cabo el procedimiento para pupilas unidimensionales, tenemos de los resultados numéricos mostrados en la Fig.1 que,

$$M = \bar{q}(0) = \sum_{n=0}^N (4n+1)P_{2n}^2(0) \quad 30$$

donde se utilizaron las ecuaciones (18) y (19). También observamos que

$$\int_{-1/2}^{1/2} |\bar{q}(\xi)|^2 d\xi = \sum_{m=0}^N \sum_{n=0}^N (4m+1)(4n+1)P_{2m}(0)P_{2n}(0) \int_{-1/2}^{1/2} P_{2m}(2\xi)P_{2n}(2\xi)d\xi \quad 31$$

Tomando en cuenta la ecuación (14), esta última expresión se reduce a

$$\int_{-1/2}^{1/2} |\bar{q}(\xi)|^2 d\xi = \sum_{n=0}^N (4n+1)P_{2n}^2(0) = M \quad 32$$

de esta forma

$$T = \frac{1}{M}$$

La Fig.6 muestra la evaluación de T con el número de términos que se toman en cuenta en la sumatoria, N.

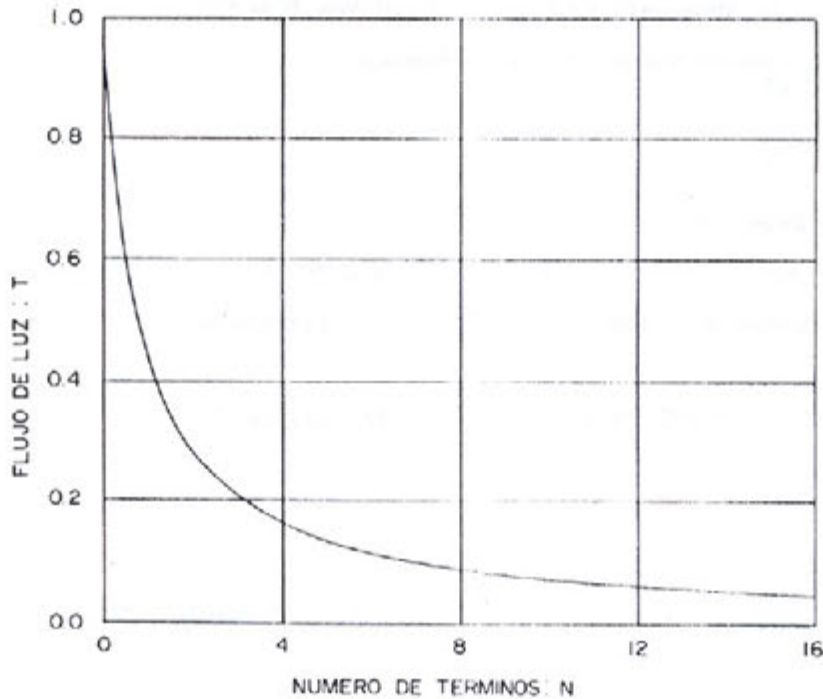


Fig. 6 Flujo de luz que pasa a través de los apodizadores de las Figs. 1 y 2.

CONCLUSION

Se ha mostrado que el concepto de superresolución se puede modificar para diseñar filtros espaciales que reduzcan de manera arbitraria la sensibilidad a errores de enfocamiento y a aberración esférica. Se emplearon polinomios de Legendre para lograr el objetivo deseado. También se mostraron resultados numéricos que exhiben un aumento arbitrario en profundidad focal y una sensibilidad arbitrariamente pequeña a aberración esférica. Finalmente, se infirió una fórmula sencilla para evaluar el flujo de luz que pasa a través del filtro espacial diseñado.

REFERENCIAS.

