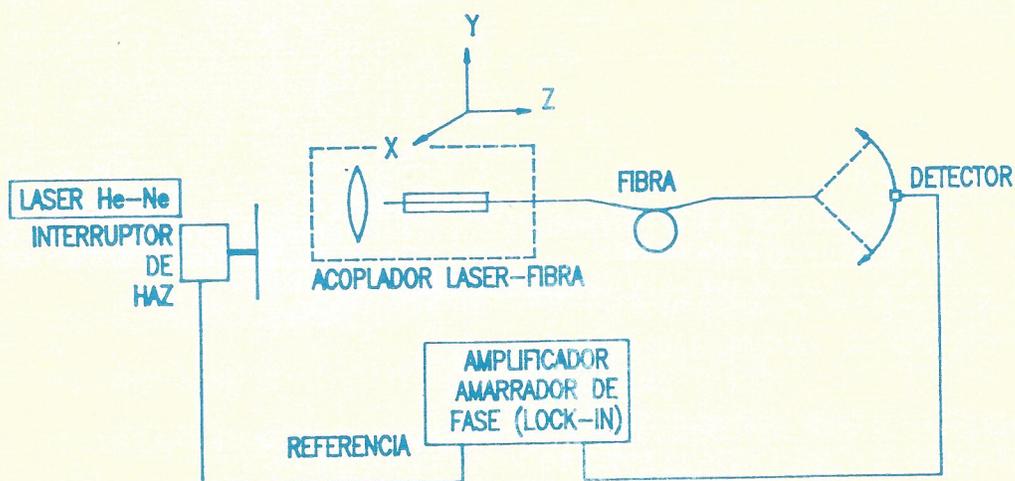


# OPTICA



# Calipo, S.A.

Empresa dedicada a la fabricación de componentes y dispositivos de polarización a base de cristales ópticos. Le ofrece una gran variedad de productos de la más alta calidad en:

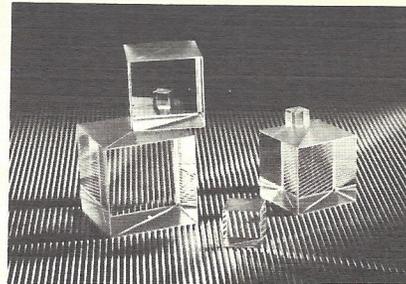
## \* Polarizadores de Calcita Óptica:

- Glan Taylor
- Glan Thompson
- Wollaston
- Desplazadores de haz
- Divisores de haz Thompson
- Glan Laser
- Diseños Especiales:   + Placas orientadas  
                                  + Divisores tipo Rochon  
                                  + Divisores ortogonales tipo Foster, etc.



## \* Dispositivos de polarización:

- Atenuadores ópticos
- Divisores de haz variables
- Desplazadores de haz múltiples

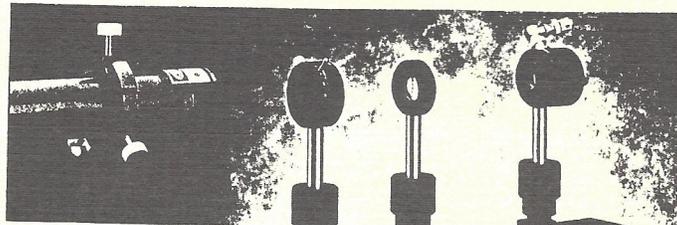


## \* Materiales ópticos:

- Cristales electroópticos: KDP y KTP orientados
- Dobladores de frecuencia: KTP
- Cristales láser (Rod Laser): Nd:YAG y KGW
- Fluoruro de Calcio

## \* Además distribuidor exclusivo de Melles Griot en México con más de 10,000 productos:

- Dispositivos electroópticos
- Componentes ópticas
- Componentes mecánicas
- Láseres, Diodos láser
- Mesas ópticas, etc.



Responsabilidad y rapidez, el mejor soporte técnico a la industria, centros de investigación y desarrollo del país, posibilidades de crédito a 30 días, ventas en moneda nacional, entrega en 10 días. Diseño y construcción de prototipos.

### Cotización y Pedidos:

**Calipo, S.A.** Neptuno 297 Esq. Diamante Fracc "Playa Ensenada" Tel(667)632-30 Fax(667)645-58  
Ventas: Tel/Fax: (667) 639-00. Ensenada Baja Calif. 22880. México.

# 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 Weidner.  
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.

### INSTITUTO SUPERIOR POLITECNICO -CUBA

DR. Luis Marti Lopez.

### 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  
DR. Manuel Fernández Guasti.

### 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 Manjarrez.  
DR. Sergio Calixto.  
DR. Javier Sanchez Mondragón.  
DR. Luis A. Zenteno

### CENTRO DE INVESTIGACIONES EN FISICA

#### UNIVERSIDAD DE SONORA:

M.C. Alejandro Clark  
M.C. Angel Coronel.

## COMITE EDITORIAL

Director: Heriberto Márquez Becerra.

Subdirector: Ricardo Villagómez Tamez

Edición: Elba Razón González

Redacción: Marcia Padilla Castillo

Enlace: Javier Camacho, David Salazar

---

---

En nuestra portada se presenta un arreglo experimental para la medición de campo lejano

---

---

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 a la División de Física Aplicada del CICESE, en Ensenada B.C. México, por habernos permitido hacer uso de su sistema de edición para la elaboración de éste medio de comunicación científica.

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 arábica) 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 ajustándose 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.

---

# CONTENIDO

- 1            **Indice**
- 2            **Editorial**
- 3            **Medición del radio de campo modal en fibras ópticas unimodo**  
S.Sánchez, F.Mártinez
- 15           **Monitor y estabilizador de potencia láser**  
M. Barboza, M. Cervantes.
- 21           **Absorción de películas de CdTe en función de la temperatura de crecimiento y de tratamientos térmicos.**  
M. Melendez, S. Jiménez, I. Hernandez
- 25           **Avances en laseres de plasmas en recombinación.**  
A. Melchor, V. Aboites.
- 37           **Influencia del tratamiento térmico sobre las propiedades ópticas, estructurales y mecánicas de una película antirrefleitora de MgF2.**  
H. Márquez
- 43           **Sistemas telescopicos para debiles visuales.**  
C. Menchaca , D. Malacara

---

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.

Julio 1992 /Vol.2 No.2/ OPTICA 1

## **Editorial**

**HERIBERTO MARQUEZ B.**

**Este es el segundo número de OPTICA de 1992 el cual presentamos con un ligero retraso en el tiempo estimado para su publicación, por lo cuál pedimos disculpas a todos los miembros de la Academia.**

**En este número se presentán artículos que contribuyen al área de Fibras Opticas, Láseres, Películas delgadas y Diseño Optico.**

**Optica es uno de los medios de difusión especializados donde se presentan algunos resultados de las múltiples actividades de Investigación y Desarrollo de las diferentes instituciones de nuestro país. Hacemos una cordial invitación a todos los Investigadores de Optica de Latino America que se unan al esfuerzo de incrementar el volumen y calidad de los trabajos presentados, enviando sus contribuciones al Comité Editoreal .**

**Así mismo enviamos una cordial invitación a todos los participantes del III Congreso de la AMO a que envíen sus artículos completos al Comité Editorial de Optica para su evaluación y posterior publicación, se anexan las normas de publicación de la revista**

# MEDICION DEL RADIO DE CAMPO MODAL EN FIBRAS OPTICAS UNIMODO

S. Sánchez Guerrero, F. Martínez Piñón  
Departamento de Comunicaciones  
Instituto de Investigaciones Electricas.  
Apdo. Postal 475, 62000 Cuernavaca Mor., México  
Artículo aceptado Abril de 1992

## RESUMEN

El propósito de este artículo es realizar una revisión tanto teórica como experimental del parámetro de Radio Campo Modal (RCM) utilizado en la caracterización de fibras ópticas unimodo de telecomunicaciones. Se resumen las técnicas y aproximaciones matemáticas más frecuentemente empleadas. Se realizaron experimentos para la medición de RCM utilizando el método de barrido angular de la distribución de campo lejano con fibras unimodo operando en la longitud de onda de  $0.633\lambda_m$ . La distribución de campo cercano se obtuvo por medio de una transformada inversa de Hankel. Los resultados experimentales fueron comparados con los obtenidos teóricamente a partir de la aproximación Gaussiana propuesta por Marcuse [1] y fueron también comparados con la distribución de campo cercano calculada en forma exacta. La diferencia entre los valores de RCM fue de  $0.05\lambda$  en el primer caso y de  $0.07\lambda_m$  en el segundo caso. Esto representa un error de 2.28% y 3.71% respectivamente. Los tres métodos fueron, por lo tanto, consistentes.

## ABSTRACT.

The purpose of this paper is to present a theoretical and experimental review of the mode field radius (MFR) parameter used in the characterization of telecommunication single-mode fibers. A summary of the techniques and mathematical approximations most frequently employed is given. Experiments for measuring the MFR were carried out using the far-field scanning technique with single-mode fibers operating at the wavelength of  $0.633\lambda_m$ . The near field distribution was obtained by means of an inverse Hankel transformation. The experimental results were compared with those obtained theoretically using the Gaussian approximation proposed by Marcuse [1] and they were also compared with the calculated exact near field distribution. The difference between the MFR values was  $0.05\lambda_m$  and the first case and  $0.07\lambda_m$  in the second case. This represents an error of 2.28 % and 3.71 % respectively. The three methods were, therefore, in good agreement

## INTRODUCCION

### IMPORTANCIA DEL PARAMETRO RCM

Es bien sabida la importancia que tiene la caracterización de las fibras ópticas unimodo por el gran auge que ha tomado en los sistemas modernos de telecomunicación. Las propiedades de transmisión de una fibra unimodo se puede obtener conociendo el diámetro del núcleo y el perfil de índice de refracción de la fibra. El caso más sencillo es cuando la fibra tiene un perfil de índice escalonado; sin embargo, en la práctica el perfil de índice de una fibra se puede alejar sustancialmente de ser escalonado, perdiéndose la precisión en la predicción de las características de transmisión de la fibra. De aquí la importancia que tiene el parámetro RCM, el cual se puede obtener sin necesidad de conocer el perfil de índice de la fibra.

El RCM es el ancho del radio del modo fundamental en una fibra unimodo, es decir, es el ancho de la función de distribución de amplitud del campo cercano cuando la amplitud cae a un valor determinado, según la convección que se esté considerando, operando en una longitud de onda cercana a longitud de onda de corte. En una fibra unimodo la mayor parte de la luz viaja en el núcleo pero una pequeña porción se propaga en la cubierta, siendo mayor esta porción cuanto mayor sea la longitud de onda de operación con respecto a la longitud de onda de corte.

El parámetro RCM es un factor que determina las pérdidas por empalme y las pérdidas debido a microcurvaturas [2,3]. Es fácil visualizar que si existe una gran diferencia entre los radios de campo modal en un punto de empalme, las pérdidas que se deben esperar son grandes, mientras más grande sea el RCM es más fácil lograr buena eficiencia en un empalme, pero por otro lado mientras mayor sea el RCM, mayor son las pérdidas por microcurvas.

### TECNICAS DE MEDICION DEL RCM

Diferentes Técnicas de medición se utilizan para la obtención del RCM [4], las cuales se pueden clasificar en dos: Técnicas de campo cercano y las de campo lejano. La primera consiste en medir la distribución de campo a la salida de la fibra, el método más directo es proyectando hacia una cámara vidicon la imagen ampliada de la distribución de intensidad del plano de la superficie terminal de la fibra, a esta imagen digitalizada en una computadora se le hace un barrido obteniendo el perfil de la distribución de intensidad, y de aquí el RCM. Otra técnica de campo cercano es la conocida con el nombre de "Transverse Offset" o desplazamiento transversal la cual consiste en alinear la fibra que se requiere caracterizar con otra que sea conocida, como si se fueran a empalmar, posteriormente una de ellas es movida

transversalmente con un microposicionador midiendo la intensidad transmitida en cada punto, obteniendo así la convolución de las dos distribuciones, como una es conocida, la otra se puede recuperar.

En la técnica de campo lejano, las mediciones de la distribución de intensidad se hacen a una distancia considerable, mucho mayor que el radio de la fibra. Uno de los métodos utilizados en estas clasificaciones por medio de una platina giratoria, en cuyo centro se fija la cara terminal de la fibra óptica y en el perímetro de la platina se coloca el fotodetector, el movimiento angular de detector permite medir la distribución de intensidad unidimensionalmente. Esta técnica es la utilizada en la parte experimental de este artículo, por lo que posteriormente se describirá con más detalle. Otras de las técnicas de campo lejano consiste en fijar tanto la fibra como el detector e interrumpir paulatinamente la luz transmitida por la fibra con el borde de una navaja de manera que se obtenga una relación de intensidad contra cantidad de área bloqueada, pudiéndose obtener de aquí la distribución de campo lejano de la fibra.

## ANÁLISIS TEÓRICO

### DISTRIBUCION DE CAMPO LEJANO Y CERCANO

Como se ha mencionado, la distribución de campo lejano es la luz difractada que sale de la fibra, observada a una distancia considerable de ésta. En la Fig.1 se muestra el sistema que se considera para la descripción del problema.

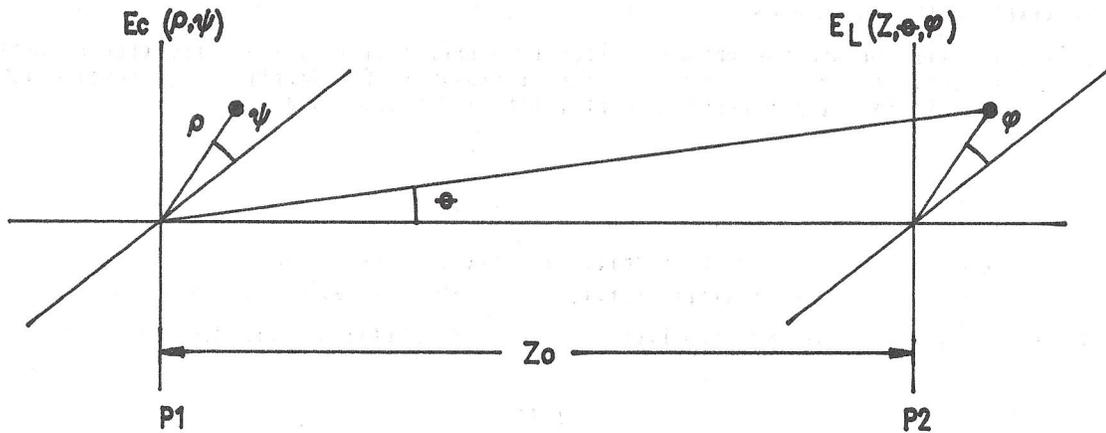


Figura 1. Sistema de coordenadas en el que se muestra la relación entre campo cercano ( $E_c$ ) y campo lejano ( $E_l$ )

En el plano  $P_1$  ( $Z=0$ ), se tiene la cara terminal de la fibra y es el plano de distribución de campo cercano  $E_c(\rho, \psi)$ . En donde  $\rho$  y  $\psi$  son las coordenadas especiales para ubicar cualquier punto de  $E_c$ . En el plano  $P_2$  se tiene el plano de observación el cual es el plano de la distribución de campo lejano  $E_l(Z, \theta, \phi)$ . Cuyas coordenadas para la ubicación de cualquier punto son  $(Z, \theta, \phi)$ . El campo lejano se relaciona con el campo cercano por medio de la integral de difracción de Fraunhofer [6] de la siguiente forma:

$$E_l(Z, \theta, \phi) = \frac{ie^{-i\beta Z_0}}{\lambda Z_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} E_c(\rho, \psi) e^{i\beta \sin \theta \rho \cos(\psi - \theta)} \rho d\psi d\rho \quad (1)$$

Donde  $Z_0$  es la distancia entre los planos,  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$  siendo  $\lambda$  la longitud de la onda en el vacío. Debido a la simetría circular y utilizando la representación integral de la función de Bessel [4], se tiene que:

$$E_i(Z, \theta) = K 2\pi \int_0^\infty E_c(\rho) J_0(\rho\beta \sin \theta) \rho d\rho \quad (2)$$

donde

$$K = \frac{i e^{-i\beta Z_0}}{\lambda Z_0}$$

La ecuación (2) se conoce como transformada de Hankel y su transformada inversa proporciona la distribución de campo cercano de la siguiente forma:

$$E_c(\rho) = K \int_0^\infty E_i(\theta) J_0(\rho\beta \sin \theta) \sin 2\theta \, d\theta \quad (3)$$

en donde  $K$  es una constante que contiene la distancia entre la cara terminal de la fibra, plano  $P_1$  y el plano de observación de la distribución de campo lejano, plano  $P_2$ . Como se puede ver en la ecuación (3), la distribución del campo lejano es suficiente para conocer la distribución del campo cercano, a la salida de la fibra. Esta es la ventaja del parámetro RCM, que se puede obtener experimentalmente con gran exactitud midiendo la distribución de campo lejano lo cual es relativamente fácil.

#### APROXIMACION GAUSSIANA

Como se dijo anteriormente, en la caracterización de fibras unimodo el caso más simple es el de una fibra con perfil de índice de refracción escalonado, sobre todo si se quiere conocer el RCM. Marcuse [1], propuso una aproximación Gaussiana para la distribución de intensidad a la salida de la fibra, de la siguiente forma:

$$I(r) = I_G(r) = I_0 e^{-\left(\frac{r}{\omega_G}\right)^2} \quad (4)$$

donde  $r$  es la distancia radial que parte del centro del núcleo de la fibra y corresponde a la variable  $\rho$  del esquema de la figura 1,  $I(r)$  es la distribución de intensidad real,  $I_G(r)$  es la distribución de intensidad aproximada a una Gaussiana, donde  $\omega_G$  es el ancho de la Gaussiana cuando el exponencial vale  $\frac{1}{e}$ . Entonces se dice que el RCM Gaussiano es:

$$RCM_G = \omega_G \quad (5)$$

Hay que tener en mente que este modelo se aplica a fibras con perfil de índice escalonado y operando cercas de la longitud de onda de corte. Una aproximación para el cálculo de  $\omega_G$  que propone Marcuse [1], es la siguiente:

$$\omega_G = a(0.65 + 1.619V^{-3/2} + 2.879V^{-6}) \quad (6)$$

Donde  $a$  es el radio del núcleo de la fibra y  $V$  es la frecuencia normalizada. No es necesario mencionarlo ya que es un parámetro fundamental y del todo conocido en el estudio de las fibras ópticas.

La distribución de intensidad del campo lejano de una fibra en la aproximación Gaussiana se define como: La intensidad del campo eléctrico medido a una distancia mucho mayor que  $\frac{\omega_G^2}{\lambda_0}$ , donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda de operación.

Como se dijo anteriormente, la distribución del campo cercano y la del campo lejano se relacionan por medio de una transformada del tipo Hankel, para la aproximación Gaussiana de la ecuación (3) tenemos:

Donde  $F(\theta)$  es la distribución del campo lejano, como la transformada de una función Gaussiana es otra Gaussiana [7], la solución de la ecuación (7) para  $F(\theta)$  es:

$$F(\theta) = K \int_0^\infty e^{-\left(\frac{r}{\omega_G}\right)^2} J_0(r\beta \sin\theta) r dr \quad (7)$$

$$F(\theta) = K \frac{\omega_G^2}{2} e^{-1/4(\omega_G \beta \sin\theta)^2} \quad (8)$$

La ecuación (8) se puede escribir de la siguiente forma:

$$F(\theta) = K_o e^{-\left(\frac{q}{W_G}\right)^2} \quad (9)$$

Donde:

$$q = \frac{\sin\theta}{\lambda}, \quad K_o = K \frac{W_G^2}{2}, \quad y \quad W_G = \frac{2}{\pi W_G}$$

Teniendo entonces que:

$$RCM = \frac{2}{\pi W_G} \quad (10)$$

Así el RCM puede ser calculado por medio de la medición del campo lejano sin necesidad de realizar la transformada de Hankel. Hay que tener en cuenta que al medir con un detector lo que se tiene es la distribución de intensidad, las siguientes ecuaciones representan las distribuciones de intensidad para los campos, cercano y lejano respectivamente.

$$I_G = I_o e^{-2\left(\frac{r}{\omega_G}\right)^2} \quad (11)$$

$$I_G = T_o e^{-2\left(\frac{q}{W_G}\right)^2} \quad (12)$$

Y en este caso el RCM es el ancho de la Gaussiana, cuando la exponencial toma el valor de  $\frac{1}{e^2}$ , es decir, cuando  $r = \omega_G$  y  $q = W_G$  respectivamente en las ecuaciones (11) y (12).

#### MODELO EXACTO

Como se ha mencionado anteriormente, en una fibra unimodo operando cercas de la longitud de onda de corte, la mayoría de la luz se propaga por el núcleo y una pequeña parte por el revestimiento. La distribución del campo en el núcleo y en la cubierta  $E_d$  al propagarse en la fibra se describe en forma exacta con la siguiente ecuación [8].

$$E_d(R) = \begin{cases} \frac{J_o(UR)}{J_o(U)} & 0 \leq R \leq \infty \\ \frac{K_o(WR)}{K_o(W)} & 1 \leq R \leq \infty \end{cases} \quad (13)$$

Donde U y W son los eigenvalores de la distribución del campo del modo fundamental en el núcleo y el revestimiento de la fibra respectivamente,  $J_0$  es la función de Bessel de orden cero,  $K_0$  es la función de Bessel modificada de orden cero y  $R = r/a$ . En la fig. 2 se muestra un esquema de la distribución del campo en la fibra.