1. G. Toraldo di Francia, Nuovo Cimento 9 (Suppl.) 426 (1952).
2. B.R. Frieden, Opt. Acta 16, 795 (1969).
3. G.R. Boyer, Appl. Opt. 15, 3089 (1976).
4. R. Boivin and A. Boivin, Opt. Acta 27, 1641 (1980).
5. R. Boivin and A. Boivin, Opt. Acta 30, 681 (1983).
6. M. Mino and Okano, Appl. Opt. 10, 2219 (1971).
7. M. J. Yzuel and F. Calvo, Opt. Acta 26, 1397 (1979).
8. J.E. Villeneuve, A. Boivin and S.C. Biswas, Can. J. Phys. 63, 287 (1985).
9. J. Ojeda-Castañeda, L.R. Berriel-Valdos y E. Montes, Opt. Lett. 8, 458 (1983).
10. G. Indebetouw and H. Bai, Appl. Opt. 23, 4299 (1984).
11. J. Ojeda-Castañeda, L.R. Berriel-Valdos, E. Montes, Opt. Lett. 10, 520 (1985).
12. J.P. Mills y B.J. Thompson, J. Opt. Soc. Am. A 3, 694 (1986).
13. J.P. Mills y B.J. Thompson, J. Opt. Soc. Am. A 3, 704, (1986).
14. J. Ojeda-Castañeda, P. Andrés, A. Díaz, Opt. Lett. 11, 487 (1986).
15. A. Boivin, Théorie et calcul des figures de diffraction de révolution (les presses de l'Université laval, Québec, y Gauthier-Villars, París, 1964).
16. C.W. Mc Cutchen, J. Opt. Soc. Am. 54, 240 (1964).
17. U.W. Hochstrasser, "Orthogonal polynomials", in Handbook of mathematical functions, M. Abramowitz y I.A. Stegun, Eds. (Dover, New York, 1968) p.771.
18. Ref. 17, p. 774, # 22.2.10.
19. Ref. 17, p. 777, # 22.4.6.
20. H.A. Antosiewicz, "Bessel Functions of fractional order", in Handbook of mathematical functions, M. Abramowitz e I.A. Stegun, Eds. (Dover, New York, 1968) p. 435.
21. J. Ojeda-Castañeda, L.R. Berriel-Valdos, Opt. Lett. (Submitted).
22. Ref. 20, p. 440 # 10.1.47

APENDICE.

Considere la fórmula de Bauer / 22 / :

$$\exp(iz \cos \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) j_n(z) P_n(\cos \theta) \quad (A1)$$

haciendo los siguientes cambios de variables $\cos \theta = 2(\xi)$ y $z = \pi y$ obtenemos:

$$\exp(i2\pi y \xi) = \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) j_n(\pi y) P_n(2\xi) \quad (A2)$$

por consiguiente

$$\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} P_m(2\xi) \exp(i2\pi y \xi) d\xi = \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) j_n(\pi y) \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} P_n(2\xi) P_m(2\xi) d\xi \quad (A3)$$

En vista de la ecuación (14) se tiene

Se m
para ést
también

We
conventi
aberratic

INTRO

El
análisis
La c
consta
en la F

Fig.1 C
curvatura

E
introduc
espejo, e
a la dist
calidad s

APLICACION DEL CRITERIO DE STREHL AL DISEÑO DE PLACAS CORRECTORAS DE SCHMIDT.

J.E.A. Landgrave y L.M. Arredondo-Vega
Centro de Investigaciones en Optica A.C.
Apartado Postal 948
León, Gto. 37000

RESUMEN.

Se muestra que el criterio de Strehl aplicado al diseño de la placa correctora de una cámara Schmidt clásica proporciona un perfil para ésta que difiere del convencional. El problema es tratado en la aproximación de 3er orden, pero la argumentación expuesta es también válida en un análisis de aberraciones a 5to orden.

ABSTRACT.

We show that Strehl's criteria applied to the design of a Schmidt corrector plate yields a plate profile which differs from the conventional one. The problem is tackled within the 3rd order or Seidel approximation, but the same arguments hold in a 5th order aberration analysis.

INTRODUCCION.

El diseño de una cámara Schmidt clásica ha sido discutido extensamente por Linfoot (1), quien realizó un análisis exhaustivo del problema. Una revisión excelente del tema ha sido publicada por Bowen (2).

La cámara Schmidt clásica, llamada así para distinguirla de sistemas posteriores basados en el mismo principio, consta de 2 elementos; un espejo esférico, y una placa correctora de vidrio de baja dispersión, según se muestra en la Fig. 1.