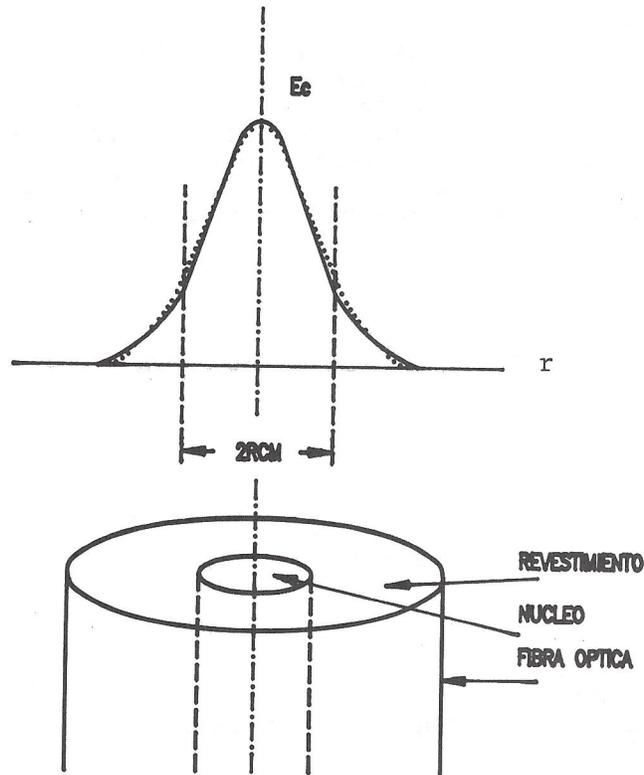


Figura 2. Distribución de amplitud del campo cercano. \_\_\_\_\_ Modelo exacto .....Modelo Gaussiano.

De la misma forma, si se quiere obtener la distribución de campo lejano, partiendo de que la distribución del campo cercano calculado, se aplica la transformada de Hankel correspondiente:

$$E\Theta(\theta) = K \int_0^a E_d(r)J_0(r\beta \text{sen } \theta)rdr + \int_a^\infty E_d(r)J_0(r\beta \text{sen } \theta)rdr \quad (14)$$

La ecuación (14) proporciona la distribución del campo lejano, considerando que el campo cercano está determinado por la ecuación (13).

## DESARROLLO EXPERIMENTAL

La técnica experimental que se eligió para la medición del RCM, es la del campo lejano unidimensional, la cual consiste en medir angularmente la distribución de intensidad de la luz transmitida por la fibra a una distancia  $R$ , donde  $R \gg \frac{a}{\lambda}$ . La ventaja que ofrece esta técnica es que se mide directamente la distribución de intensidad del campo lejano, que al aplicarle la transformada Hankel (Programa de cómputo que resuelve una integral) se obtiene la distribución del campo cercano, y de ahí el RCM

El experimento es muy sencillo, el arreglo consiste en: un fotodetector con movimiento angular en el perímetro de un círculo en cuyo centro se fija el extremo terminal de la fibra, en este caso el detector tenía un movimiento a pasos de  $0.5^\circ$  cada uno, con un error de repetibilidad menor que  $0.125^\circ$ . El área del detector fue de  $1\text{mm}^2$  con lo que se logró una resolución de  $0.5^\circ$ , la distancia entre el detector y la fibra fue de  $7.0\text{ cm}$ . La alineación del sistema se realizaba por medio de un posicionador X-Y y leyendo la intensidad máxima para el mejor alineamiento, la etapa de recuperación de la señal que se utilizó fue un amplificador amarrador de fase, con un interruptor del haz de frecuencia controlada, que generaba los pulsos. El esquema experimental se muestra en la figura 3.

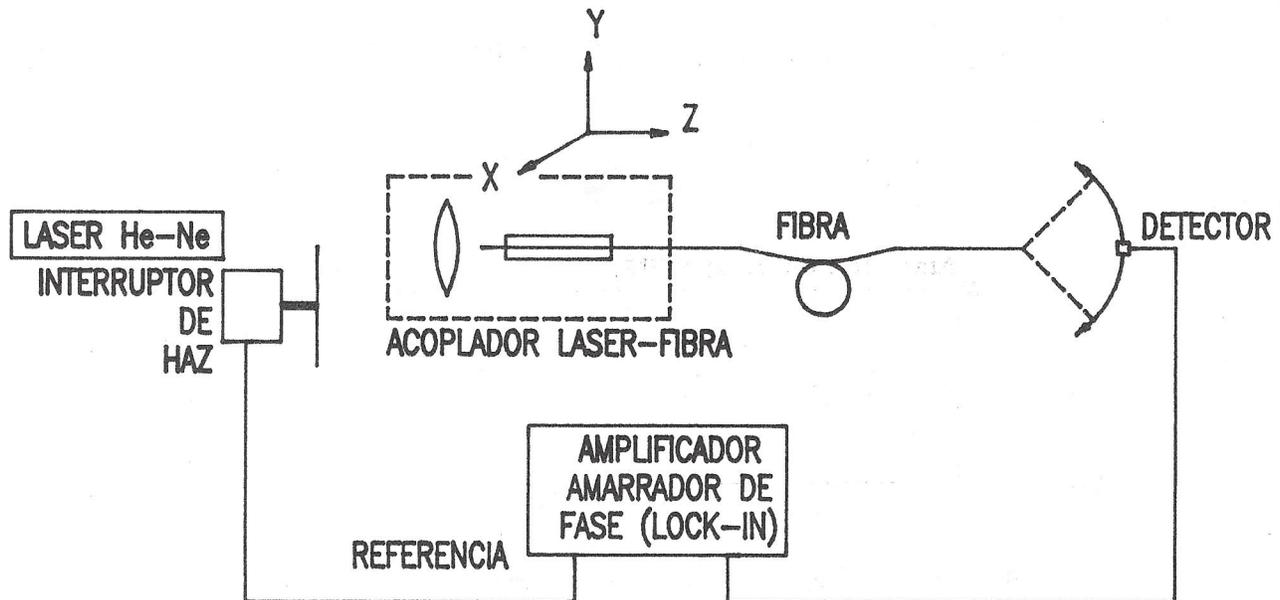
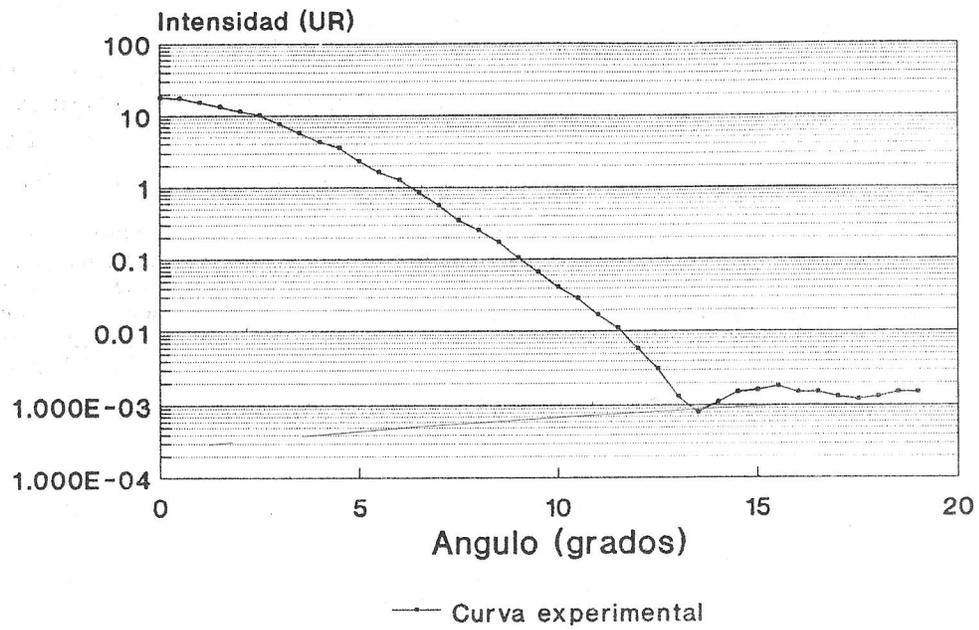
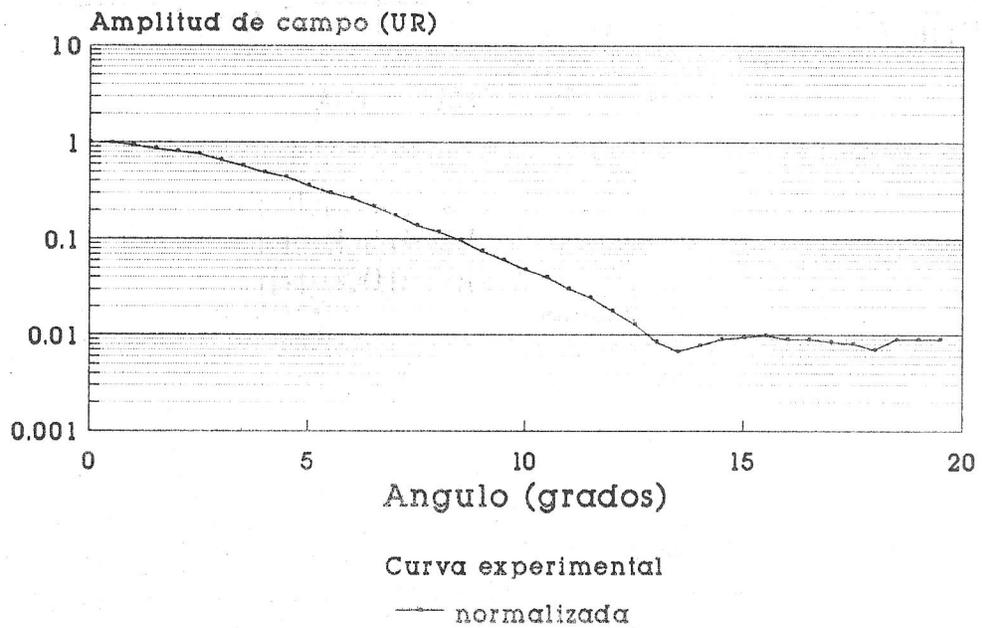


FIGURA 3. Arreglo experimental para la medición del campo lejano.

La fibra que se utilizó en el experimento, fue unimodo de perfil de índice escalonado con los siguientes parámetros: P Diferencia de índices  $0.004$  y longitud de onda de corte  $\lambda_c = 600\text{nm}$ . La longitud de onda con la que se realizó el experimento fue  $\lambda_o = 632.8\text{nm}$  (He Ne).



(a)



(b)

FIGURA 4. Campo lejano fibra unimodo. Datos experimentales normalizados ( $\lambda = 633nm$ ) (a) Intensidad (b) Amplitud

En la figura 4 se muestra la gráfica de la distribución de amplitud del campo lejano medido. A esta distribución se le aplicó numéricamente la transformada de Hankel inversa, obteniendo así la distribución de la amplitud del campo cercano cuya gráfica se muestra en la figura 5.

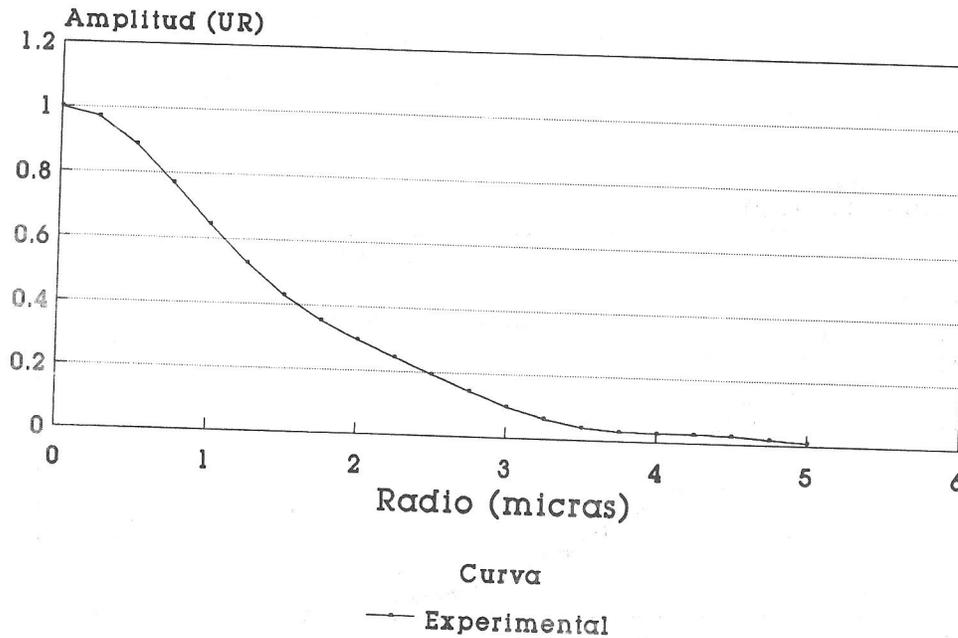


Figura 5. Campo cercano. Datos experimentales normalizados

Con las especificaciones comerciales de la fibra se calculó el radio del núcleo  $a = 1.75\lambda m$  y la frecuencia normalizada  $V = 2.282$ , con la ecuación (6) se obtuvo  $\omega_c$  para el modelo Gaussiano teniendo que  $\omega_c = 1.995$  y así de la ecuación (8) la distribución de amplitud del campo cercano de esta fibra en la aproximación Gaussiana es:

$$E_G(r) = 0.4e^{-\frac{r^2}{2}} \quad (15)$$

Para el modelo exacto se utilizó la aproximación de Rudolph-Neumann para calcular el eigenvalor  $W$  [9].

$$W = 1.1428V - 0.996 \quad (16)$$

Con esta aproximación operando en el intervalo de  $1.5 \leq V \leq 2.5$  el máximo error que puede introducir es del 0.1%, lo que es válido para este caso. Con esta aproximación se obtienen los valores para  $U$  y  $W$  más exactos de los que se pueden encontrar en las tablas y con la ecuación (13) se obtiene el campo para esta aproximación:

$$E_d(r) = \begin{cases} \frac{1}{0.447} J_0\left(\frac{r}{0.923}\right) & 0 \leq r \leq 1.75\lambda m \\ \frac{1}{0.184} K_0\left(\frac{r}{0.921}\right) & 1.75 \leq r \leq \infty \end{cases} \quad (17)$$

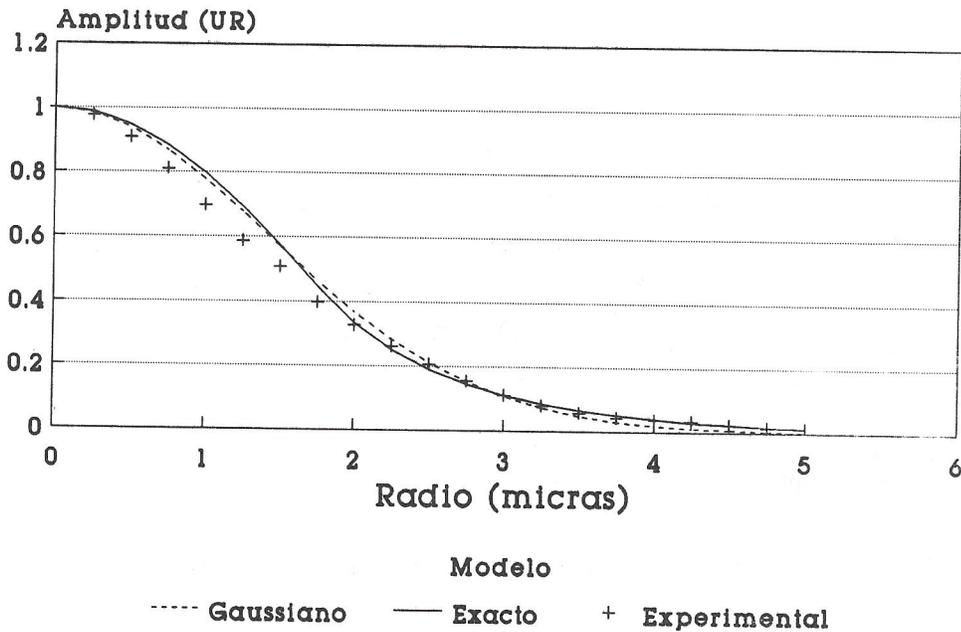


FIGURA 6. Campo cercano obtenido

La cual es la distribución de amplitud del campo cercano en el modelo exacto. En la figura 6 se muestra la gráfica de la distribución de amplitud del campo cercano en los tres casos, experimental, modelo Gaussiano y modelo exacto, en donde se puede apreciar que la curva experimental está por debajo de las curvas teóricas siendo éstas dos muy parecidas.

En la figura 7 están las gráficas de las distribuciones de amplitud del campo lejano de los tres casos, a los modelos teóricos se les obtuvo numéricamente la transformada Hankel directa, el modelo exacto se parece más al experimento en este campo.

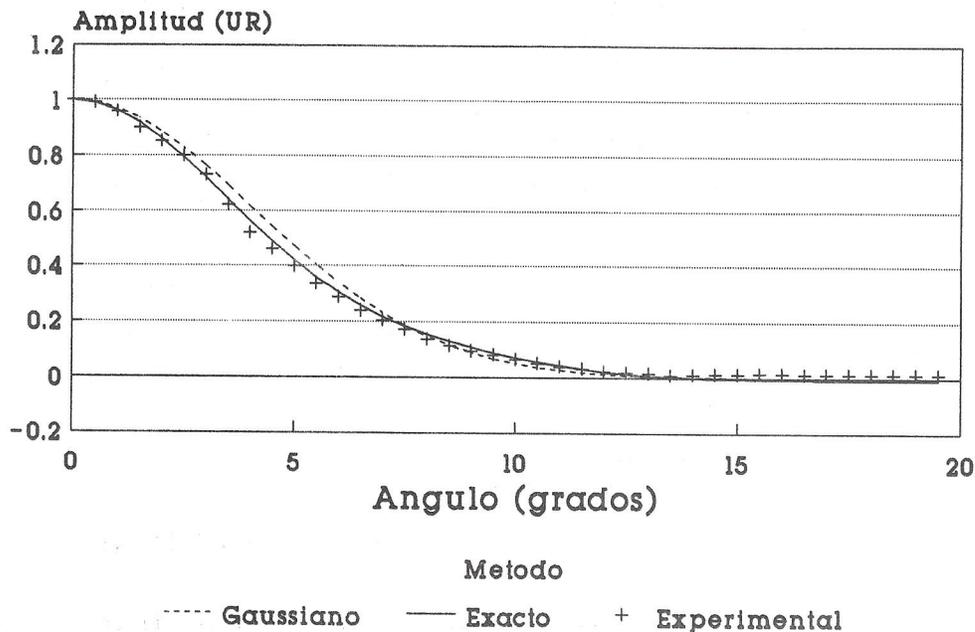


FIGURA 7. Campo lejano obtenido.

## CONCLUSION

Una vez obtenidas las gráficas de las distribuciones del campo cercano se procedió a medir directamente sobre la curva el RCM cuando la amplitud del campo cae a  $1/e$  (por estar normalizados) se obtuvieron los siguientes resultados:

Método experimental	RCM= 1.995 $\lambda_m$
Método modelo Gaussiano	RCM= 2.042 $\lambda_m$
Método modelo exacto	RCM= 1.924 $\lambda_m$

Debe recordarse que para obtener el valor de RCM por el método experimental lo único que conocía era la longitud de onda a la que se realizó el experimento. Todos los demás parámetros de la fibra no se utilizaron, mientras que para los otros dos métodos teóricos si fue necesario conocer los siguientes parámetros: longitud de onda de corte, diferencia de índice de refracción del revestimiento. Con estos datos se obtuvieron el radio  $a$  del núcleo y la frecuencia  $V$  normalizada de la fibra.

La diferencia entre los valores del RCM del método experimental y del método del modelo Gaussiano fue de  $0.05\lambda_m$  y la diferencia entre los valores obtenidos por el método experimental y el método del modelo exacto fue de  $0.07\lambda_m$ . esto representa un error de 2.28% y de 3.71% respectivamente. En estas diferencias están involucrados los errores por aproximación y los errores experimentales. El método Gaussiano utiliza la aproximación de la ecuación (16), además del error que pudiera haber en la suposición de que el perfil de índice de la fibra es perfectamente escalonado ya que en la realidad no es así, sino aproximadamente escalonado, hecho que acarrea error en los parámetros  $a$  y  $V$ . Por el lado experimental se tienen los problemas técnicos de la medición, que pueden acarrear error, los principales son; la gran diferencia en decibeles que hay entre la intensidad máxima y mínima en el intervalo de  $0^\circ$  a  $20^\circ$  siendo esta diferencia del orden de -40 dB problema que representa la dificultad de detección de valores bajos siendo necesario el empleo de un amplificador amarrador de fase. Por otro lado el problema de que la resolución y estabilidad mecánica del dispositivo de translación del detector debe ser de precisión. Recomendándose para este punto utilizar un motor a

pasos controlados por una computadora.

Se establece que los dos métodos teóricos para calcular el RCM en una fibra óptica de perfil de índice de refracción escalonado, operando cerca de la longitud de onda de corte, para fines prácticos ofrecen buenos resultados, siempre y cuando se conozcan los parámetros de la fibra: Diferencia de índices y longitud de onda de corte. Se recomienda el método Gaussiano por ser más directo ya que la diferencia en los resultados es mínima. Sin embargo para la nueva generación de fibras ópticas unimodo de perfil de índice gradual y que ofrecen mejores características de transmisión, si es necesario realizar la medición de RCM, ya que se carece aún de teoría suficiente para proponer una aproximación que permita obtener el RCM en el escritorio. En este último caso debe considerarse el uso de las nuevas definiciones de radio de campo modal propuestas por Petermann [3] debido a que el perfil de índice de las fibras se desvía substancialmente del perfil escalonado.

#### AGRADECIMIENTOS

Agradecemos al M.C. Arturo Arvizu Mondragón su ayuda en la instrumentación (interruptor de haz y amplificador "lock-in") para la medición del RCM.

#### REFERENCIAS

- [1].- D. Marcuse, " Loss analysis of single-mode fibre splices ", Bell Syst. Tech. J. 56, 703, (1977).
- [2].- L. B. Jeunhomme, " Single-mode fiber optics: Principles and applications ", Marcel Dekker, Inc. New York, c 1990.
- [3].- K. Petermann, " Constraints for fundamental-mode spot size for broadband dispersion-compensated single-mode fibres ", Electron. Lett. 19, 712, (1983).
- [4].- W.T. Anderson, y D. L. Philen, " Spot size measurements for single-mode fibres-A comparison of four techniques ", J. Lightwave Tech. LT-1, 20, (1983).
- [5].- COST 217 Group, " Cost 217 intercomparison and analysis of fiber mode field diameter measurements ", IEE Proc. J. 138, 373, (1991).
- [6].- M. Born, and E. Wolf, " Principles of Optics ", Pergamon Press, Oxford, c 1980.
- [7].- M. Abramowitz, and I. A. Stegun, (Ed). Handbook of mathematical functions " Dover Publications, Inc. New York, c 1965.
- [8].- A. W. Snyder, J. D. Love, " Optical Waveguide Theory ", Chapman and Hall London c 1983.
- [9].- E. G. Rudolph-Neumann, "approximations for the eigenvalues of the fundamental mode of a step index glass fibre waveguide " , Nachrichtentechn. Z., 4, (1976).



# MONITOR Y ESTABILIZADOR DE POTENCIA LASER

M.Barboza y M. Cervantes  
Universidad de Sonora  
Centro de Investigación en Física.  
A.P. 5-088  
83190 Hermosillo Son.  
México.

Artículo aceptado Junio 1992

## RESUMEN

Describimos un dispositivo útil para estabilizar y monitorear la magnitud de flujo luminoso producido por un láser operando en el modo Gaussiano. Dicho dispositivo, externo a la cavidad láser, se elabora usando medios Kerr sintetizados a partir de la disolución de sustancias pertenecientes al complejo químico Porphirinas en diversos solventes orgánicos.

## ABSTRACT

A device which is useful for stabilizing and monitoring the magnitude of the power emitted by a laser operating in the Gaussian mode is described. Such device, external to the cavity, is elaborated from the dilution of Porphyrin like substances in various organic solvents.

## INTRODUCCION

Los dispositivos descritos a continuación funcionan con base en una no linealidad óptica inducida en líquidos por medio de un cambio de índice de refracción de origen térmico dado por  $\Delta n = \Delta T (dn/dT)$ , donde  $\Delta T$  es el cambio de temperatura el cual es proporcional al coeficiente de absorción lineal,  $\alpha$ , así que  $\Delta n \propto \alpha (dn/dT)$ .

Los líquidos en cuestión exhiben un índice de refracción dependiente de la intensidad  $I$  dado por  $n = n_0 + n_2 I$ , donde  $n_0$  es el índice lineal y  $n_2$  es el índice no lineal. Dependiendo del signo de  $n_2$  se tendrá autoenfocamiento (+) o autodesenfoque (-). En este trabajo nuestro interés se centra en medios Kerr que poseen una no linealidad negativa; i.e.  $n_2 < 0$ , la cual causa que el medio Kerr que poseen una no linealidad negativa; i.e.  $n_2 < 0$ , la cual causa que el medio Kerr, bajo la acción de un haz de luz láser con un perfil de amplitud Gaussiana, se comporte efectivamente como una lente divergente cuya distancia focal sea función de la potencia del haz, produciendo un aumento en la divergencia intrínseca de éste. Esta propiedad se aplica para observar y controlar la magnitud del flujo luminoso de un láser operando en el modo  $TEM_{00}$ .

## ANTECEDENTES

Rierkoff reportó en 1966 [1] la observación de un efecto que consiste en una divergencia de haces dependiente de la intensidad, la cual se observa al propagarse un haz láser a través de un líquido. Este mismo efecto fué reportado anteriormente y descrito teóricamente por Gordon et al [2,3]. El efecto fué usado también por Leite et al [4] como un medio para medir coeficientes de absorción muy pequeños en líquidos. En otra aplicación, los mismos autores [5] aprovechan el efecto para construir un dispositivo que sirve para regular el flujo luminoso de un láser a través de una abertura.

Los colorantes del complejo Porphirinas en soluciones orgánicas ha sido objeto de estudio por su potencial aplicación en sistemas de comunicación óptica y de procesamiento de datos por métodos ópticos [6,7]. Bajo iluminación continua el principal mecanismo físico que causa la conducta no lineal es el de absorción térmica. Estas soluciones constituyen un medio Kerr muy sensitivo [8], con tiempos de respuesta del orden de 0.2 segundos. Las soluciones saturadas en acetona de meso-Tetrafenilporfirina ( $TPPH_2$ ), y Acetato de Tetrafenilporfirina Manganese (III) [ $Mn_{III}TPP$ ]  $ClO_4$  exhiben un índice de refracción no lineal cuya magnitud es 4 a 6 veces mayor que el de la clorofila, cuyo índice no lineal había sido el mayor hasta ahora reportado.

La importancia de contar en medios Kerr con alta no linealidad, radica en que, gracias a éstos, es posible observar efectos no lineales con niveles de potencia relativamente bajos, del orden de algunos milivatios, y por lo tanto posibles de llevar a cabo con láseres de onda continua y baja potencia. Debemos mencionar que una de las dificultades encontradas para la observación de efectos ópticos no lineales reside en la necesidad de emplear densidades de flujo de radiación láser relativamente altas para que se manifiesten los efectos deseados.

Las sustancias en cuestión además presentan la ventaja de ser solubles en solventes orgánicos comunes, y por lo tanto es posible escoger entre éstos el que se presente el mayor coeficiente de expansión térmica para acentuar el efecto aún más. La estructura molecular de las porfirinas -mostrada en la figura 1-, es tal que su estructura electrónica cambia substancialmente al substituir el elemento central metálico que ocupa el sitio indicado por el pequeño círculo en 1 (b). (el cual puede ser v.gr. V, Fe, Ni, Co, Mn, Cu.). En el caso de la clorofila tal elemento es Magnesio.

También, el coeficiente de absorción lineal para cierta longitud de onda, depende sensiblemente de la naturaleza del átomo central metálico. De esta forma, un medio Kerr muy sensitivo puede ser elaborado directamente para satisfacer las necesidades del operador en lo que respecta a longitud de onda de láser y al nivel de potencia de éste, seleccionando juiciosamente el elemento central. Esto se consigue cuando se sintetiza el compuesto a través de un procedimiento bien establecido. Este grado de libertad adicional es la razón principal de emplear metaloporfirina como medios Kerr.

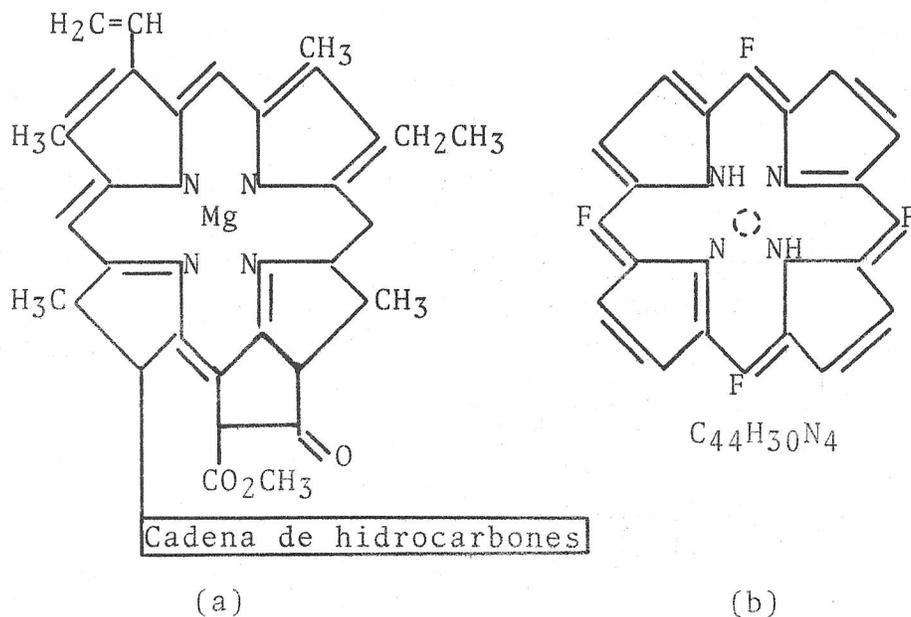


Figura 1. Representación de la estructura molecular de (a) clorofila, y (b) meso-tetrafenilporfirina (TPPH<sub>2</sub>). F denota el radical Fenil

## DISPOSITIVOS DERIVADOS

### A. Monitor de potencia láser.

La figura 2(b) describe un método sensible para monitorear en forma cualitativa las variaciones de la magnitud del flujo radiado por un láser. Un lente focalizador -opcional se usa para aumentar la densidad de flujo luminoso en el volumen de interacción.

Debido a que la distancia focal del lente equivalente es proporcional al inverso de la potencia del láser, la acción efectiva de la celda conteniendo la solución activa es incrementar la divergencia del haz produciendo una mancha de mayor tamaño en un plano de observación conveniente, arbitrariamente escogido. De esta forma, los cambios de flujo se reflejarán como un cambio del diámetro de la mancha, fácilmente detectables a simple vista. La figura 3 muestra la variación del diámetro del haz con respecto a la potencia de éste.

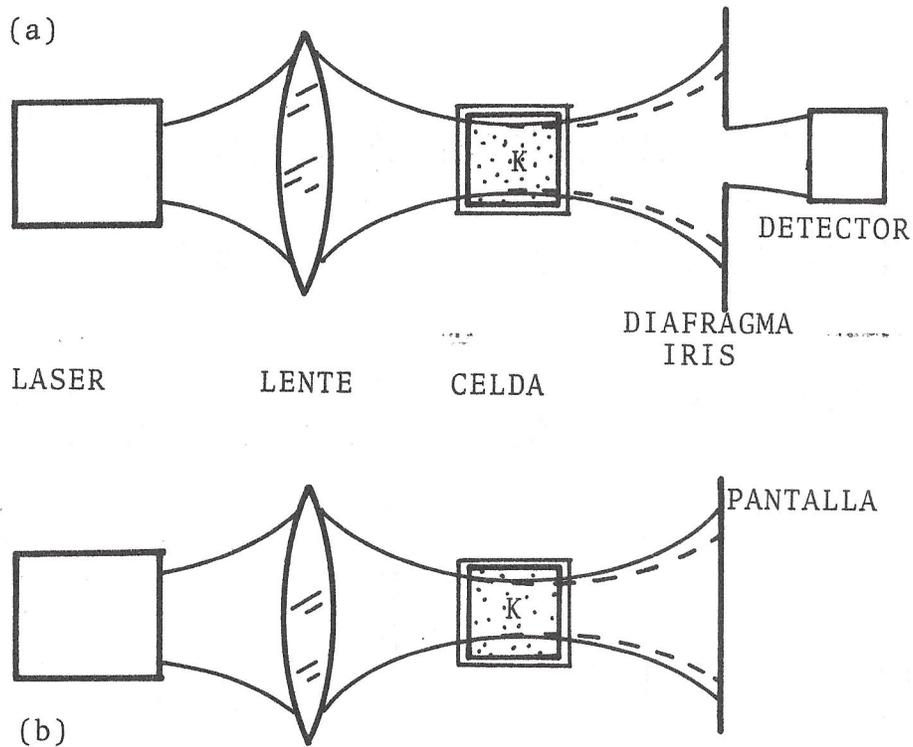


Figura 2. (a) Estabilizador de flujo. (b) Monitor de flujo. K, medio Kerr.

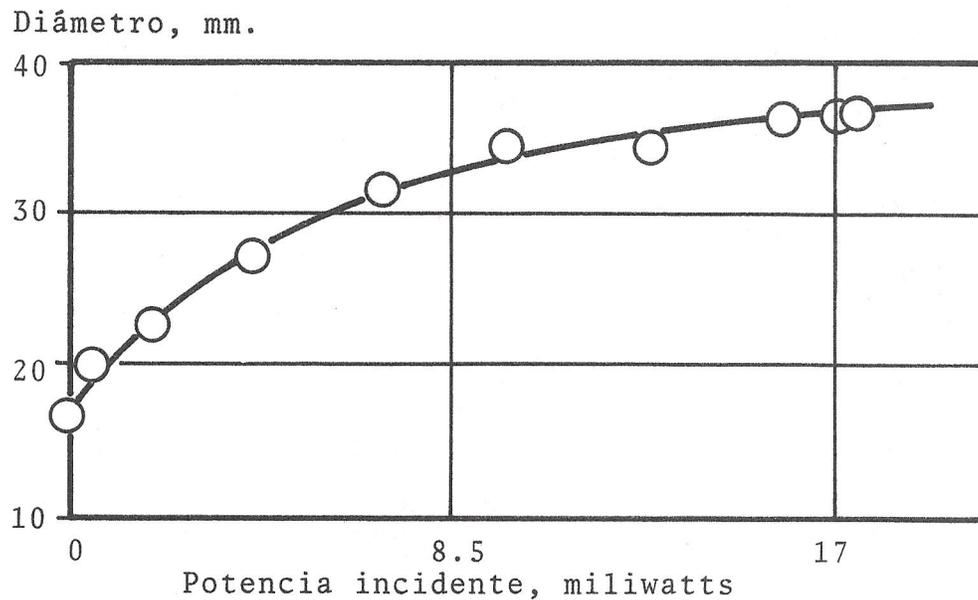


Figura 3. Diámetro del haz vs. flujo total incidente

Este método resulta muy conveniente cuando se desean encontrar las condiciones bajo las cuales el flujo de un haz toma un valor extremo -i.e. máximo, mínimo o pasa por un punto de inflexión-. Por ejemplo, cuando se desea hacer máxima la potencia de un láser mediante alineación óptica de los espejos de la cavidad resonante o algún otro elemento óptico contenido en ésta. De esta forma, la condición de óptima alineación, estará asociada con un haz de máxima sección transversal en el plano de observación.

Otra situación beneficiada sería determinar por transmisión el ángulo de polarización para una, o varias, interfaces dadas. Cuando el haz incida precisamente con este ángulo, el flujo transmitido será máximo.

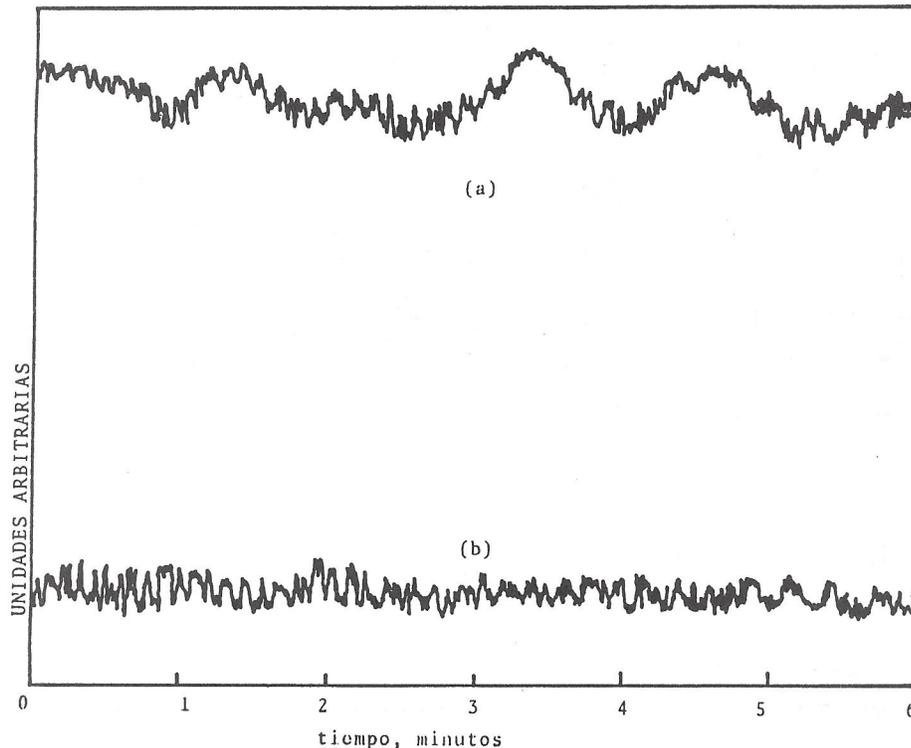


Figura 4. Trazo de graficadora obtenido con el arreglo de la figura 2a (a) Sin regulación y (b) con regulación. La mejoría obtenida corresponde a una relación de los diámetros de aproximadamente 8:1. La lente focalizadora tenía distancia focal de 260 mm.. El ruido observado es producido en el sistema de registro detector-graficadora y debe ser ignorado

### B. Estabilizador de flujo.

Generalmente, el flujo radiante útil que produce un láser no es de magnitud constante sino que sufre variaciones que obedecen a causas de diversa naturaleza. Existen variaciones de período largo, -del orden de miles de horas debidas al desgaste natural del medio láser (envejecimiento) y al del resto del equipo accesorio. En una sesión de trabajo, que puede durar de una a varias horas, los cambios son debidas principalmente a efecto de calentamiento. Sin embargo, las fluctuaciones aleatorias del medio ambiente que rodea a la operación de un láser, producirán correspondientes cambios cuyo período puede variar desde algunos segundos a varios minutos. Estos son indeseables en muchos de las aplicaciones comunes.

En tales casos se desea regular la magnitud del flujo que pasa a través de un plano de interés, como puede ser, v.gr. la pupila de entrada de un sistema óptico. Un dispositivo tal como el mostrado en la figura 2(a), incorporando nitrobenzoceno como medio Kerr, fué reportado por Leitê et al [5] como un método para reducir las fluctuaciones de potencia de láseres. La línea continua representa un flujo menor que el del haz con línea discontinua. Al aumentar el flujo emitido por el láser se produce una disminución de la distancia focal del lente térmico y se autoinduce una mayor divergencia en el haz transmitido. El aumento de la extensión de la sección transversal del haz origina que una menor fracción del flujo total pasa a través de la abertura. El resultado es un haz más intenso con una mayor sección transversal que produce un flujo útil más estable a través de la abertura. Al disminuir el flujo incidente, se concentra mayormente el haz y una mayor fracción del flujo total pasará a través del diafragma compensando la disminución del flujo total.

La figura 5 muestra el comportamiento del flujo transmitido a través del diafragma, medido por un detector, como función del flujo incidente sobre la celda. Puede observarse que la curva muestra un comportamiento monótono creciente hasta un valor máximo. Después de excederse un cierto valor  $(I_1)_{\max}$ , el fenómeno de auto fasamiento (self-phasing) produce la aparición de una franja oscura en el centro del haz que causa una disminución más acentuada del flujo transmitido. Existe una condición de óptima regulación asociada con una intensidad correspondiente al valor pico de la curva. En tal situación, los cambios de flujo incidente producirán cambios de menor magnitud en el flujo útil.

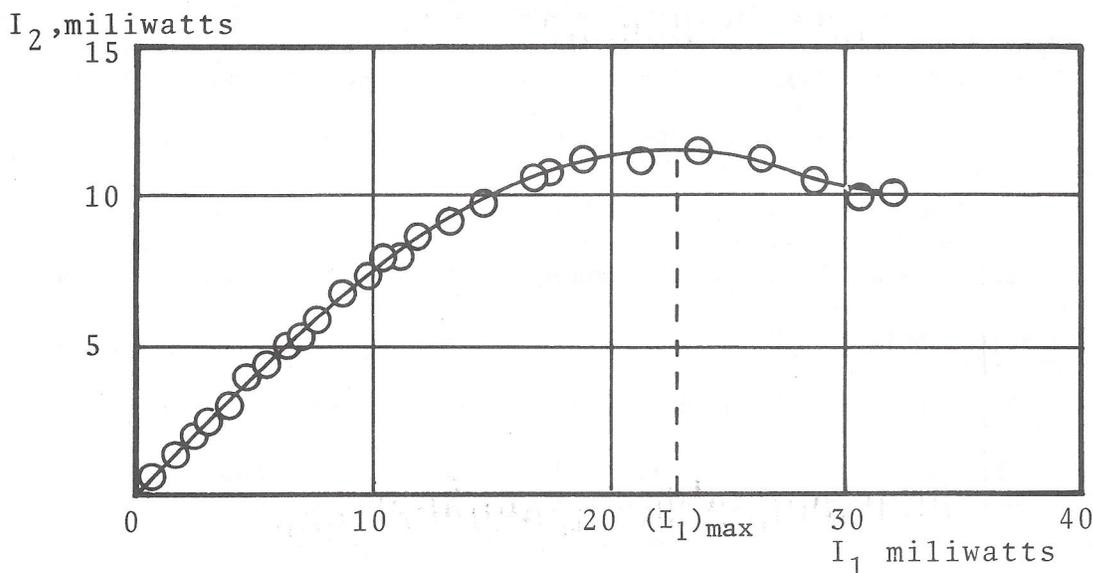


Figura 5. Flujo útil vs. flujo incidente.