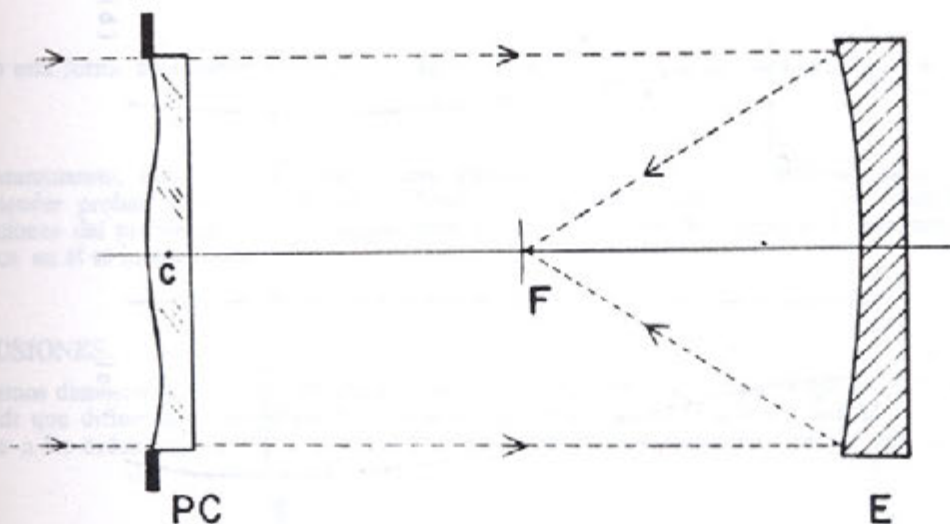


Fig.1 Cámara Schmidt clásica, consiste en un espejo esférico (E) y una placa correctora (PC), colocada en el centro de la curvatura del espejo (C). La superficie focal (F) tiene un radio de curvatura igual a la distancia focal del espejo.

Esta placa, que se coloca en el centro de curvatura del espejo, tiene por objeto corregir la aberración esférica introducida por éste; dado que la pupila de entrada del sistema está precisamente en el centro de curvatura del espejo, el sistema carece de astigmatismo y distorsión primarios. Su campo, sin embargo, es curvo, con radio igual a la distancia focal del espejo. Como compensación a ésta desventaja, el sistema ofrece imágenes de excelente calidad sobre campos angulares del orden de 5, con razones focales que pueden ser tan bajas como $f_{\#} = 1$.

RELACION ENTRE EL PERFIL DE LA PLACA CORRECTORA Y LA ABERRACION CROMATICA DEL SISTEMA.

Un problema que ha sido ampliamente discutido es la relación que existe entre el perfil de la placa correctora y la aberración cromática del sistema. Hoy en día para sistemas de razón focal moderadas ($f_{\#} \geq 5$), se ha adoptado universalmente el siguiente perfil:

$$Z(\rho) = A\rho^2 + B\rho^4 \quad (1)$$

con:

$$\frac{A}{B} = -\frac{3}{2} \quad (2)$$

donde Z es la sagita de la superficie figurada (Fig. 2), ρ la coordenada radial normalizada y:

$$B = \frac{D}{(n^o - 1)512f^3} \quad (3)$$

siendo d el diámetro de la placa, n^o su índice de refracción para la longitud de onda en que se desea corregir al sistema de aberración esférica, y $f_{\#}$ la razón focal de éste.