Es posible demostrar [5,9] que para un haz gaussiano ( $TEM_{00}$ ) el flujo que pasa a través de la abertura circular resulta mayormente regulado cuando el diámetro de la mancha de luz es mucho mayor que el diámetro de la abertura.

La figura 4 muestra la mejoría obtenida al reducir las variaciones del flujo de un láser de un láser de He-Ne de 35 mW.

En la práctica del dispositivo consiste de una celda de vidrio con paredes planas y paralelas conteniendo una pequeña cantidad de la solución Kerr y un diafragma iris colocado a una distancia conveniente. Cuando se desea monitorear el flujo, el diafragma se sustituye por una pantalla opaca donde se proyecta el haz para observar visualmente los cambios.

Hemos encontrado este sencillo dispositivo extremadamente útil y práctico, por ejemplo, en la tarea de alinear correctamente los espejos de un láser de Argón, tarea que puede resultar laboriosa, repetitiva y tediosa siguiendo el procedimiento convencional de observar un medidor de intensidad. Utilizando este monitor, tal procedimiento puede ser realizado por una persona, sin previo entrenamiento, en una fracción pequeña del tiempo requerido siguiendo el método regular.

En resumen, se ha determinado el desempeño de dos dispositivos prácticos construidos con base en líquidos Kerr elaborados a partir de la disolución de Porfirinas en solución orgánica. Estos resultan particularmente convenientes debido a: su simplicidad, versatilidad y sensibilidad. Una disminución del valor umbral del flujo nominal necesario para obtener el efecto de no linealidad hacen prever que su utilidad se extienda a numerosos láseres de baja potencia y onda continua.

## AGRADECIMIENTOS

La realización de este trabajo ha sido apoyada por la Dirección Adjunta de Investigación Científica del CONACYT y agradecemos su patrocinio.

Deseamos agradecer la colaboración de las siguientes personas: M. Inoue por proporcionarnos las muestras de Porfirinas. A R. Ramos García, L.A. Domínguez Carballo, A. Vázquez Martínez, Martha Gutiérrez M., M. H. Salazar Zepeda, J.L. Sánchez Roldán del Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., por su ayuda en la realización de los experimentos.

## REFERENCIAS

- [1]. Rieckoff, K.E. "Self-induced divergence of cw laser beams in liquids a new nonlinear effect in the propagation of light". *Appl. Phys. Lett.*, 9,87 (1966).
- [2]. Gordon, J.P., R.C.C. Leite, R.S. Moore, S.P.S. Porto, and J.R. Whinnery, *Bulletin of the American Physical Society*, Sec. II 9, 501 (1964).
- [3]. Gordon, J.P., R.C.C. Leite, R.S. Moore, S.P.S. Porto, and J.R. Whinnery, "Long-Trassient Effects in Lasers with inserted Liquid Samples, *Journ. Appl. Phys.*36, 3(1965).
- [4]. Leite, R.C.C., R.S. Moore, J.R. Whinnery "Low Absorption Measurements by Means of the Thermal Lens Effect Using a He-Ne Laser", *Appl. Phys. Lett.*, 5, 141 (1964).
- [5]. Leite, R.C.C., S.P.S. Porto and T.C. Damen, "The Thermal Lens Effect as a Power-limiting Device", *Appl. Phys. Lett.*, 10, 100 (1966).
- [6]. Blau, W., H. Byrne, W.M. Dennis, and J.M. Kelly, "Reverse Saturable Absorption in Tetrphenylporphyrins", *Opt. Commun.* 56, 25, (1985).
- [7]. Rao, D.V.G.L.N., and F.J. Aranda, "Third-order Nonlinear Optical Interactions of Some Benzporphyrins", *Appl. Phys. Lett.* 58, 1241-1243, (1991).
- [8]. Cervantes M., Barboza, M., Inoue M. "Self-focusing in New Kerr Media: Large Thermal Nonlinearity in Metal-tetraphenylporphine", *Journal of Soviet Laser Reseach* 12, 447-451 (1991).
- [9]. Kogelnik, H. and T. Li, "Laser Beams and Resonators", *Proc. IEEE*, 54, 1312, (1966).

# ABSORCION DE PELICULAS DE CdTe EN FUNCION DE LA TEMPERATURA DE CRECIMIENTO Y DE TRATAMIENTOS TERMICOS.

M.MELENDZ-LIRA, S. JIMENEZ-SANDOVAL, I. HERNANDEZ-CALDERON.

Departamento de Física  
Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN.  
Apdo. Postal 14-740, 0700 México D.F.

## RESUMEN

Se estudiaron los efectos de la temperatura de crecimiento ( $T_c$ ) y de tratamientos térmicos (TT) en las propiedades ópticas de películas delgadas de CdTe crecidas por erosión catódica con potencia de radiofrecuencia sobre sustratos de vidrio Corning. El estudio de los parámetros ópticos fué realizado a través del análisis de espectros de transmisión en el modo de absorbancia para un sistema aire/película/sustrato/aire. Se obtuvieron valores para el índice de refracción y coeficiente de absorción en el intervalo de 0.6 a 2.4  $\mu\text{m}$  y también para la energía de la banda prohibida ( $E_g$ ). Las variaciones de los parámetros ópticos con relación a valores para el monocristal son discutidas en términos de i) absorción por defectos; ii) modificación en la estequiometría y, iii) la estructura cristalina de las películas, que representan una mezcla de las fases cúbicas y hexagonal.

## ABSTRACT

We have studied the influence of growth temperature and thermal annealing in the optical properties of thin films of CdTe grown by rf sputtering on Corning glass. The study of the optical parameters was performed through the analysis of transmission spectra in the absorbance mode for a model air/film/substrate/air. Values for the refraction index and absorption coefficient in the range from 0.6 to 2.4  $\mu\text{m}$  as well as values for the energy gap were obtained. Variations in the optical parameters in relation to those of the single crystal are discussed in terms of: i) absorption induced by defects; ii) change in stoichiometry and, iii) the crystalline structure of the films, which present a mixture of the cubic and hexagonal phases.  
PACS: 78.65-s; 78.65.Fa

## INTRODUCCION

El CdTe es un material de gran interés para aplicación tecnológica debido a sus propiedades ópticas y eléctricas. El valor de su banda prohibida resulta ideal para la fabricación de celdas solares y otros dispositivos semiconductores de alta tecnología [1-4].

La influencia de la temperatura de crecimiento ( $T_c$ ) y de tratamintos térmicos (TT) en la estructura cristalina constituye un tema de gran importancia ya que la calidad estructural se reflejará en las propiedades ópticas y eléctricas deseables para la aplicación tecnológica de películas de CdTe. El presente trabajo discute el efecto de  $T_c$  y de TT en los parámetros ópticos de películas delgadas de CdTe crecidas por el método de erosión catódica con potencia de radiofrecuencia (r.f. sputtering) [5] con temperaturas de sustrato comprendidas en el intervalo de 70 a 230 °C. El estudio de los parámetros ópticos se realizó usando los espectros de absorbancia a incidencia normal, aplicando al análisis de los espectros el formalismo correspondiente a un sistema aire/película/sustrato/aire [6].

## DETALLES EXPERIMENTALES.

Las películas de CdTe fueron crecidas en atmósfera de argón, en un sistema convencional excitado con potencia de radiofrecuencia. Se utilizó un blanco de CdTe de alta pureza de 12.5 cm de diámetro. La cámara de crecimiento presentaba una presión base menor a  $2 \times 10^{-6}$  Torr y la potencia de radiofrecuencia estuvo en el intervalo de 200-250 Watts. La temperatura de los sustratos de vidrio Corning 7059 fué medida con un termopar tipo cromel-alumel y se fijó en el rango de 70 a 230 °C. Se obtuvieron películas de espesores entre 0.35 y 1.6  $\mu\text{m}$ . Patrones de difracción de rayos X indicaron la presencia de la fase cúbica (zincblenda) y la hexagonal (wurzita) en proporciones no determinables por esta técnica [5].

Los espectros de transmisión en el modo de absorbancia de las películas estudiadas se obtuvieron empleando un espectrofotómetro Cary 17D. Las medidas fueron realizadas a incidencia normal en el intervalo de 0.6 a 2.4  $\mu\text{m}$ . a temperatura ambiente.

El tratamiento térmico consistió en un horneado de las películas a un atemperatura de 400 °C durante una hora, en el flujo de  $\text{N}_2$  con una pureza de 99.999 %. Las muestras fueron colocadas sobre un soporte de grafito y la temperatura fué controlada con un termopar situado sobre un vidrio Corning vecino a las muestras tratadas.

## RESULTADOS Y DISCUSION

El efecto típico del TT en los espectros de absorbanza de las películas es mostrado en la figura 1. Se observa un corrimiento al inicio del borde de absorción hacia menores energías después del del TT siendo las oscilaciones debidas a la presencia de fenómenos de interferencia en las películas de CdTe, esto fué aprovechado para la determinación del espesor y la parte real del índice de refracción de las películas. Utilizando las expresiones adecuadas para un sistema aire/película/substrato/aire se obtuvo el coeficiente de absorción [6].

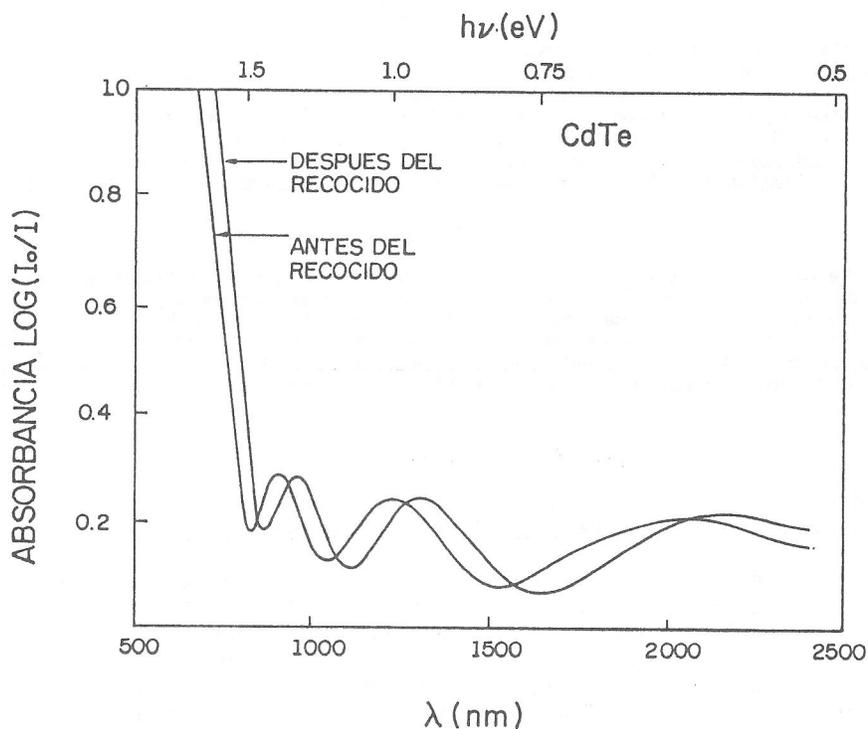


Fig. 1 Espectros de absorción típicos de las películas estudiadas antes y después del tratamiento térmico TT. Las ondulaciones son debidas a efectos de interferencia.

Los valores para el índice de refracción son muy parecidos a los del monocristal [7] con variaciones dentro de un intervalo de + 0.08 a - 0.15 siendo dependiente esta variación de la película situada, Figura 2a. Los valores para el coeficiente de absorción se encuentran agrupados en un rango estrecho de valores y son cercanos pero inferiores a los correspondientes para el monocristal [7], figura 3a. No fué posible establecer una correlación evidente entre los valores de  $n$  y de  $\alpha$  con  $T_s$  para  $T_s < 200$  °C. Sin embargo la muestra crecida a 232 °C presenta valores semejantes a los del monocristal. Después del tratamiento térmico los valores del índice de refracción y del coeficiente de absorción tienden hacia los del monocristal, figura 2b y 3b.

Los valores obtenidos para la energía de la banda prohibida ( $E_g$ ) antes y después del TT fueron calculados empleando un modelo de bandas parabólicas [8]; los resultados son mostrados en la tabla I. Se observó un corrimiento promedio para los valores de  $E_g$  después del tratamiento térmico de -0.02 eV, acercándose a los valores del monocristal (1.50 eV) Consideramos tres fenómenos como posibles responsables de los cambios observados para  $E_g$ .

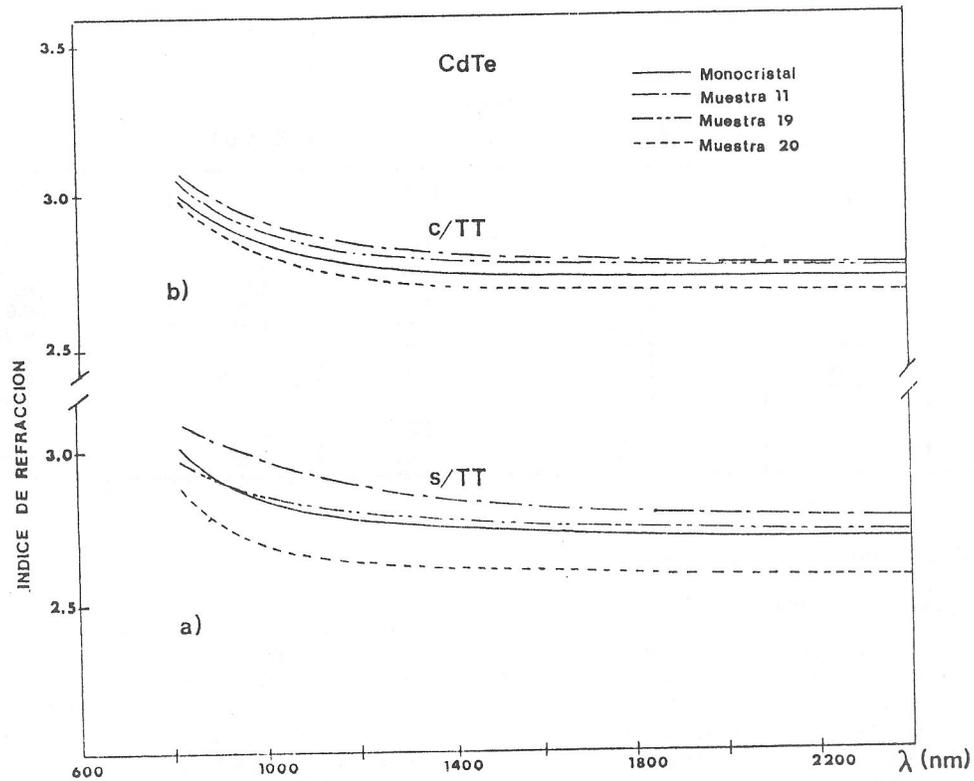


Fig. 2 a) Índice de refracción de las películas de CdTe antes de TT. b) Índice de refracción de las películas de CdTe después de TT.

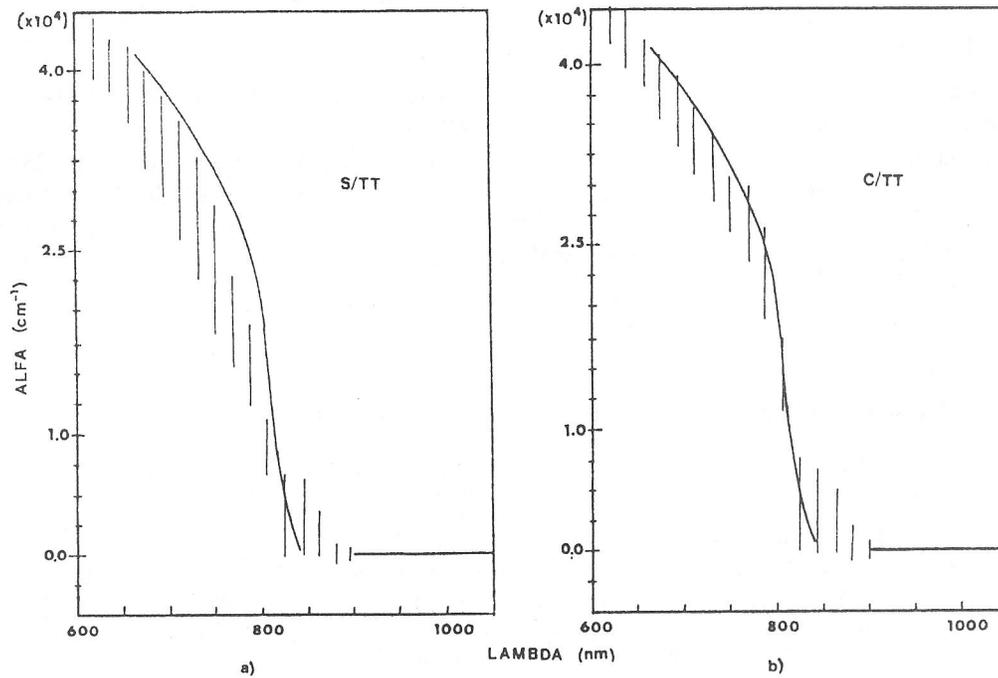


Fig 3. a) Coeficiente de absorción ( $\alpha$ ) para las películas de CdTe antes de TT. b) Coeficiente de absorción para las películas de CdTe después de TT. La línea continua se refiere a datos para monocristales [7].

**TABLA I**  
**VALORES DE  $E_g$  PARA PELICULAS DE CdTe**

MUESTRA	$T_s$ (°C)	$d$ ( $\mu$ m)	$E_g$ (eV)	$E_g'$ (eV)	$\Delta(E_g - E_g')$ (eV)
MC			1.500		
10	53	1.054	1.532	1.511	+0.021
11	69	1.243	1.526	1.491	+0.035
17	70	0.611	1.558	1.539	+0.019
16	106	0.677	1.501	1.487	+0.014
15	110	1.669	1.519	1.492	+0.027
13	149	1.053	1.518	1.508	+0.010
14	158	0.349	1.521	1.515	+0.006
20	190	0.506	1.544	1.531	+0.013
21	192	0.504	1.514	1.492	+0.022
18	200	1.164	1.503	1.491	+0.012
19	232	1.062	1.513	1.504	+0.009

$T_s$ : Temperatura del sustrato

$d$ : Espesor de la película

$E_g$ : Energía de la banda prohibida antes de TT  $E_g'$  despues de TT

\* Monocristal referencia [7].

i) Modificaciones de la estequiometría de la película, típicamente pérdida de Cd.

ii) Absorción por defectos inducidos en el recocido. en todas las películas se tiene la presencia de la fase hexagonal la cual es metaestable [9]. Siendo inestable, la fase hexagonal en el volumen, el tratamiento térmico promovería la transformación a la fase cúbica. Pero si los recocidos no consiguen la activación total de esta transformación, se obtendrían regiones desordenadas responsables de la absorción a menores energías.

iii) La tercera posibilidad atribuye los valores de  $E_g$  encontrados antes del recocido principalmente a la fase hexagonal y después de este a la fase cúbica. Esto no es fácilmente verificable ya que no se conocen las proporciones de cada fase en las películas y además tampoco se conoce el valor de  $E_g$  para la fase hexagonal. Sin embargo ha sido observado para otros semiconductores del tipo II-IV que  $E_g$  de la fase cúbica es ligeramente menor al de la fase hexagonal [10].

## CONCLUSIONES

Los parámetros ópticos  $n$  y  $\alpha$  han sido determinadas para películas de CdTe considerando un sistema aire/película/sustrato/aire también se determinó la energía de la banda prohibida  $E_g$ .

Se analizó la influencia de la  $T_s$  y de recocidos térmicos en  $n$ ,  $\alpha$  y  $E_g$ . Muestras crecidas a  $T = 232$  °C mostrarán parámetros ópticos semejantes a los del monocristal. Para temperaturas de  $T_s < 200$  °C las películas presentan variaciones aparentemente independientes de  $T_s$ . Después de TT  $n$ ,  $\alpha$  y  $E_g$  tienden a los valores del monocristal (con estructura tipo zincblenda) siendo el efecto anterior atribuido principalmente a modificaciones de la estructura cristalina de las películas que reducen su contenido de la fase hexagonal.

## REFERENCIAS

- [1]. S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices (John Wiley, New York, 1984)
- [2]. R.O. Bell, Revue Phys. Appli. 12, 1977, 391
- [3]. R.N. Bicknell, N. C. Giles, J. F. Schetzina, Appl. Phys. Lett. 50, 1987 691
- [4]. J. M. Ballingall, D. J. Leopold, D. J. Peterman, Appl. Phys. Lett. 47 1985, 262
- [5]. I. Hernandez-Calderón, S. Jimenez-Sandoval, J. L. Peña, V. Sailer, J. of Crystal Growth 86, 1988, 396
- [6]. M. Melendez-Lira, I. Hernandez-Calderón a ser publicado
- [7]. E. D. Palik, Handbook of Optical Constants, E. D. Palik ed. (Academic Press, New York, 1985)
- [8]. R. A. Smith, Wave Mechanics of Crystalline Solid, (John Wiley, New York 1961)
- [9]. K. Zanio, Semiconductors and Semimetals Vol. 13 (Academic Press, New York, 1978)
- [10]. D. L. Greenaway y H. Harbeke, Optical Properties and band Structure of Semiconductors, (Pergamos, Londres, 1968)

# AVANCES EN LASERES DE PLASMAS EN RECOMBINACIÓN.

Armando Melchor R., Vicente Aboites.  
Centro de Investigaciones en Optica A.C.  
Apdo. Postal 948  
León, Gto. México.  
Artículo recibido por el comité editorial 1991

## RESUMEN

En este artículo se discuten los principios básicos de Láseres de recombinación en plasmas, mencionando las condiciones que dichos plasmas deberán de satisfacer para lograr una inversión de población. Asimismo se resumen los avances en la construcción de un Láser de recombinación tipo SPER, en base a una modificación al diseño originalmente propuesto por Silfvast.

## ABSTRACT

In this paper the basic principles of Recombination Plasma Laser are discussed making mention of the conditions that inversion. Also, our advances in the construction of a Laser based on Segmented Plasma Excitation and Recombination (SPER) originally proposed by Silfvast are reported.

## INTRODUCCION

Los procesos de ionización y recombinación en plasmas han sido estudiados desde los años 30's y no fué hasta que en 1960 D'Angelo [1] identificó el mecanismo principal de recombinación para los plasmas generados en laboratorio. Este mecanismo es el de recombinación de tres cuerpos, el cual produce una tasa de recombinación de orden mayor que el mecanismo anteriormente propuesto de recombinación radiativa. En 1964 Gudzenko [2] propuso que el proceso de recombinación de tres cuerpos podría utilizarse como un eficiente mecanismo de bombeo para producir una inversión de población en una gran variedad de materiales, y de esta forma crear la posibilidad de amplificación de radiación electromagnético en longitudes de onda que van desde el infrarrojo hasta rayos X suaves [3,4].

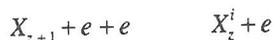
Algunas de las ventajas de utilizar un plasma en recombinación como medio activo en un Láser son [5]; la gran variedad de materiales útiles como medio activo, amplificación estimulada en un espectro amplio IR-RX, alta eficiencia debida a la conveniente distribución de niveles, y dado que el estado agregado de un plasma no cambia pueden utilizarse altas densidades de energía de bombeo.

La realización práctica de dispositivos Láser ha presentado una serie de problemas técnicos dado que las condiciones necesarias para que la reacción de recombinación se lleve a cabo requieren de una temperatura electrónica baja [6] (menor de 3000° K) y altas densidades electrónicas [5] (mayor de  $10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) lo cual implica requerimientos muy restringentes sobre la tasa de bombeo al nivel superior Láser. Para satisfacer las condiciones anteriores se requiere de la generación de un plasma de recombinación suficientemente rápido. El primer Láser experimental de recombinación fué reportado por Latush en 1972 [7].

En el Centro de Investigaciones en Optica estamos trabajando en la construcción de un prototipo experimental de Láser de recombinación de un prototipo experimental de Láser de recombinación por excitación de plasmas segmentados [8,9]. Los detalles de construcción de tal dispositivo así como de los sistemas bombeo y metrología serán tratados brevemente en este artículo. Asimismo haremos una pequeña revisión de los conceptos teóricos de los procesos de recombinación, inversión de población, y los métodos para la generación de un plasma en recombinación rápida.

## ASPECTOS TEORICOS.

Recombinación colisional radiativa [10] es el proceso por el cual un electrón al colisionar con otro electrón, en la vecindad de átomo ionizado, pierde bastante energía para ser capturado por el átomo ionizado en uno de sus niveles excitados y por decaimiento en cascada, colisional o radiativo, finalmente pasa a su estado base. Este proceso puede describirse por la siguiente reacción:



donde z indica la carga del ion y el superíndice el estado de excitación del átomo o ion. La ecuación de conservación para la densidad electrónica es la siguiente:

$$\frac{dN_e}{dt} = BN - aN_i Ne^2 \quad (1.1)$$

donde B y "a" son los coeficientes de ionización y recombinación respectivamente,  $N, N_i$  y  $Ne$  son las densidades de átomos neutros, ionizados y electrones respectivamente. De la ec. 1.1 es evidente que la tasa de recombinación dependerá de la densidad de iones y electrones, así como la temperatura electrónica, como veremos posteriormente.

Se han publicado varios métodos de análisis de los procesos de recombinación los cuales pueden agruparse en tres categorías; métodos cuánticos basados en la aproximación de Born y de acoplamiento cerrado [11], Teoría de estados cuasiestables de Bates [12], y métodos basados en modelos aproximados. En nuestro caso nos concentraremos en este último grupo.

Las ecuaciones de balance de energía para los niveles base y excitados, y para la densidad electrónica considerando procesos de excitación y desexcitación tanto colisional como radiativa, así como la recombinación de 2 y 3 cuerpos están dadas por [13].

#### a) Átomos excitados

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & NeN^e a_{2i} + Ne^2 N^e a_{3i} - NeN_i B_i^{z-1} - (NeN_i a_{2i}^{z-1} + Ne^2 N_i a_{3i}^{z-1} - NeN^{z-2} B_i^{z-2}) \delta_{i,1} + \sum_{j=i+1}^M A_x N_j - N_i \sum_{j=1}^{i-1} 1 A_{ij} + \sum_{j=1}^M (\neq B) W_x N_x - \sum_{j=1}^{i-1} W_{ij} N_j + Ne \sum_{j=1}^M (N_j K_{ij} - N_i K_{ji}) + \nabla \chi^{z-1} \\ & - (NeN_i a_{2i}^{z-1} + Ne^2 N_i a_{3i}^{z-1} - NeN^{z-2} B_i^{z-2}) \delta_{i,1} + \sum_{j=i+1}^M A_x N_j \\ & - N_i \sum_{j=1}^{i-1} A_{ij} + \sum_{j=i+1}^M W_x N_x - \sum_{j=1}^{i-1} W_{ij} N_j + Ne \sum_{j=1}^M (N_j K_{ij} - N_i K_{ji}) + \nabla \chi^{z-1} \end{aligned} \quad (1.2)$$

#### b) Átomos en el estado base

$$\frac{dN^{z-2}}{dt} = NeN^{z-1} a_{2i}^{z-1} + Ne^2 N^{z-1} a_{3i}^{z-1} - NeN^{z-2} B_i^{z-2} + \nabla_j j^{z-2} \quad (1.3)$$

#### c) Densidad de electrones

$$\begin{aligned} \frac{dNe}{dt} = & Ne \sum_{j=1}^M (N_j B_j^{z-1} - Ne^2 a_{3j}) - NeN_{2i}^{za} \\ & + NeN^{z-2} B_i^{z-2} - NeN^{z-1} a_{2i}^{z-1} - NeN^{z-2} B_i^{z-2} + \nabla_j j_e \end{aligned} \quad (1.4)$$

Donde  $N^2, N^{2-1}$ , y  $N^{z-2}$  son las densidades de los átomos ionizados;  $e$  indica la carga del ión inicial antes de recombinarse,  $N_i$  es la densidad de iones  $N^{z-1}$  excitados al nivel  $i$ ,  $Ne$  es la densidad de electrones,  $a_{2i}$  y  $a_{3i}$  son los coeficientes de recombinación para el nivel  $i$  de dos y tres cuerpos respectivamente.  $B_i$  es el coeficiente de ionización correspondiente al nivel  $i$ . Los subíndices  $t$  en los coeficientes anteriores indica que son coeficientes totales o generalizados [14].  $\delta_{i,1}$  es la delta de Kronecker,  $N_{ij}$  es la inversión de población entre los niveles  $i$  y  $j$ ,  $A_x$  y  $W_x$  son las tasas de transición radiativas espontánea y estimulada respectivamente.  $K_{ij}$  es el coeficiente de transición colisional electrónica y finalmente  $\nabla_j$  es la variación espacial (divergencia) de cada especie.

Como se observa el conjunto de Ecs. (1.2), (1.3) y (1.4) conforman un sistema difícil de resolver, ya que deberán de considerarse una gran cantidad de niveles resultando sistemas de ecuaciones de 10-100 ecuaciones [12,15]. Aun así los cálculos numéricos realizados por varios autores difieren dentro en un factor de 2-4. Por lo tanto, en vista de las discrepancias, podemos utilizar un modelo simplificado cuyos resultados sean satisfactorios dentro de este rango y con la ventaja que tendremos una mejor idea cualitativa del efecto de los parámetros del sistema.

Se han publicado una serie de modelos aproximados entre los cuales se encuentran; Aproximación de un Quanto, Aproximación del Cuello de Botella, Aproximación de Difusión, Aproximación de Difusión Modificada, Aproximación de Mansbach-keck y el Modelo del Circuito Equivalente.

Estos modelos presuponen que las concentraciones de átomos, iones y electrones son conocidos, que la distribución

de electrones es maxwelliana con temperatura característica  $T_e$ , que el sistema es estacionario de parámetros locales por lo que deberán de existir fuentes externas que mantengan los valores específicos de  $N^{z-2}$ ,  $N_e$ ,  $N^z$  y  $T_e$ . Además de que el plasma deberá ser denso para que el campo de radiación sea mínima y por último que las transiciones radiativas sean menos frecuentes que las colisionales con lo cual pueden despreciarse en primera aproximación los términos radiativos.

El modelo de un Quanto [16] supone que las transiciones se efectúan sólo entre niveles vecinos. Con esta hipótesis el problema se reduce a la solución de una ecuación de recurrencia, haciendo uso de la aproximación de Bethe-Born para el cálculo de las probabilidades de transición colisionales se obtiene la expresión para el cálculo de las poblaciones.

Modelo de Cuello de Botella. Este modelo implica dos grupos en equilibrio relativo [6,18], donde la tasa de recombinación está determinada por las transiciones entre estos dos grupos. Bajo condiciones de equilibrio existe un mínimo pronunciado de la tasa total de desexcitación de átomos como función del número cuántico principal del estado excitado. Este mínimo limita la tasa de recombinación al valor de la tasa de desexcitación del nivel  $k^*$  conocido como cuello de botella. El mínimo en la tasa de desexcitación ocurre debido a que la probabilidad de desexcitación por colisión se incrementa rápidamente al aumentar el número cuántico del nivel excitado, en tanto que, la probabilidad de desexcitación radiativa y la población en equilibrio de los estados excitados decrecen. Por lo tanto, la tasa neta de recombinación es igual a la tasa de desexcitación del nivel  $k^*$  (radiativa y colisional) más la contribución de las transiciones radiativas de los niveles superiores a  $k^*$  hacia los niveles inferiores a  $k^*$ . Utilizando este método Hinnoy [6] obtiene un coeficiente de recombinación colisional dado por:

$$a^{***} 5.6 \times 10^{-29} K T_e^{-9/2}$$

Modelo de Difusión. Debido a que el electrón solo pierde una pequeña parte de energía en cada colisión con un átomo, y a que el proceso de recombinación se efectúan primordialmente en los niveles superiores, donde debido a las colisiones éstos se traslapan con el continuo. Este modelo supone que la función de distribución de los electrones en el espacio de puede describirse por una ecuación del tipo Fokker-Planck, donde la tasa de recombinación esta determinada por la tasa de difusión, dando como resultado [17] el coeficiente de recombinación:

$$a^{***} 3.5 e^{10} Z^3 L m_e^{-1/2} (K T_e)^{-9/2} \quad (1.5)$$

Esta ecuación coincide, para plasmas fríos, con los valores medido experimentalmente y es conocido como la regla de los 9/2's.  $L$  es el logaritmo de Coulomb el cual para metales alcalinos es aproximadamente igual a  $1n(z^2 + 1)^{1/2}$ .

Modelo de Difusión Modificado. La principal desventaja de la aproximación de Difusión es que ignora la característica discreta de los niveles atómicos excitados. Esto se justifica sólo si el electrón se difunde lentamente a través de los niveles superiores. La característica discreta de los niveles atómicos puede considerarse derivando y resolviendo la ecuación de Fokker-Planck en término de diferencias finitas [14].

El modelo de difusión modificado nos permite obtener en forma relativamente simple las expresiones para los coeficientes de ionización y recombinación, así como las poblaciones de los niveles excitados [19,20]. Además, podemos calcular la temperatura electrónica a partir de intensidades absolutas de las líneas espectrales [21], en un plasma en desequilibrio, con una relativa exactitud en comparación con otros métodos.

Modelo de Mansbach-Keck. Este es un modelo colisional clásico el cual utiliza el método de Monte-Carlo para el cálculo de las trayectorias de colisión en conjunción con la teoría variacional de las tasas de reacción para determinar las probabilidades de transición en equilibrio y posteriormente integrando en el dominio del tiempo para obtener toda la historia de la trayectoria de colisión. Mansbach y Keck encontraron que sus resultados numéricos pueden ser descritos muy aproximadamente por una ecuación bastante simple:

$$center E_{ij} = C(T) (E_j/R_y)^{-3.33} (E_i/R_y)^{2.5}$$

donde  $E_{ij}$  es la tasa de desexcitación del nivel superior y el nivel inferior  $i$ ,  $E_j$  y  $E_i$  son sus energías respectivamente,  $R_y$  es la constante de Rydberg. Esta fórmula cubre un rango de validez dado por:

$$0 \leq E_i \leq 6KTe$$

$$KTe/2 \leq E_j - E_i \leq 6KTe$$

La dependencia funcional del coeficiente de recombinación con respecto a la temperatura también corresponde con los modelos de Difusión y Cuello de Botella. Para el caso de plasmas de Hidrógeno Mansbach y Keck obtuvieron un coeficiente de recombinación dado por:

$$a^{***} 2 \times 10^{-27} (KTe)^{-9/2}$$

Modelo del Circuito Equivalente. Este modelo está basado en la característica de que el kernel de transición en equilibrio cerca del límite de ionización puede factorizarse [22]. Así mismo utiliza la analogía eléctrica propuesta por Bates para obtener un circuito eléctrico análogo equivalente el cual muestra en forma muy clara el mecanismo de recombinación colisional.

Utilizando poblaciones normalizadas con respecto a las distribuciones de Boltzmann y Saha para las densidades de átomos ionizados y electrones respectivamente, se tiene agrupando los términos radiativos de las Ecs.(1.2), (1.3) y (1.4) con  $Z = 1^{23}$ :

$$0 = W_{ij}(V_i - V_j) + W_{ie}(V_e V_i) + S_i \quad (1.5)$$

$$0 + W_{ej}(V_e - V_j) + S_e \quad (1.6)$$

donde  $V_i = N_i/N_i^{(b)}$  y  $V_e = N_e^2/N_s^2$  son las tasas de transición colisionales modificadas por las densidades de población de Boltzmann para el nivel  $i$   $N_i^{(b)}$  y el valor de la densidad electrónica de Saha correspondiente  $N_s$ . Los términos  $S_i$  son iguales a las transiciones radiativas al nivel  $i$  menos las transiciones radiativas del nivel  $i$  a otros niveles. Las ecuaciones anteriores pueden escribirse de la siguiente forma:

$$0 = W_{ij}(V_j - V_i) + S_i \quad (1.7)$$

para  $1 \leq i \leq e$

estas ecuaciones son isomorfas a la ley de conservación de corrientes de Kirchoff. Utilizando la aproximación de que  $W_{ij}$  puede ser una función factorizable y simétrica, con base en la teoría de Mansbach-Keck, Lawless obtiene la siguiente fórmula de recurrencia para las poblaciones:

$$V_i - V_{i-1} = R_i J_i + M_i S_i - M_{i-1} S_{i-1} \quad (1.8)$$

donde  $M_i$  y  $R_i$  dependen de la distribución de niveles (Ecs. 12-14 de la ref. 22),  $J$  está dada por el decaimiento en cascada de los niveles superiores.

El circuito equivalente es mostrado en la figura 1 donde se observa que para los valores de datos de  $M_i$ ,  $R_i$  y  $S_{i-1}$  es posible obtener una inversión de población si  $R_i J_i + M_i S_i > M_{i-1} S_{i-1}$  lo cual implica sobre el nivel superior una tasa de desexcitación radiativa y colisional baja y una rápida relajación de los niveles superiores al nivel  $i$ . Por otra lado para el nivel Láser inferior se requiere una tasa de desexcitación radiativa grande tal que  $S_{i-1}$ , 0 ó bien una desexcitación colisional elevada de tal forma que  $M_{i-1}$  sea pequeña. Dado que  $R_i$ ,  $M_i$  y  $M_{i-1}$  dependen de la distribución de niveles, a través de las funciones factorizables [22], es importante establecer que tipo de distribuciones son más favorables para una inversión de población.

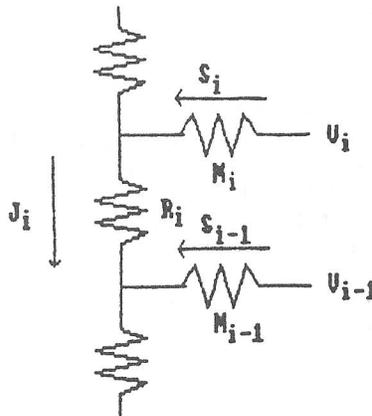


Figura 1. Circuito equivalente para el análisis de la cinética de recombinación.

## II INVERSION DE POBLACION

En la sección anterior quedó establecida la necesidad de una rápida recombinación hacia el nivel Láser superior y un mecanismo de desexcitación del nivel Láser inferior eficiente. En esta sección estableceremos las condiciones que deberán reunirse para satisfacer tales requerimientos.

Como se recordará todos los modelos coincidieron en la dependencia funcional del coeficiente de recombinación con la temperatura electrónica y el grado de ionización del medio atómico (ver. Ec. (1.5)). Considerando únicamente el proceso de recombinación la tasa de relajación de los iones múltiplemente cargado está dada por:

$$\frac{dN_i}{dt} = -aN_iNe^2 \quad (2.1)$$

Resolviendo obtenemos:

$$N_i = N_{i_0}e^{-t/tr} \quad (2.2)$$

$$tr = \frac{1}{dNe^2} = \frac{1}{C(2)Te^{-9/2}Ne^2} \quad (2.3)$$

$$C(z) = 1.8 \times 10^{-8} z^3 1n(zx^2 + 1)$$

Donde el tiempo de recombinación está dado por  $4tr$  lo cual implica la necesidad de una temperatura electrónica baja y una alta densidad electrónica para obtener un tiempo de recombinación corto. Por ejemplo: para  $z=1$ ,  $Ne = 10^{15}$  y  $Te = 3000^\circ K$  tenemos un tiempo de recombinación aproximadamente de 3us.

Ahora consideremos los mecanismos de despoblación del nivel Láser inferior. Podemos pensar en dos tipos de desexcitación decaimiento radiativo y desexcitación colisional. En el primer caso, la posibilidad de emisión espontánea está dado por [24]:

$$A_{10} = \frac{n(E_1 - E_0)^3 u^2}{3\pi K^4 E_0 C_0} \quad (2.4)$$

donde  $n$  es el índice de refracción del medio atómico,  $K$  es la constante de Planck dividida por  $2\pi$ ,  $E_0$  son las energías de los niveles atómicos inferior y base del sistema. Por lo tanto una distribución de niveles como la mostrada en la figura 2a en la cual la diferencia de energías  $E_2 - E_0$  es más grande, en relación con la diferencia  $E_2 - E_1$ , es más conveniente para una rápida desexcitación del nivel Láser inferior.

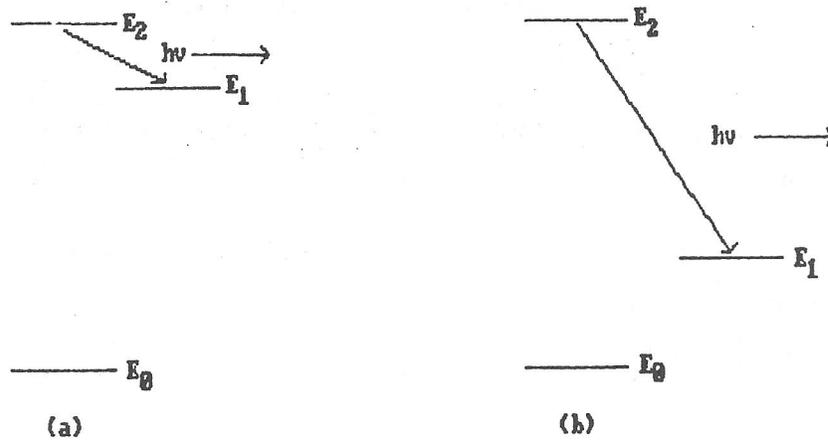


Figura 2. Desexcitación de niveles Láser por mecanismos: a) radiativo b) colisional ( ver texto )

Por otro lado el criterio de eficiencia establece que tal distribución de niveles no es favorable ya que la eficiencia cuántica está dada por [25]:

$$eff = \frac{f(E_2 - E_1)}{E_2} \quad (2.5)$$

donde  $f$  es el factor de eficiencia de bombeo y  $E_2$  es la energía del nivel atómico superior:

Consideremos ahora el mecanismo de desexcitación colisional. Las secciones transversales para excitación y desexcitación colisional están dadas por [11]:

$$F_{01} = \langle \delta_{01} V e \rangle > \alpha f_{01} \frac{i}{E_1 - E_0 T e^{-1/2} - (E_1 - E_0) K T e} \quad (2.6)$$

$$F_{10} = \langle \delta_{10} V e \rangle > \alpha f_{10} \frac{g_0}{g_1 (E_1 - E_0) T e^{-1/2}} \quad (2.7)$$

Donde  $f_{10}$  es la magnitud del oscilador asociado a la transición 1-0,  $g_1$  y  $g_0$  son los pesos estadísticos de los niveles Láser inferior y base. Como se observa de la Ec.(2.7) la tasa de desexcitación depende de la diferencia de energías y de la temperatura electrónica. Por lo tanto, se requiere que la diferencia de energías sea pequeña y que la temperatura electrónica sea lo más baja posible, condiciones que concuerdan con los criterios de eficiencia y recombinación anteriormente establecidos. La estructura de niveles más conveniente está mostrada en la fig. 2b. Como se observa, la eficiencia para tal distribución es mayor que la correspondiente a un mecanismo de desexcitación radiativa.