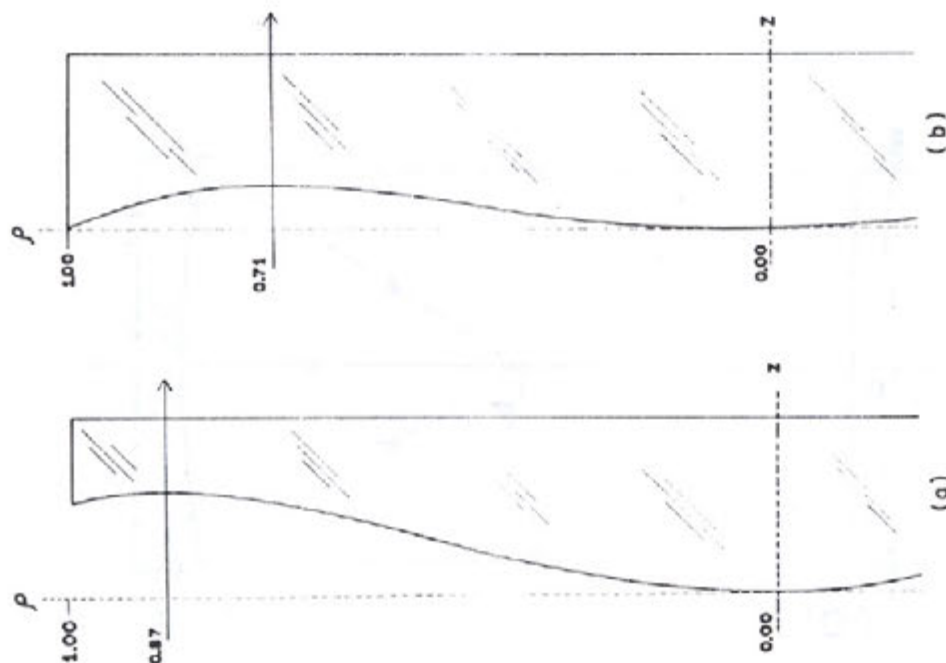


Fig. 2 Sección superior de la placa correctora (a) convencional ($A/B = -3/2$) (b) optimizada de acuerdo al criterio Strehl ($A/B = -1$). La escala horizontal ha sido exagerada. En ambos casos se ha dibujado un rayo a través de su zona neutra.

Extrañamente, a este resultado se ha llegado a través de los argumentos de la óptica geométrica, siendo que la calidad de la imagen axial es tan buena que el deterioro causado por el cromatismo de la placa es escaso, y susceptible, por esta misma razón, de ser reducido mediante un criterio físico como es el de Strehl.

Conforme a este criterio, la relación óptima entre el coeficiente β de aberración esférica primaria y el coeficiente α de desenfocamiento es:

$$\frac{\alpha}{\beta} = -1$$

ahora bien, dentro de la aproximación de Seidel la aberración axial del sistema schmidt clásico es:

$$\begin{aligned} W(\rho) &= (n-1)Z(\rho) + \alpha_2 \rho^2 + \beta_2 \rho^4 = (\alpha_1 + \alpha_2) \rho^2 + (\beta_1 + \beta_2) \rho^4 \\ &= \alpha \rho^2 + \beta \rho^4 \quad (4) \end{aligned}$$

donde:

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = (n-1)A + \alpha_2 \quad (5)$$

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 = (n-1)B + \beta_2 \quad (6)$$

siendo α_2 el coeficiente de desenfocamiento correspondiente a la superficie imagen óptima, y β_2 el coeficiente de aberración esférica primaria del espejo.

El efecto del cromatismo de la placa se manifiesta en el hecho de que tanto α_1 como β_1 varían con el índice de refracción n , sin embargo:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{(n-1)A + \alpha_2}{(n-1)B + \beta_2} = \frac{A}{B} = \text{Const.} \quad (7)$$

si

$$\alpha_2 = -(n-1)A \quad (8)$$

$$\beta_2 = -(n-1)B \quad (9)$$

De esta forma de acuerdo al criterio de Strehl, el perfil óptimo de la placa se obtendría cuando:

$$\frac{A}{B} = -1 \quad (10)$$

Naturalmente, esto no podría demostrarse trazando rayos a través del sistema, por que ésto sería tanto como pretender probar la ley de Ohm con un óhmetro, que opera en base precisamente a esta ley. Sin embargo, las condiciones del problema son apropiadas para aplicar el criterio de Strehl, y la respuesta que obtenemos basándonos en él es inequívoca.

CONCLUSIONES.

Hemos demostrado que la aplicación del criterio de Strehl conduce a un perfil óptimo para la placa correctora de Schmidt que difiere del convencional. El análisis del problema se hizo a 3er orden, pero es susceptible de extenderse a 5to orden, con el fin de incluir el caso más realista de los sistemas Schmidt rápidos.