En la mayoría de elementos y especialmente en los metales alcalinos, los niveles atómicos forman grupos más o menos compactos en el espacio de energías con diferencias de energía entre grupos relativamente más grandes. Cuando la densidad electrónica es alta, como es nuestro caso, las probabilidades de los procesos colisionales exceden a los radiativos entre los niveles de un mismo grupo obedecen a una distribución de Boltzmann con temperatura característica  $T_e$ .

Dado que la probabilidad de desexcitación y excitación entre los niveles energéticos de diferentes grupos es considerablemente más baja, la distribución de Boltzmann no puede establecerse entre todos los grupos, sino solo a muy altos valores de  $N_e$ . Condición que limita en última instancia a los Láseres de recombinación. Por lo tanto, las condiciones más propicias para la inversión de población son entre el nivel inferior del grupo superior y el nivel superior del grupo inferior, como se muestra en la fig.3.

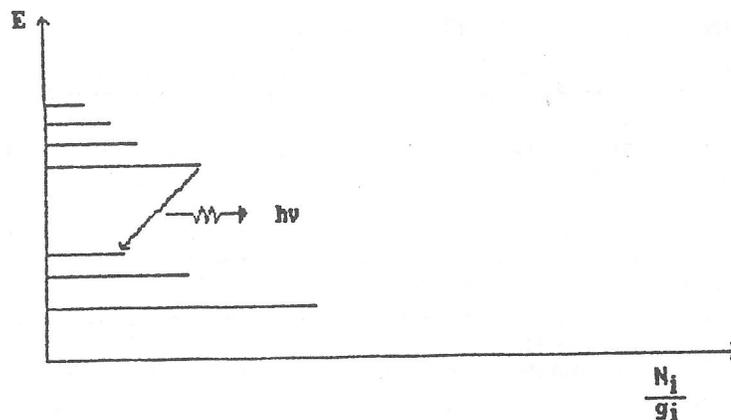


Figura 3. Agrupación de los niveles energéticos

De lo anterior podemos formular las condiciones necesarias para la inversión de población, las cuales se listan a continuación:

1. Densidad de plasma altas.
2. Un mecanismo de enfriamiento rápido del plasma.
3. Fuerte concentración de átomos múltiplemente ionizados.
4. El nivel Láser superior deberá ser el más bajo del grupo superior.
5. El nivel Láser inferior deberá ser el más alto del grupo inferior.
6. La transición entre los niveles deberá ser permitida.

### III GENERACION DE PLASMAS DE RECOMBINACION RAPIDA

Existen varios métodos para la generación de plasmas en recombinación rápida tales como: descargas eléctricas pulsadas, bombardeo electrónico [27-32], bombeo nuclear [33-35], fotoionización [35-39], y expansión adiabática [40-42]. Quizá el más simple corresponde a la utilización de descargas eléctricas pulsadas para la formación de un plasma en expansión. Precisamente es en el estudio de este tipo de Láseres en que estamos interesados en el Centro de Investigaciones en Óptica.

Se han publicado varios esquemas de Láseres de recombinación en plasmas bombeados por descargas eléctricas pulsadas, las cuales podemos agrupar en: Láseres de descarga longitudinal [26-43], Láseres de descarga transversal [44-45], y por último Láseres por excitación de plasmas segmentados (SPER)[8]. Una de las características principales es que puede utilizarse una gran variedad de elementos como medio activo (alrededor de un 25% de elementos de la tabla periódica), y por lo tanto, podemos generar radiación electromagnética en una amplia gama de longitudes de onda. No obstante, este tipo de Láseres se encuentran en una etapa de desarrollo experimental. Resultados teóricos [23] muestran que la potencia capaz de ser extraída por  $\text{cm}^3$  de plasma puede variar de 1 a 1000 Watts.

Para obtener una inversión de población es necesario generar una alta densidad de iones, como se estableció en las secciones anteriores. Esto se logra mediante un impulso de corriente del orden de 100-4000 Amp. con anchuras de pulso de 0.1 a 6  $\mu\text{s}$ . dependiendo de la configuración del sistema. Esto naturalmente produce un plasma con una alta concentración de iones generados por colisiones de electrones con átomos neutros. Posteriormente al finalizar el impulso de corriente es necesario una temperatura electrónica bastante baja, del orden de  $3000^\circ\text{K}$ , lo cual se logra mediante choque elástico de los electrones con átomos de un gas de amortiguamiento. Este gas amortiguador deberá ser tal que su masa sea lo menor posible, para una máxima transferencia de energía, y tener un potencial de ionización lo mayor posible. Ya que de lo contrario, la cantidad de electrones disponible para la recombinación de los centros activos se verá disminuida por la recombinación de los átomos ionizados del gas amortiguador. El  $\text{H}_2$  es el gas más ligero, pero el  $\text{H}_2$  ha demostrado ser más efectivo ya que su potencial de ionización es mayor [26-46].

### IV DESCRIPCION DEL PROTOTIPO EXPERIMENTAL

El prototipo de Láser de recombinación construido en el Centro de Investigaciones en Óptica es del tipo SPER, el cual fué desarrollado por Silfvast [8] en 1980. Su configuración esquemática se muestra en la fig.4 y consiste de una serie de 60 electrodos de Sn sobre un sustrato ranurado de vidrio separados por aislantes de vidrio de 1 mm. de espesor. Las dimensiones de los electrodos de los microelectrodos son de  $4 \times 2 \times 12$  mm. y se mantienen unidos al sustrato por un par de biseles de vidrio de tal forma que solo queda expuesta un canal de descarga de 2 mm. de ancho. Estos biseles también realizan la función de confinar y aumentar la longitud de expansión del plasma [48].

La longitud del resonador es de 1 m. y está formado por un par de espejos multicapa de 25 mm. y curvaturas de 3 mts. El resonador también cuenta con una ventana Brewster de cuarzo removible y giratoria, esto es con el fin de estudiar el efecto de los planos de polarización sobre la ganancia del medio.

El espejo de capas delgadas se realizó con los materiales dieléctricos siguientes:  $H = \text{Zns}$  ,  $L = \text{MgF}_2$  ( $H =$  alto índice de refracción,  $L =$  bajo índice de refracción). El diseño al que hacemos mención consistió de 17 capas alternadas de estos materiales de  $1/4$  de longitud de onda empleada en el monitoreo fué de  $0.5794 \mu\text{m}$ . , correspondiente a la transición [9,47]  $4f^2F_{7/2} - 5d^2D_{5/2}$  del Sn II. Las transiciones estimuladas que ocurren en el espectro Sn II por medio del bombeo en cascada del proceso de recombinación del plasma [9,47] son mostradas en la fig.6.

El generador de impulso se encuentra actualmente en construcción y consta de: un condensador 20 nF. de baja conductancia, una fuente de C.C. de 25 Kv., un sistema de disparo en base a un trigatrón , una red formadora de impulso, y un sistema de medición de los parámetros de la descarga. Tanto el sistema de disparo como el sistema de medición se acoplaran a un osciloscopio Tektronix 7623 A.

Para la caracterización y cuantificación se cuenta con un fotodetector piroeléctrico Molelectron J3. Esto nos permitirá medir las características del pulso de radiación emitido, como son; energía anchura temporal, y tiempo de retraso con respecto al impulso de corriente inicial del generador.

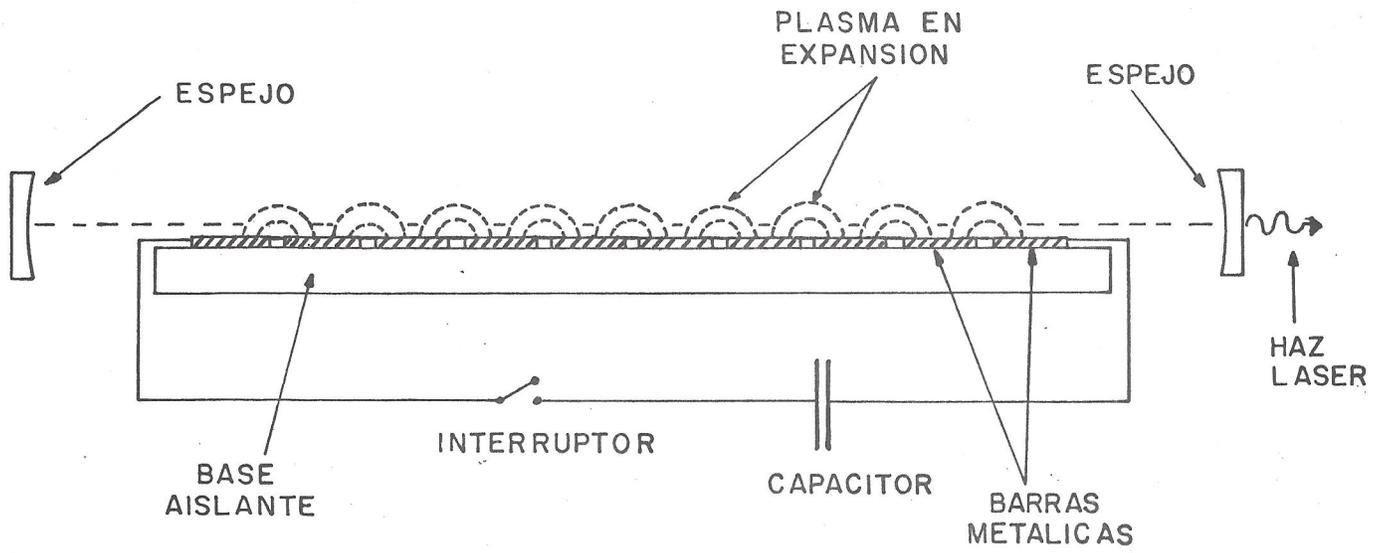


Figura 4. Esquema simplificado del láser SPER.

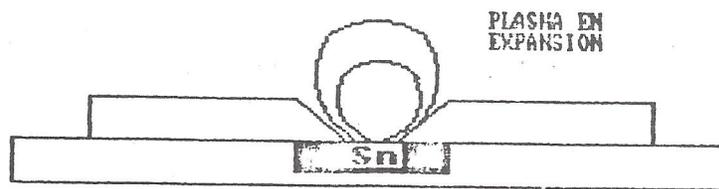


Figura 5. Sección transversal del porta-electodos del láser SPER.

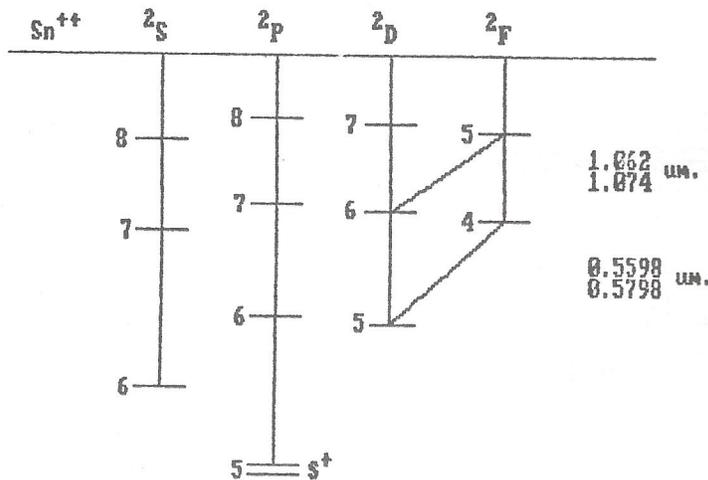


Figura 6. Transiciones Láser en Sn II.

Con lo que respecta al sistema de vacío se cuenta con una estación de vacío Balzers PWS 040 H (bomba mecánica doble acoplada a una de difusión) y una unidad de medición de vacío Balzers PKG 020 para mediciones de vacío hasta  $10^{-7}$  Torr.

Con el equipo anteriormente descrito se caracterizará la emisión Láser obtenida. Asimismo, se investigará el efecto de los parámetros del impulso eléctricos (anchura de pulso, tiempo de frente, tiempo de cola y corriente pico), planos de polarización, y geometría del sistema Láser.

### CONCLUSIONES

Se resumieron los conceptos teóricos y las condiciones para la amplificación estimulada de radiación por un plasma en recombinación. Se propuso una modificación al diseño de los Láseres tipo SPER publicados, la cual consta de la introducción de un dieléctrico entre los microelectrodos y un sustrato ranurado con un par de biseles que permite incrementar las dimensiones de los microelectodos, manteniendo la sección de descarga reducida. Se pretende finalmente determinar los parámetros óptimos para la construcción de Láseres en varias longitudes de onda en el espectro visible. Asimismo se estudia la posibilidad experimental de construir un Láser SPER con emisión simultánea preferencial en los tres colores primarios de modo que el resultado sea radiación Láser de apariencia "blanca".

### REFERENCIAS.

- [1] N.D'Angelo. Phys. Rev. 121(2), 505, 1961.
- [2] L.I. Gudzenko and L.A. Shelepin. Sov.Phys, JEPT 18(4), 948, 1964.
- [3] L.I. Gudzenko, Yu, K. Zentsov, and S.I. Yakovlenko. Sov. JEPT Lett 12, 167, 1970
- [4] L.I. Gudzenko, V.V. Evstigneev and S.I. Yakovlenko. Sov. J. Quan. Elect. 4(9), 1148, 1975.
- [5] L.I. Gudzenko, L.A. Shelepin and S.I. Yakovlenko. Sov. Phys. Usp. 17(6), 848, 1975.
- [6] E. Hinnov and J.G. Hirschberg. Phys. Rev. 125(3), 795, 1962.

- [7] E.L. Latush and M.F. Sem. *Sov.J. Quant. Electron.* 3(3), 216, 1973.
- [8] W.T. Silvfast, L.H. Szeto and O.R. Wood II. *Appl. Phys. Lett.* 36(8), 615, 1980.
- [9] W.T. Silvfast and R.O. Wood II. *Opt. Lett.* 7(1), 34, 1982.
- [10] "Recombination" cap. 4 de *Principles of Laser Plasmas* M.A. Biondi, editor: G.Bekefi, J. Wiley & Sons.
- [11] *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines I.I. Sobelman, L.A. Vainshtein and E.A. Yukov* Springer-Verlag 1981.
- [12] D.R. Bates, A.E. Kingston, and R.W.P. McWhiter. *Proc. Soc. Lond. A* 267, 297/ A 270, 155, 1962.
- [13] W. W. Jones and A.W. Ali. *Appl. Phys. Lett.* 26(8), 451, 1975
- [14] L.M. Biberman, I.T. Yakubov, and V.S. Varob'ev. *Proc. IEEE* 59(4), 555, 1975.
- [15] C.B. Collins. *Phys. rev.* 175(1), 160, 1968.
- [16] V.S. Vorob'ev. *Sov. Phys. JETP* 24(1), 218, 1967.
- [17] Gurevich, L.P. Pitaevskii. *Sov. Phys. JEPT* 19(4), 870, 1964
- [18] S. Byron, R.C. Stabler, and P.I. Bortz. *Phys. Rev. Let.* 8(9), 376, 1962.
- [19] A.A. Kudryavtsev and V.N. Skrevov. *Opt. Spect. (URSS)*, 57(5), 492/57(2), 130, 1984
- [20] A.A. Kudryavtsev, V.N. Skervov, and T.L. Tkachenko. *Opt. Spect. (URSS)*, 58(3), 420, 1985.
- [21] A.A. Kudryavtsev, V.N. Skrebov, and T. L. Tkachenko. *Opt. Spect. (URSS)*, 52(4), 370, 1982.
- [22] P. Mansbach and Keck. *Phys. Rev.* 181(1), 275, 1969.
- [23] J.L. Lawless. *J. Appl. Phys.* 55(9), 3226, 1984.
- [24] *Principles of Lasers.* O. Svelto. Plenum Press 1979.
- [25] A.A. Isaev and G.G. Petrash. *Proc. P.N. Lebedev Phys. Inst. Vol.81.*
- [26] V.V. Zhukov, E.L. Latush, V.S. Mikhalevskii and Sem. *Sov. J. Quant. Elect.* 7(6), 704-708, 1977.
- [27] S.V. Antipov, M.V. Nezhlin, E.N. Snezhkin and A.S. Trubnikov. *Sov. Phys. JEPT* 38(5), 931, 1974
- [28] C.B. Cunningham, S.M. Curry, B.W. Johnson, and M. Stockton. *Appl. Phys. Lett.* 24(5), 245, 1974.
- [29] Yu. I. Syts'ko and S.I. Yakovlenko. *Sov.J. Quant. Elect.* 5(4), 364, 1975.
- [30] J.J. Rocca. *Appl. Phys. Lett.* 47(1), 1145, 1985. *IEEE J. Quant. Elect.* QE-22(4), 509, 1986.
- [31] J.J. Rocca, H.L. Mancini, and B. Wernsman. *IEEE J. Quant. Elect.* WE-22(4), 509, 1986.
- [32] L.I. Gudzenko, M.V. Nelzlin, and S.I. Yakovlenko. *Sov. Phys. Tech, Phys.* 18(9), 1218, 1974.
- [33] R. J. DeYoung, W.E. Wells, G.H. Miley and J.T. Verdeyen. *Appl. Phys. Lett.* 28, 519, 1976
- [34] G. W. Cooper and J.T. Verdeyen. *J. Appl. Phys.* 48 (3), 1170, 1977
- [35] L.I. Gudzenko, V.S. Marchenko, and S.I. Yakovlenko. *Sov. J. Quant. Elect.* 7(6), 775, 1977.
- [36] O.R. Wood II, J.J. Macklin, W.T. Silvfast. *IEEE Journ. Quant. Elect.* QE-21(10), 1714, 1985.
- [37] G.J. Pert and S.A. Ramsden. *Opt. Comm.* 11(3), 270, 1974.
- [38] P. Jaegle. *La Recherche* 184, 1987.
- [39] P. Jaegle, G. Jamelot, A. Carillou, A. Klisnick, *J.O.S.A. B* 4(4), 745, 1967.
- [40] L.I. Gudzenko, S.S. Filippov, and L.A. Shelepin. *Sov. Phys. JEPT* 24(4), 745, 1967.
- [41] E.M. Campbell, R.G. John, W.F. Von Jaskowsky and K.E. Clark.
- [42] E. Fischer, T. Kopiczynski, Z. Rozkwintski and F.K. Kneubuhl. *Appl. Phys. B*, 38, 79, 1985.
- [43] E.L. Latush and M.F. Sem. *Sov. Phys. JETP* 37(6), 1017, 1983.
- [44] M.S. Butler and J.A. Piper. *Appl. Phys. Lett.* 42(12), 1008, 1983.
- [45] M. Brandt. *Appl. Phys. Lett.* 42(2), 127, 1983.

- [46] E.K. Karabut, V.F. Krovchenko, V.S. Mikhalevskii and A.P. Shelepo. Sov. Quant. Elect. 5(11), 1371, 1976.
- [47] V.V. Zhukov, E.L. Latush, V.S. Mikhalevskii, and M.F. Sem. Sov. J. Quant. Elect. 5(4), 468, 1975.
- [48] W.T. Silvfast, L.H. Szeto and O.R. Wood II. Appl. Phys. Lett. 37(7) 500, 1980.
- [49] R.K. Thareha abd A. Khare. Opt. Lett. 12(1), 28, 1987.

# ESTUDIOS DE PELICULAS ANTIRREFLECTORAS DE MgF<sub>2</sub>.

H. Márquez, E.Rivera\*

Depto. de Optica, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada, Apdo.Postal 2732  
Ensenada B.C., México.

\* Depto. de Investigación y Desarrollo, CALIPO S.A., Apdo. Postal 2954, 22800 Ensenada B.C., México.

Artículo recibido por el comité editorial en Agosto 1991

## RESUMEN

Utilizando técnicas de control de calidad recomendadas por la MIL-C-675C[6] para películas antirreflectoras, se estudia la influencia del tratamiento térmico y temperatura del sustrato sobre las propiedades ópticas, estructurales y mecánicas de una película  $\lambda/4$  de MgF<sub>2</sub>. Se presentan los resultados obtenidos en películas depositadas a una temperatura del sustrato de 30°C y 300°C. Las pruebas fueron sobre resistencia a la abrasión, dureza, adherencia, contenido de vapor de agua, eficiencia óptica y evaluación de la película por un interferómetro Zygo.

## ABSTRACT

Using quality control techniques per MIL-C675C[6] for antireflection films we study the influence of heat treatment on the optical, structural and mechanical properties of a quarter wave film of MgF<sub>2</sub>. We show the results of films deposited at a substrate temperature of 30°C and 300°C. Tests were done on the resistance to abrasion hardness, adherence, water vapor content and optical efficiency. Quality evaluation was done using a Zygo interferometer.

## INTRODUCCION

La realización de este trabajo forma parte del proyecto de Películas Delgadas que se realiza en el CICESE. Este proyecto tiene como finalidad establecer las condiciones que permitan desarrollar depósitos de películas delgadas con aplicaciones a la óptica que puedan sustituir parcialmente a los dispositivos ópticos a base de películas delgadas de origen extranjero. En este trabajo se presenta un estudio sobre películas antirreflectoras de MgF<sub>2</sub>.

Las películas delgadas ( $\lambda/4$ ) de MgF<sub>2</sub> son muy utilizadas como películas antirreflectoras de una sola capa ó como componente de bajo índice de refracción en filtros de multicapas [1]. Estas películas son preparadas por evaporación térmica en alto vacío y deben tener los siguientes requisitos: alta transparencia, índice de refracción definido, buena estabilidad química y mecánica, y adecuada estabilidad a los cambios de temperatura e irradiación [2].