REFERENCIAS.

1. E. H. Linfoot, Recent Advances in Optics (Oxford University Press, Oxford 1955). Cap. III.
2. I. S. Bowen, Schmidt Cameras, en "Star and Stellar Systems" G. P. Kuiper Ed. (The University of Chicago Press, Chicago, 1962), Vol. I Telescopes Cap. 4

NORMAS DE PUBLICACION DE LA REVISTA OPTICA

1. Los manuscritos (original y dos copias) se enviarán a la editorial en Ensenada B.C., Ricardo Villagómez y/o Heriberto Márquez Carretera Tijuana- Ensenada Km 103 CICESE Física Aplicada Depto. de Optica, Ensenada B.C. México. c.p.22800

De todos los trabajos presentados se acusará recibo. El comité editorial los revisará y en un plazo no superior a dos meses, dará cuenta de ellos a sus autores.

2. Pueden publicar en OPTICA, autores nacionales o extranjeros cuyos trabajos se ajusten a los fines de ésta revista. Los trabajos pueden ser presentados en Español o Inglés.

3. El título deberá ser lo más conciso posible y reflejar con la mayor precisión el contenido del trabajo. En el caso de que el trabajo hubiera de publicarse en varias partes, cada una de ellas deberá ir precedida de un subtítulo adicional. Debajo del título se indicará el nombre y apellidos del autor o autores y el nombre del centro donde se haya realizado el trabajo.

El texto deberá de ir precedido de un breve resumen en Español e Inglés, de una extensión máxima de 200 palabras, que refleje con la mayor concisión y claridad el propósito del trabajo, el método utilizado y los resultados obtenidos. Los manuscritos se deben escribir a doble espacio y deberán de tener una extensión máxima de veinte páginas incluyendo, fotografías, tablas, dibujos y referencias.

4. Las fotografías deben ser originales brillantes en blanco y negro convenientemente reducidas. Las figuras y tablas deberán ser de alta calidad para garantizar una buena reproducción (se recomienda el uso de impresoras Laser, graficadoras o tinta china). Las leyendas de las figuras deberán ser colocadas en la parte inferior de la misma (con numeración arábiga) y las de las tablas en la superior de éstas (con numeración romana), debidamente etiquetadas para su identificación. No se aceptarán copias xerox o similares. Las fotografías, figuras y tablas deberán ser colocadas (adheridas, NO PEGADAS) en el lugar preciso donde se desea aparezcan.

5. Las referencias bibliográficas se reunirán al final del trabajo, numeradas por orden de aparición en el texto, y de acuerdo con los siguientes modelos:

- 1.- J.Ojeda-Castañeda and L.R.Berriel-Valdós, "Zone Plate for Arbitrarily High Focal Depth " *Appl.Opt.* 29,994(1990).
- 2.- D.Malacara, "Optical Shop Testing", New York John Willey, c 1978.

6. Las abreviaturas utilizadas en la bibliografía deben ser las que figuren en "List of Periodicals", Chem. Abstr. 1961.

7. Los trabajos publicados podrán ser: Trabajos de investigación, notas científicas, artículos técnicos y cartas al editor. El Comité Editorial decidirá la clasificación que a cada trabajo corresponde.

8. Los autores recibirán gratuitamente 25 separatas de su trabajo y un ejemplar del número en que aparezca publicado. Podrán recibir además, a su cargo, todas las separatas que deseen, siempre que su petición se haga constar en la primer página del original enviado.

9. El Comité de Redacción examinará y juzgará todos los originales recibidos, devolviendo a sus autores los que no se ajusten al carácter o normas de la revista.

10. Serán aceptados trabajos originales que no hayan sido anteriormente publicados en otras revistas.

11. Una vez aceptado el artículo para su publicación, el autor lo escribirá ajustandose a las hojas formato que se le entregará para su impresión inmediata.