El MgF<sub>2</sub> se considera el material más durable para la producción de películas antirreflectoras de una sola capa y es usado sobre diversos materiales ópticos: cuarzo, vidrio, calcita, etc. Las películas de MgF<sub>2</sub> casi no presentan absorción en el espectro visible y la dispersión es muy pequeña [3].

El índice de refracción de materiales dieléctricos depende de varios factores:

- Estructura cristalina.- Con el mismo material se pueden obtener diferentes índices de refracción debido a estructuras cristalinas diferentes. Las películas de MgF<sub>2</sub> muestran una muy marcada dependencia de el índice de refracción sobre la temperatura del sustrato: éste varía entre 1.32 y 1.39 dependiendo de la temperatura del sustrato.
- Tamaño de grano, densidad de empaquetamiento y efecto de absorción de vapor agua.- Las películas de fluoruros tienden a formar películas con densidades de empaquetamiento más bajas si no son depositadas sobre sustratos calentados. Las películas de MgF<sub>2</sub> depositadas sobre sustratos no calentados, tienen una densidad de empaquetamiento de .74%. Incrementando la temperatura del sustrato, la densidad de empaquetamiento y consecuentemente el índice de refracción aumenta. A aproximadamente 300°C una densidad de empaquetamiento alta y el índice de al menos 1.38 son logrados. La figura 1 muestra el índice de refracción y la densidad de películas de MgF<sub>2</sub> como una función de la temperatura del sustrato [1].

La densidad de empaquetamiento (p) es definida como la razón de la densidad de la película (f) a la densidad volumétrica del material (m) y está relacionada al índice de refracción[2], por la ecuación (1):

$$P = \frac{f}{m} = \frac{n_f^2 - 1}{n_f^2 + 2} \cdot \frac{n_m^2 + 2}{n_m^2 - 1} \quad (1)$$

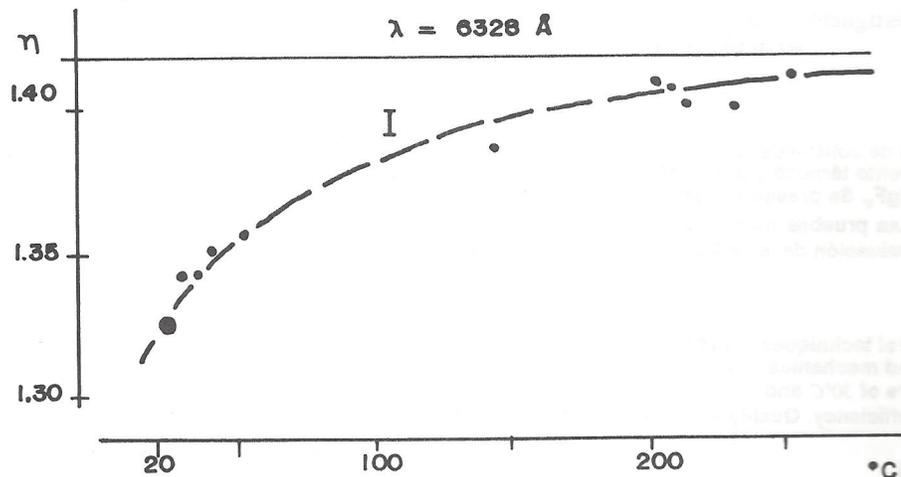


Fig. 1 Variación del índice de refracción de una película  $\lambda/4$  de  $MgF_2$  depositada sobre sustratos a temperaturas diferentes [1].

donde  $n_f$  y  $n_m$  son los índices de refracción del material en película y en volumen. La causa de una reducción en la densidad de empaquetamiento aparece como un efecto estructural o una incorporación de gas en la película o como soluciones múltiples de moléculas de vapor como moléculas de gas durante el transporte desde la fuente a el sustrato. Incrementando la temperatura del sustrato normalmente incrementa la densidad de empaquetamiento.

### TEORIA

Considerémos que la película es de un espesor óptico  $\lambda/4$  para alguna longitud de onda ( $\lambda$ ) de interés. Generalmente, se escoge una longitud de onda de centrado en 550 nm para aplicaciones en el visible y 850 nm para aplicaciones en el infrarrojo; debido a que estas películas tienen un rango de funcionalidad óptica adecuado de alrededor de 300nm. Si  $n_o$  denota el índice de refracción del medio externo a esta longitud de onda,  $n_f$  y  $n_s$  con los índices de la película y del sustrato respectivamente. Entonces, para incidencia normal a esta longitud de onda, la reflectancia de la superficie esta dada por la ecuación 2):

$$R = \left( \frac{n_o n_s - n_f^2}{n_o n_s + n_f^2} \right)^2 \quad (2)$$

Sin importar el estado de polarización de la radiación incidente [4]. Lo cual, se puede apreciar, será igual a cero cuando:

$$n_f^2 = n_o n_s \quad (3)$$

La criolita ( $n= 1.35$ )  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$  y la ciolita ( $n= 1.38$ ) son materiales de índices de refracción bajos, similares al del  $\text{MgF}_2$ . Como consecuencia que el fluoruro de magnesio es más durable, se usa con más frecuencia sobre substratos de vidrio, cuarzo y calcita. Las tres películas tienen índices de refracción que son todavía un tanto grandes para satisfacer la Ec. (3) A pesar de éello, una sola capa  $\lambda/4$  de  $\text{MgF}_2$ , reducirá la reflectancia del substrato de alrededor del 4% a un poco más del 1% por superficie, sobre el espectro visible [5].

## EXPERIMENTO

Las películas investigadas fueron obtenidas por evaporación térmica usando substratos de vidrio y calcita. Se utilizó un equipo de evaporación en vacío Edwards de 12", trabajando a  $10^{-5}$  torr; utilizando materiales de 99.99% de pureza (Balzers), evaporados empleando cestillas de tántalo. La temperatura del substrato fué de  $30^\circ\text{C}$  y  $300^\circ\text{C}$  la cual fué mantenida constante durante la evaporación.

Se utilizó la técnica de monitoreo óptico para controlar el espesor de la película depositada en el substrato. Esta técnica consiste en iluminar el substrato de referencia con una fuente estabilizada adecuada (lámpara de Tungsteno) y un detector analizando la luz transmitida o reflejada, para obtener la mayor seguridad de este método, la variación de la reflectancia con el espesor óptico fué registrada mediante una graficadora conectada al detector Oriel utilizado. Con este método un operador entrenado puede obtener películas con un error menor del 5%. La temperatura del substrato fué medida utilizando un termopar de Chromel-Alumel con un error menor al 5%. Las medidas de la transmitancia espectral fueron realizadas en espectrofotómetros Perkin-Elmer 330 y 1330.

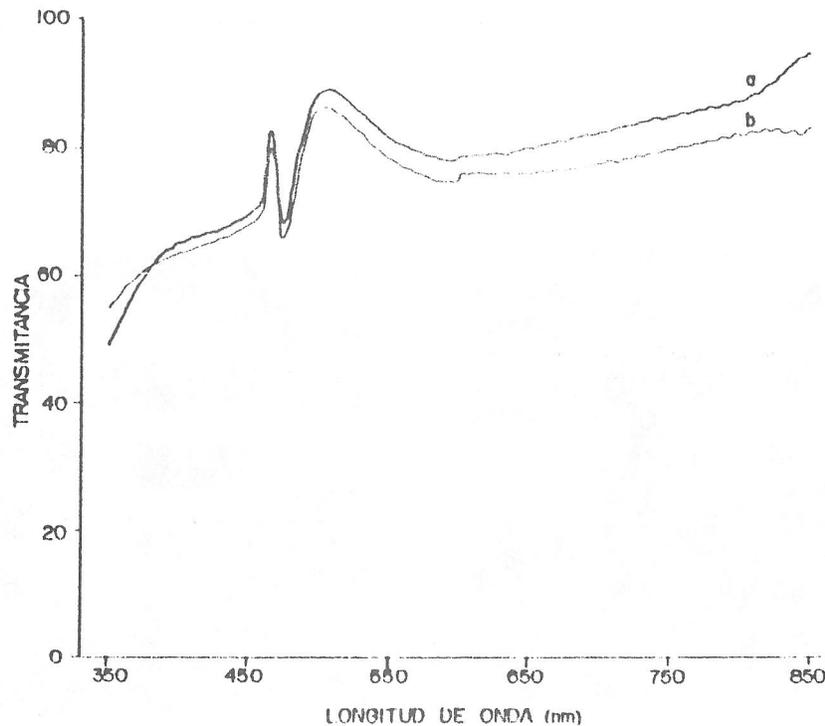


Fig.2 Transmitancia espectral de un cubo de calcita óptica de 1 cm x 1 cm x 3 cm. a) Con películas antirreflectoras  $\lambda/4$  de  $\text{MgF}_2$  centrada en 850 nm en ambas caras. b) Sin películas antirreflectoras.

## RESULTADOS

El primer criterio de evaluación de la película de  $MgF_2$  fué verificar su función de antirrefleitora para ésto se determinó la transmitancia espectral de un cubo de calcita óptica con y sin películas antirreflectoras. Las curvas espectrales obtenidas se muestran en la Fig.2, de donde se puede apreciar que la transmitancia aumenta de un 83% a un 95% por efecto de los recubrimientos en la longitud de onda que es centrada la película.

Posteriormente se procedió a evaluar las propiedades físicas de la película (resistencia a la abrasión, adherencia, resistencia ambiental) por los criterios propuestos en las especificaciones militares de E.U.A. para control de calidad de películas antirreflectoras [6].

La temperatura del sustrato provee un gran efecto sobre las propiedades físicas de la película. Las películas  $\lambda/4$  de  $MgF_2$  depositadas en sustratos a  $30^\circ C$  son de escasa dureza, adherencia y son deterioradas fácilmente al intentar limpiarlas con alcohol y/o acetona. Cuando las películas son depositadas en sustratos calentados previamente a  $300^\circ C$  pasan la prueba de adherencia de la cinta adhesiva y la prueba de resistencia a la abrasión utilizando un dispositivo con un borrador estandar sujeto a una fuerza entre 10 y 15 newtons de acuerdo con la especificación MIL-C-675C [6]. Esta película antirrefleitora es insoluble en agua, alcohol, acetona, detergentes y algunos ácidos excepto el HF.

Una ilustración de los efectos producidos por un estricto control de calidad se puede observar en los interferogramas obtenidos en un interferómetro Zygo, mostrados en la Fig.3, donde podemos observar que la resistencia a la abrasión de la película definida por [7]:

$$R = \left(1 - \frac{a}{A}\right) \times 100\% \quad (4)$$

donde  $a$  es el área donde la película ha sido completamente removida y  $A$  es el área sujeta a la abrasión; son de  $R=20\%$  para la figura 3a y  $R=100\%$  para la Fig. 3b.

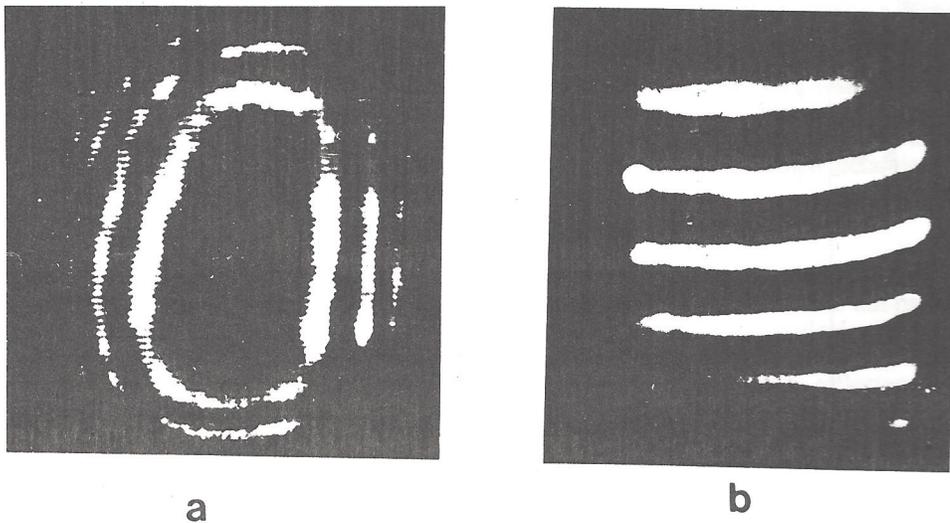


Fig. 3. Interferogramas para evaluar el deterioro de las películas  $\lambda/4$  de  $MgF_2$ . a) Película depositada sobre un sustrato a  $30^\circ C$  b) Película depositada sobre un sustrato a  $300^\circ C$

Por último se realizaron estudios en el infrarrojo para determinar la presencia de humedad en las películas. Se analizaron películas de  $MgF_2$  obtenidas sobre sustratos a temperaturas de  $30^\circ C$  y  $300^\circ C$ . Los espectros de transmitancia fueron medidos en un espectrofotómetro Perkin-Elmer infrarrojo 1330 y se muestran en la Figura 4; donde podemos observar un pico de absorción a  $3350\text{ cm}^{-1}$  en el cual es típico del agua [8], para películas depositadas sobre un sustrato a temperatura ambiente. Se intentó eliminar esta humedad con un tratamiento térmico, en un horno de baja temperatura, a  $115^\circ C$  durante 30 minutos con un resultado negativo. Tratamientos térmicos realizados a temperaturas de  $300\text{-}350^\circ C$  y 30 minutos de duración, dan resultados favorables, logrando películas sin humedad. Esta absorción debido al contenido de vapor de agua de la película está ausente en películas depositadas sobre sustratos a  $300^\circ C$  (Fig.4a).

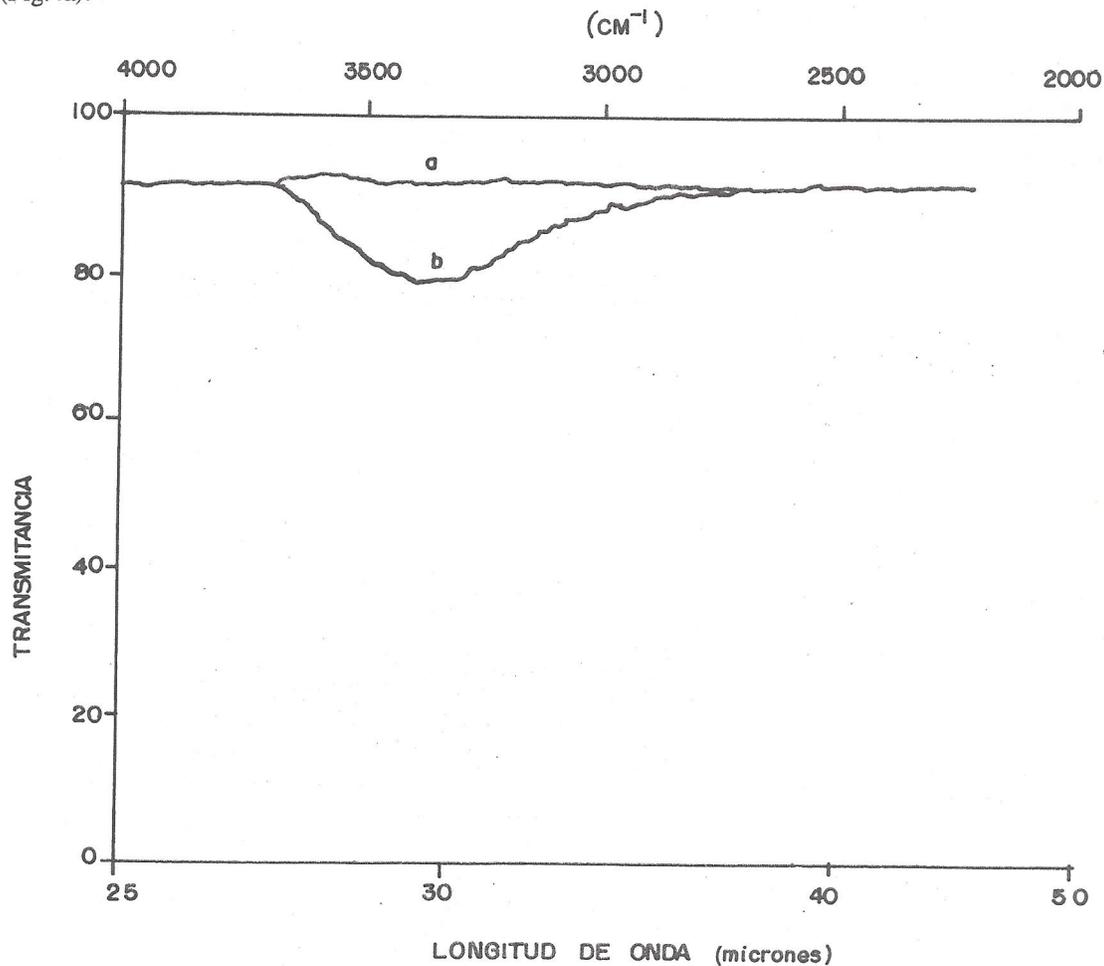


Fig.4. Transmitancia espectral de una película  $\lambda/4$  de  $MgF_2$  depositada en un sustrato a una temperatura de a)  $300^\circ C$  y b)  $30^\circ C$

### CONCLUSIONES

Los resultados logrados al obtener un incremento promedio, en el rango de funcionalidad, del orden del 6% en la transmitancia espectral de un elemento óptico con películas  $\lambda/4$  de  $MgF_2$ , en las caras de entrada y salida, son altamente satisfactorios para su función de antirreflectoras. Es evidente el efecto producido por la temperatura del sustrato sobre las propiedades de la película de  $MgF_2$ : a) cuando se deposita la película sobre un sustrato a temperatura ambiente, tiene una densidad de empaquetamiento reducida y durante la exposición al aire absorben vapor de agua, llenándose sus huecos con moléculas de agua ( $n= 1.33$ ). En consecuencia una disminución del índice de refracción y propiedades

mecánicas es observada; b) cuando se deposita la película sobre un sustrato a  $300^{\circ}\text{C}$ , se obtiene alta densidad de empaquetamiento y las propiedades de resistencia a la abrasión dureza y adherencia son altamente incrementadas, logrando alcanzar los estándares militares MIL-C-675 [6] de control de calidad para películas antirreflectoras. Los espectros en el infrarrojo revelan que estas películas no presentan absorción de agua. Efectos similares son obtenidos por un tratamiento térmico a  $350^{\circ}\text{C}$  durante 30 minutos para películas depositadas a temperatura ambiente.

#### REFERENCIAS

- [1]. D. Hacman, *Optica Acta*, 1970, Vol. 17, No.9 Pag. 659-666
- [2]. G. Hass y Et. Al., *Physics of thin films*, 1975, Vol.8 Pag.2-6 Ed.Ac.Press.
- [3]. G. Hass y Et. Al., *Physics of thin films*, 1964, Ed. Ac. Press
- [4]. Melles Griot Optics Guide 5 Pag.4-10,4-14 1991.
- [5]. E.Hecht and A. Zajac, *Optica*, pag. 334; 1977 Ed. Fondo Educativo Interamericano
- [6]. Military Specification for coating anti-reflection, USA Mil-C-675C Sep 1982, pag.1-16
- [7]. H.A. Macleod, *Thin Film Optical Filters*, Ed. American-Elsevier 1969, pag. 254
- [8]. Maisser and Glang, *Handbook of Thin Technology*, Ed. McGraw-Hill, 197, pag.11-42

# SISTEMAS TELESCOPICOS PARA DEBILES VISUALES

C. Menchaca, D. Malacara H.  
Centro de Investigaciones en Optica, A.C.  
Apdo. Postal # 948, León, Gto., 37000. México.  
Artículo recibido por el comité editorial en Agosto 1991

## RESUMEN

Se presenta el diseño de un telescopio de tipo Galileano para ser usado fundamentalmente por personas con poca resolución visual y que puede ser adaptado tanto para vista lejana como cercana. Las aplicaciones del dispositivo diseñado y sus repercusiones, tanto en el contexto tecnológico como en el social del país, son comentadas.

## ABSTRACT

We present a Galilean Telescope System designed with capability for both, far and near vision, for low vision patients. The system applications and its technological and social benefits are also commented.

## INTRODUCCION

El número de personas con una resolución visual subnormal, llamadas débiles visuales, es muy alto en nuestro país, pues se estima que una de cada mil personas muestra este síntoma por causas tan variadas como lo son las cataratas, el glaucoma, la atrofia pupilar, la retinosis pigmentaria, entre otras. Este fenómeno resulta preocupante porque debido a su problema visual, estas personas se encuentran relegadas a una vida de completa dependencia y alejados de una vida productiva al igual, prácticamente, que un ciego. En la Cd. de México estas personas son tratadas en centros como el Módulo Optoaudiométrico de Naucalpan y el Instituto de Débiles Visuales en Coyoacán. La atención fundamental que reciben en estos centros es la adaptación de diferentes dispositivos ópticos para tratar de aumentar el poder resolutor de su ojo. Estos dispositivos van desde una lente simple hasta telescopios, algunos de los cuales se construían en el mismo Módulo Optoaudiométrico utilizando diseños un tanto inadecuados y de bastante mala calidad óptica, y otros eran traídos del extranjero. Sin embargo, el precio actual en dólares de estos últimos los pone fuera del alcance de la mayoría de estos enfermos, por lo cual ya no se importan.

En este artículo se presenta el diseño de un sistema telescópico del tipo Galileano de amplificación 2x, así como las especificaciones de su calidad óptica. La construcción de estos sistemas en el Centro de Investigaciones en Optica, (Menchaca y Malacara, 1988) permitirá a un gran número de débiles visuales integrarse a una vida activa en sociedad, y desenvolverse por sí mismos.