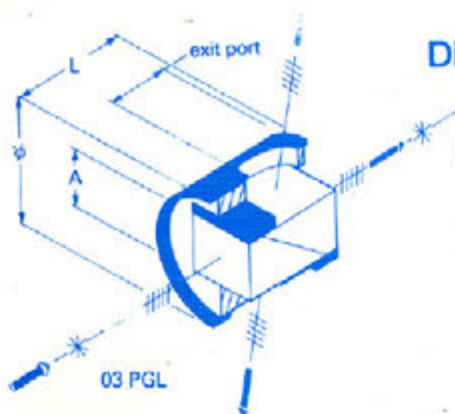
12. Los manuscritos deberán llegar al Comité de Redacción de la revista OPTICA, por correo certificado (Aereo, Estafeta, DHL, Express, etc.) a: Carretera Tijuana-Ensenada Km 103 CICESE Física Aplicada Depto. de Optica, Ensenada B. C, México. 22880, o personalmente a Heriberto Márquez B, en la misma dirección.

MELLES GRIO

R. FLORES HERNANDEZ

CIO

Calipo, S.A., distribuidor de Melles-Griot en Méx:
alta calidad en:

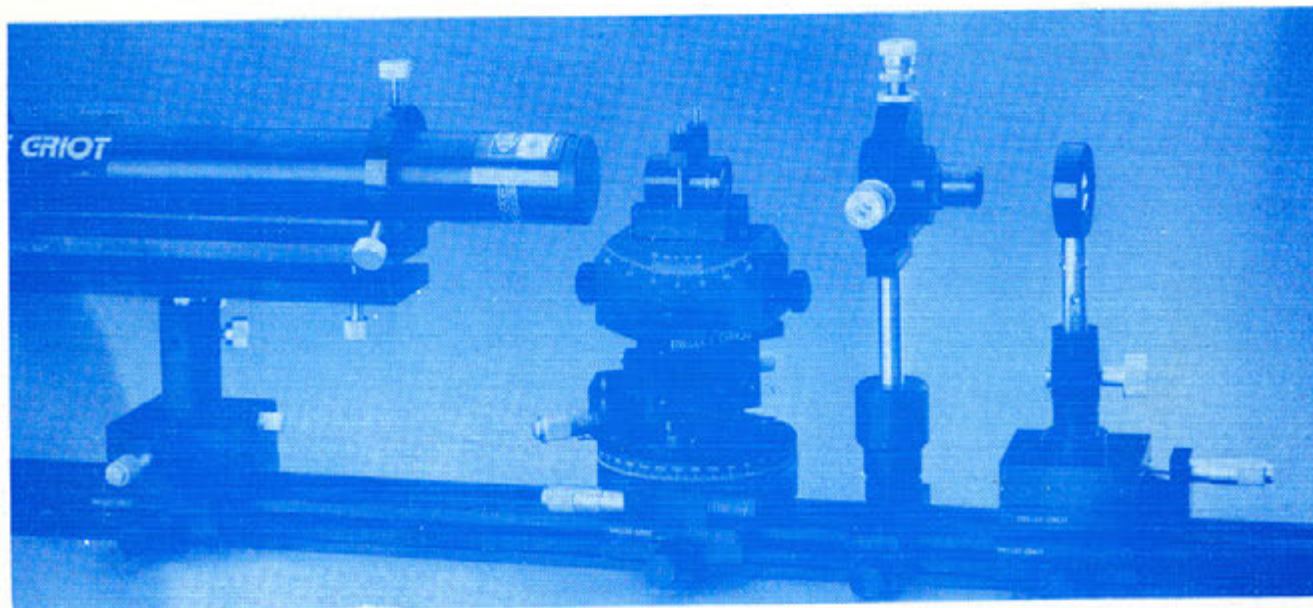


Dispositivos electroópticos

componentes ópticas

componentes mecánicas

láseres y mesas ópticas



Ofrecemos un servicio responsable y el mejor soporte técnico a la industria y los centros de investigación del país.

Garantías y posibilidad de crédito a 30 días; ventas en moneda nacional, entrega en 10 días. Diseño y construcción de prototipos.

Pedidos:

Neptuno 297 esq. Diamante, Fracc. "PlayasEnsenada"
Tel: (667) 632-30. Fax: (667) 645-58.
Ensenada, Baja California. 22600.