El diseño del telescopio presentado, además de trabajarse a distancias lejanas, puede ser adaptado para trabajar también a distancias cortas, la que permite realizar actividades tan comunes como lectura, escritura, costura, etc. Estos sistemas así enfocados, han despertado el interés de dentistas y microcirujanos, que podrían usarlos a manera de lupas de alta potencia.

## CONDICIONES EN EL DISEÑO DEL TELESCOPIO

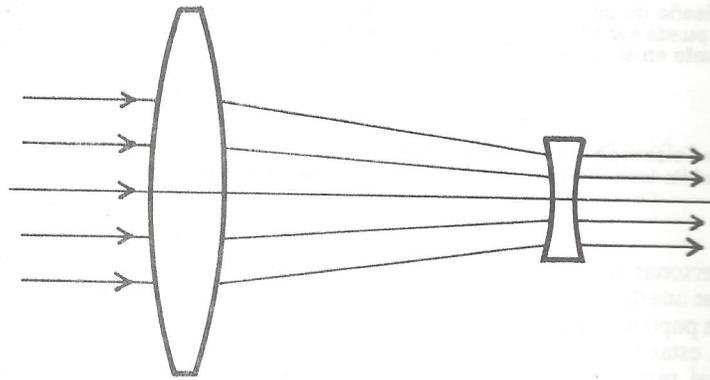
EL efecto directo de un telescopio sobre el objeto observado es el de amplificarlo, de manera que la imagen que es captada por el ojo mayor y podrá ser resuelta por el ojo del débil visual. Sin embargo, no sólo se desea amplificar la imagen, sino que también permanezca derecha, lo cual indica que el telescopio adecuado es el del tipo Galileano, como el que se muestra en la Fig.(1).

Estos telescopios, además, deben diseñarse tomando siempre en cuenta que van a ser usados en forma fija por estas personas y, por lo tanto, deben caracterizarse principalmente por la comodidad de manejo y calidad óptica, lo cual repercute en forma definitiva en su diseño.

Considerando esto un compromiso, en el diseño del telescopio que se presenta se tuvieron bajo consideración las siguientes restricciones: peso y longitud del sistema mínimos, aberraciones por debajo de la resolución del usuario y campo de vista máximo.

Para obtener resultados favorables se estudiaron los efectos de mayor influencia en los parámetros anteriores, con lo cual se determinará que las medidas a tomar deberían ser las siguientes: primeramente, en virtud de que un factor que repercute fuertemente en el peso del sistema es la longitud de éste, al minimizar la longitud estaremos minimizando también el peso. Otro factor será el espesor y diámetro de las lentes que lo componen, y como entre menor sea su espesor menos pesará la lente, es necesario fijar el espesor mínimo de cada lente, de forma tal que sea posible fabricarlas. Lo mismo sucede con el diámetro de las lentes, pues entre menor sea aquél, menor será el peso de éstas.

Sin embargo, el diámetro no lo podemos reducir tanto como se quisiera, ya que al reducir el diámetro se reduce también el campo de vista. Por esta razón una vez fijo el campo de vista que se desea, se pasó a determinar el tamaño mínimo necesario de las lentes.



Telescopio Galileano

Fig. 1 Diagrama de un telescopio del tipo Galileano, formado por el objetivo que consiste en una lente positiva y el ocular, en una negativa.

Con las consideraciones anteriores, la longitud del sistema ya sólo dependerá, entonces, de la separación entre el objetivo y el ocular. Dicha separación está en función de la diferencia entre las distancias focales posteriores del objetivo y el ocular, como se muestra en la Fig. (2), y podríamos concluir que al disminuir la distancia focal del objetivo, la separación también disminuirá. Pero como la amplificación total del sistema depende además de la relación entre estas distancias focales, no la podemos disminuir sin disminuir la amplificación. Sin embargo, diseñando el objetivo en forma de menisco, como se muestra en la Fig.(3), se puede disminuir la distancia focal posterior sin modificar la distancia focal efectiva del objetivo.

En segundo lugar, debemos cuidar que las aberraciones del sistema estén por debajo de la resolución visual del usuario para que ésta pueda tener una imagen clara. Para fijar qué valor de las aberraciones es aceptable, haremos una comparación con un binocular comercial (sistema telescópico Galileano), que es usado por personas de vista normal. Estos binoculares, en promedio, tienen una aberración en el extremo del campo de aproximadamente 8' de arco. Si consideramos que la resolución del ojo de una persona sin problema visual alguno es de 1' de arco y que estos binoculares les proporcionan una imagen de buena calidad, podemos hablar de una aberración de 10' de arco en el extremo del campo de vista para nuestro telescopio Galileano, sin que ésta sea percibida por el usuario. Para lograr el mínimo de aberración se diseñó el objetivo no como una lente, sino como un doblete, con lo cual se logró bajar las aberraciones.

Por último, tenemos que un sistema telescópico Galileano proporciona un campo de vista pequeño, debido a que la imagen de la abertura de entrada se encuentra dentro del sistema. Para que el usuario pudiera tener un campo amplio tendría que colocar su ojo en esa posición, lo cual no es posible. El diámetro del campo depende del diámetro del objetivo y de la posición del ojo con respecto al ocular, entre más cerca esté el ojo del sistema, mayor campo de vista se tendrá. Por lo tanto lo único que podemos hacer para obtener un campo amplio es darle un diámetro lo más grande posible al objetivo, el cual está también determinado por el peso.

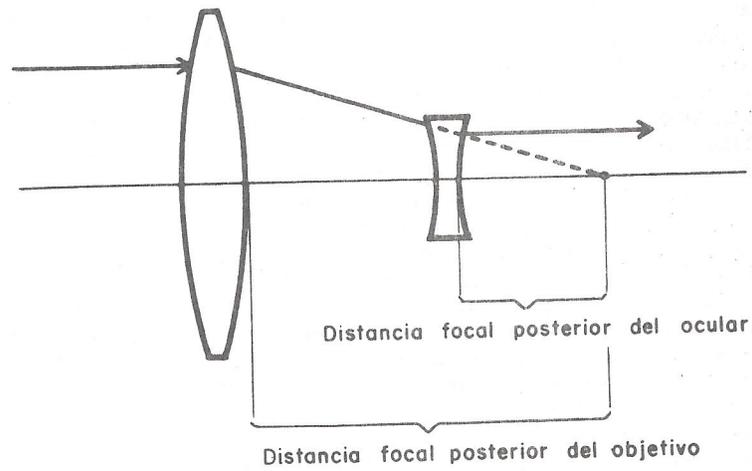
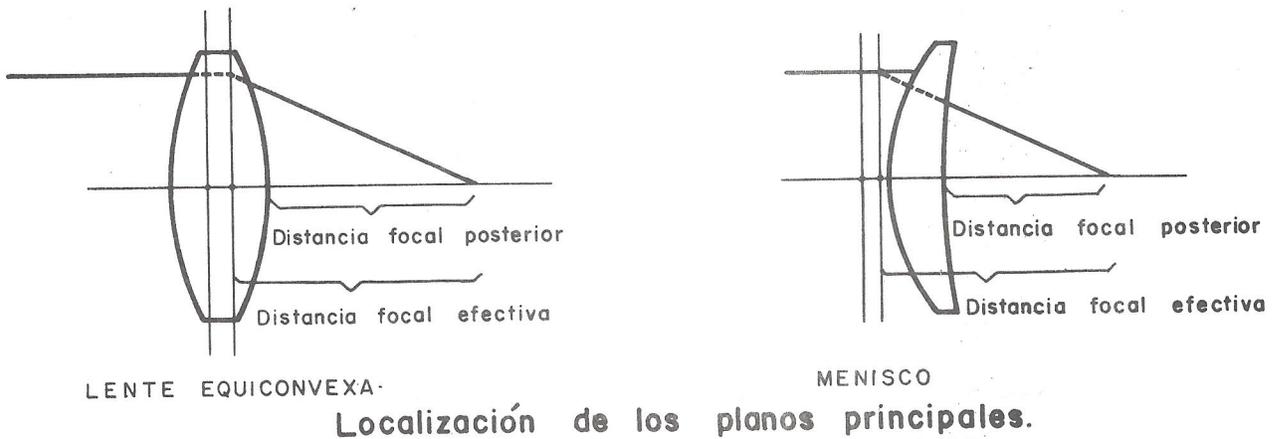


Fig. 2 Diagrama que muestra la separación relativa entre el objetivo y el ocular de un telescopio Galileano, en función de las distancias focales posteriores de estos



LENTE EQUICONVEXA

MENISCO

Localización de los planos principales.

Fig.3 Definición de los planos principales de dos lentes de diferente forma: una lente equiconvexa y un menisco. En el menisco es claro que la distancia focal posterior es considerable menor que la distancia focal efectiva, la cual no sucede con la lente equiconvexa.

## DISEÑO DEL TELESCOPIO GALILEANO.

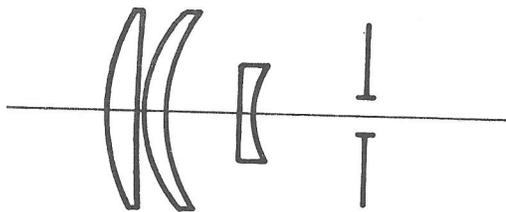
El diseño del telescopio Galileano se realiza en dos etapas: primero se optimiza el objetivo y posteriormente se ajusta el ocular para obtener una imagen bien definida en el plano de observación, con el mínimo de aberración posible.

Aunque se requiere diseñar el objetivo en forma independiente del ocular, es necesario desarrollar la optimización del primero estableciendo las condiciones de trabajo como si estuviera integrado al sistema, ya que de no ser así, tendríamos un objetivo trabajando excelentemente bajo otras condiciones, y al integrarlo al telescopio el resultado no será el esperado. Por lo tanto es muy importante determinar perfectamente las condiciones iniciales sobre las cuales se hará el diseño del objetivo, y para este caso son las siguientes: Debe captar el objeto de infinito y formar su imagen en el foco a una distancia del eje igual a la que formará cuando esté integrado al telescopio y la posición de la película debe estar en el lugar en que el objetivo "verá" la pupila del ojo.

Bajo estas restricciones se procede a diseñar el objetivo, el cuál tendrá una forma inicial y durante el proceso de optimización cambiará su forma hasta llegar a la forma óptima final. Inicialmente, el objetivo se había definido como un doblete acromático, sin embargo, en el proceso de optimización la lente negativa se transforma en positiva quedando el objetivo formado por dos meniscos positivos, lo cual hace menos forzado al sistema para proporcionar el campo de vista que se desea, disminuyendo también la longitud del sistema.

Con el objetivo ya optimizado, se procede a determinar la forma del ocular que compense al máximo las aberraciones producidas por el objetivo. Esto se realiza ajustando las curvaturas del ocular, sin modificar su potencia, de forma tal que la imagen quede lo mejor definida, en el rango de longitudes de onda en que el ojo tiene mayor sensibilidad.

Es necesario hacer la corrección de las aberraciones en todos los colores, sin embargo, esto no es posible debido a la presencia de la aberración cromática transversal. Pero, como se verá posteriormente, esto no empeora gravemente la imagen en las otras regiones del espectro.



Radio de Curvatura	Espesor	Medio
-1.30	0.20	SF15
$\infty$		
-2.32	1.03	AIRE
-1.95	0.30	SK4
-45.46	0.05	AIRE
-2.75	0.40	SK4
Distancia focal efectiva		300
Distancia focal posterior		600
Diámetro del objetivo		2.6
Diámetro del ocular		1.3
Diámetro del campo		15°
Amplificación		2X
Unidades		cms

Fig. 4 Parametros del sistema telescópico Galileano para debiles visuales, diseñado en el CIO, de amplificación 2X.

## PARAMETROS DEL TELESCOPIO GALILEANO

El sistema que se muestra en la Fig. 4 presenta una imagen perfecta en el eje, como se puede observar en el trazo de rayos de la Fig. 5. La aberración no excede el 1' de arco, por lo tanto esta aberración no será percibida por ningún ojo.

En la orilla del campo, las aberraciones no son tan pequeñas como en el caso axial, sin embargo la aberración no excede los 6' de arco, lo cual es difícilmente perceptible al ojo. Esto se observa claramente en la Fig.6 en la que se

representa el diagrama de manchas para las longitudes de onda de los colores rojo, amarillo y azul. La aberración cromática transversal se observa perfectamente, también se percibe la presencia de astigmatismo y coma, pero en grado menor.

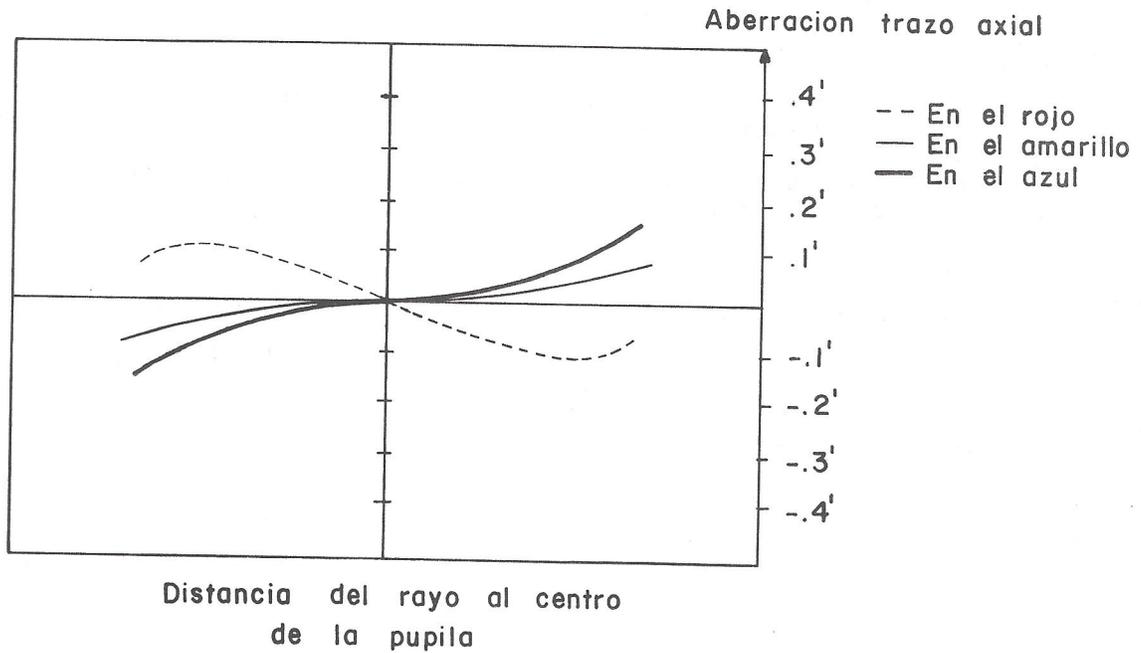


Fig. 5 Trazo axial correspondiente al diseño presentado en la Fig.4. El trazo para el objeto en el eje, se presenta para 3 longitudes de onda diferentes, correspondientes a los colores rojo, amarillo y azul. Como se muestra claramente, la aberración para esta posición del objeto presenta una mínima aberración.

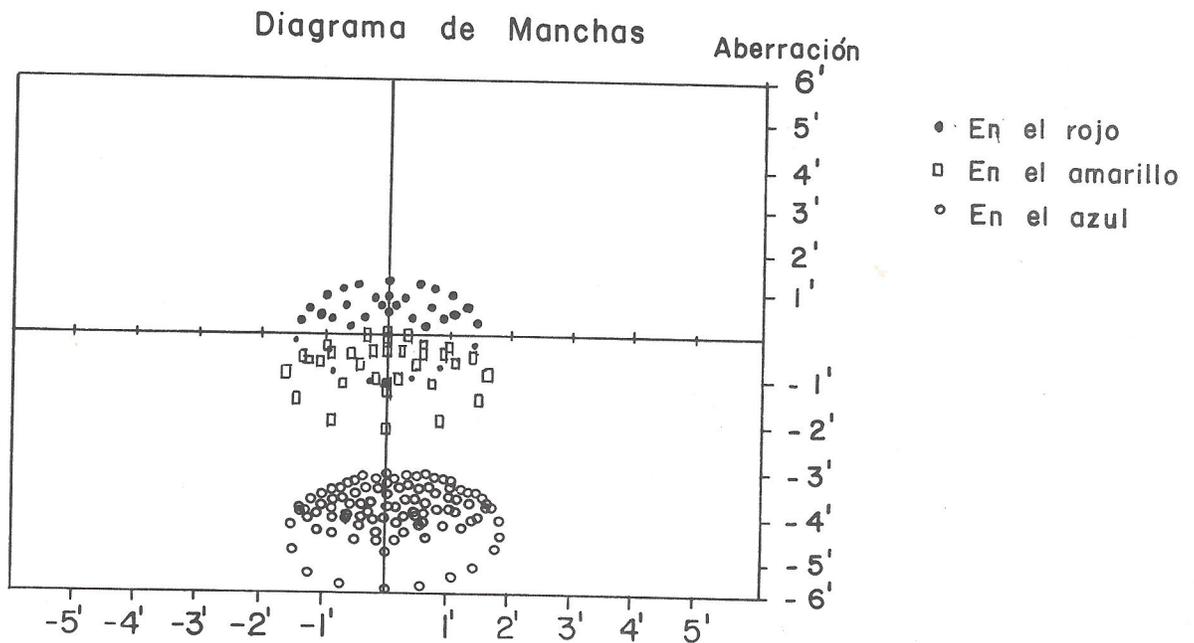


Fig.6. Trazo de rayos para un objeto en la orilla del campo, en las 3 longitudes de onda diferentes: en el rojo, en el amarillo y en el azul. En este trazo de rayos, la presencia de la aberración cromática es notoria.

### **SISTEMA TELESCOPIO GALILEANO AJUSTADO A VISTA CERCANA**

El sistema para vista cercana, se ajusta modificando la separación entre el objetivo y el ocular del sistema original, hasta enfocar la distancia que se desea. Este ajuste no es mayor a los 3 milímetros.

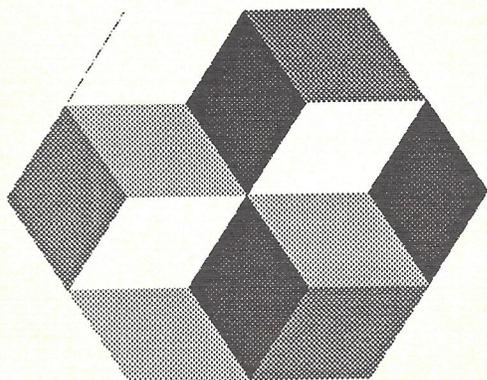
### **CONCLUSIONES.**

El diseño y construcción de estos sistemas en el CIO significa más un paso a la independencia tecnológica de nuestro país, ya que los sistemas aquí construídos trabajan en forma excelente y su precio está al alcance de cualquier persona que lo necesite.

Estos sistemas permitirán a una gran cantidad de personas integrarse a una vida de productividad e independencia, lo cual también repercute en el desarrollo de nuestro país.

### **REFERENCIAS.**

[1]. C. Menchaca and D. Malacara, Design of Galilean Type Telescope Systems, Appl. Opt., 27, 3715 (1988)



# IEBT

## INCUBADORA DE EMPRESAS CON BASE TECNOLÓGICA

Av Ruíz #1704, 22800 Ensenada, B.C.  
Tel. (667) 8 6850,8 6660

- SERVICIOS DE :  
ALBERGUE  
ASESORIA TECNOLÓGICA  
ASESORIA ADMINISTRATIVA  
ASESORIA FINANCIERA  
MERCADOTECNIA  
CAPACITACION



Edificio IEBT  
Av. Ruíz # 1703  
C.P. 22800, Ensenada, B.C.  
MEXICO  
Tel. (667) 868-50, 866-60, Ext.116  
FAX: (667) 864-44

CON APOYO DE LA INCUBADORA DE EMPRESAS  
CON BASE TECNOLÓGICA

HOLOGRAFIA

### TIPOS DE PRODUCTO

Se comercializan cuatro tipos de productos:

- Hogramas comerciales
- Hogramas originales o maestros
- Máquinas semiautomáticas para reproducción en serie de hogramas comerciales.
- Hogramas embosados o placas para reproducción en serie.

Los productos mencionados cuentan con las siguientes características: bajo costo, versatilidad de diseño, alta calidad y confiabilidad, fácil manejo de operación, estabilidad de funcionamiento y materia prima accesible.

### SERVICIOS

- Diseño de arte gráfica para obtener un holograma original.
- Capacitación en el manejo de la máquina replicadora.
- Mantenimiento.
- Venta de refacciones y materiales para la reproducción.

# INTERCOVAMEX

S.A. de C.V.

## vacío y caracterización de materiales

Representante en México de:



Lider desde 1819 en ESPECTROSCOPIA OPTICA: Redes de difracción, monocromadores y espectrógrafos, accesorios para mesa óptica, Dicógrafos circulares: elipsómetros, microRAMAN, Sistemas de Emisión de Plasma (ICP), Sistemas de Emisión de Chispa (SPARK), Sistemas para Glow Discharge Spectroscopy, Filtros ópticos y accesorios

Monocromadores, detectores CCD, PMT, RAMAN/FT, Fluorómetros, equipos para la preparación de muestras XRF, ICP...



Equipos y accesorios para vacío y ultra alto vacío



Microscopía de tunelaje y cátodos para SEM y TEM



Análisis de superficies y microsondas electrónicas

Consulte nuestro personal capacitado en Francia, Estados Unidos y México

**INTERCOVAMEX S.A. de C.V.**  
**Av. Oaxaca 80-503 06700 México, D.F.**  
**Tel. (5) 207-4508 Fax 208-3704**

L. MURILLO MORA  
CIO.