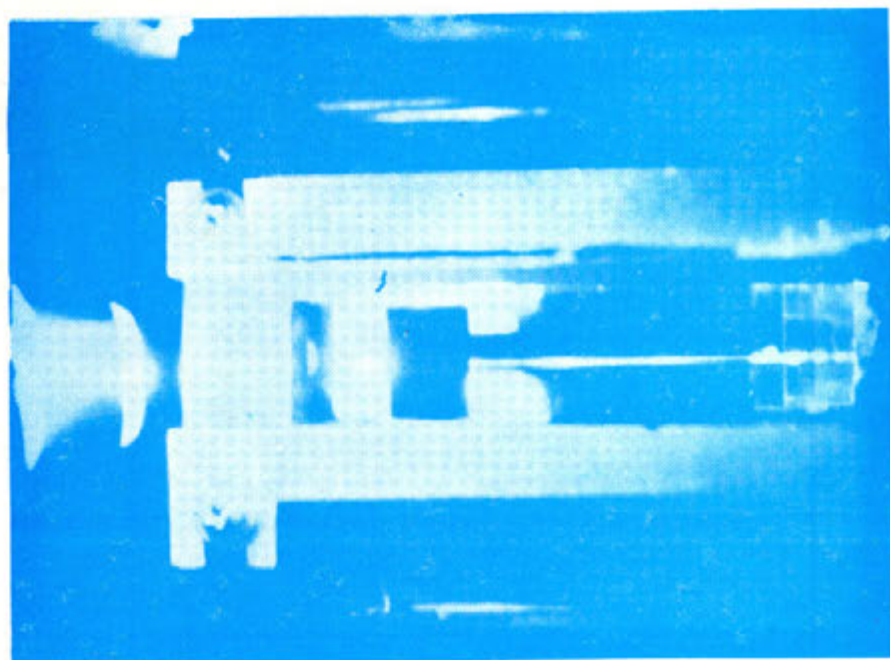


Noviembre 1991
Volúmen 1 Número 3

OPTICA

CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A. G.
BIBLIOTECA



La revista de la
Academia Mexicana de Optica

OPTICA

MESA EDITORIAL:

CICESE:

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

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

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

IFUNAM - LAB. ENSENADA:

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

INSTITUTO DE ASTRONOMIA:

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

CI-UNAM:

DR. Claudio Firmani

UNIVERSIDAD AUTONOMA IZTAPALAPA:

DR. Julio Rubio.
DR. Manuel Fernández Guastl.

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 Calixtó.
DR. Javier Sanchez Mondragón.

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: Gullermina Bernal Peralta

Enlace: Javier Camacho, David Salazar

En nuestra portada se presenta la propagación de la luz de una película de SiO y el mecanismo mediante el cual se controla el ángulo de incidencia de la luz para su acoplamiento en la guía de onda.

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, de Ensenada B.C. México, por habernos permitido hacer uso de su sistema de edición para la elaboración de éste medio de comunicación científica.

CONTENIDO

- 1 INDICE
- 3 EDITORIAL
- 4 LASERES
ESPECTROSCOPIAS LASER DE SUSTANCIAS DE INTERES BIOMEDICO.
MAYO VILLAGRAN MUÑIZ.
- 7 PRODUCCION DE IONES DE COBRE EN TRES CONFIGURACIONES DE CATODO HUECO.
V. ABOITES, S. ACOSTA, H. SANCHEZ, C. AGUILERA, A. MELCHOR.
- 11 MODELO DE VOLTAJE-CORRIENTE PARA TRES CONFIGURACIONES DE LASER TIPO CATODO HUECO; TEORIA Y EXPERIMENTO.
H. SANCHEZ, V. ABOITES.
- 17 DISEÑO DE UNA FUENTE DE EXCITACION PARA LASER TRANSVERSAL DE VAPORES DE COBRE.
C. AGUILERA,, A. MELCHOR.
- 22 DIFRACCION.
BLAZED GRATINGS IN DOUBLE DIFFRACTION SYSTEM.
PIOTR SZWAYKOWSKI.
- 24 FISICA MEDICA
TERAPIA FOTODINAMICA PARA LA DETECCION Y TRATAMIENTO DE TUMORES.
MAYO VILLAGRAN MUÑIZ.
- 27 OPTICA NO LINEAL
SELF -IMAGING IN OPTICAL FIBER.
PIOTR SZWAYKOWSKI.

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.

CONTENIDO

- 30 HOLOGRAFIA
CORRELACION OPTICA HOLOGRAFICA PARA LA MEDIDA DE
VARIACIONES DE FASE TRANSVERSALES
S. ZAVALA, D. TENTORI, C. FITZPATRICK.
- 33 INSTRUMENTACION
MEDICION DE LA CONSTANTE DE CONICIDAD DE UNA SUPERFICIE
ASFERICA.
E. LUNA, O. HARRIS
- 37 LASER DE N_2 CON CIRCUITO POLLONI
M.VILLAGRAN M
- 40 OPTICA INTEGRADA..
MEDICION DEL ESPESOR E INDICE DE REFRACCION DE PELICULAS
DELGADAS USANDO GUIAS DE ONDA OPTICAS.
D. SALAZAR, J. CAMACHO, H. MARQUEZ

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.

Editorial

HERIBERTO MARQUEZ B.

Este número especial de OPTICA se publican los trabajos presentados en la IV reunion anual de la Academia Mexicana de Optica celebrada en octubre de 1991 en la ciudad de México D.F.

En los trabajos se pueden apreciar algunas de las tendencias de investigación de las diferentes Instituciones participantes. Para el presente número contamos con artículos en las áreas de Laseres, Difracción, Fisica Medica, Optica No Lineal, Optica Integrada, Instrumentación y Holografía. Se agradece a los Investigadores que respondieron a la convocatoria de enviar sus trabajos en extenso, y queremos hacer una cordial invitación a todos los Investigadores de Optica, a que envíen sus artículos a nuestra Revista.

Queremos hacer patente nuestro agradecimiento a los talleres de impresión de la Universidad de Sonora y al patrocinio del centro de Investigación en Fisica (CIFUS) por las facilidades prestadas en la impresión de los tres números de Optica de 1991.

ESPECTROSCOPIAS LASER DE SUSTANCIAS DE INTERES BIOMEDICO*

Mayo Villagrán Muniz.

Centro de Instrumentos, UNAM.

Apdo. Postal 70- 186, México D.F., 04510.

* Apoyado por DAGPA-UNAM, proyecto # IN 106291.

RESUMEN

Se describe la instrumentación y aplicaciones de dos técnicas espectroscópicas: Fluorescencia Inducida por Láser -FIL- y Espectroscopia Optoacústica -EOA-, que se utilizan para caracterizar tejidos (por ejemplo en las angioplastias láser) y drogas de gran utilidad en la detección y tratamientos clínicos de diversos tumores.

Por medio de estas dos técnicas es posible tener información tanto de los procesos radiativos como de los no-radiativos que ocurren en las muestras luego de la excitación láser pulsada.

Se discuten las aplicaciones de estas técnicas en fotosensibilizadores de "segunda generación" in vitro.

INTRODUCCION

Hoy en día, los láseres han revolucionado muchas áreas de la ciencia y la tecnología, particularmente en Medicina se han realizado una gran cantidad de investigaciones en la interacción de éstos con los tejidos y los mecanismos celulares básicos, así como también en el desarrollo de instrumentación para aplicaciones clínicas. Las técnicas de espectroscopia óptica -tales como absorción y emisión atómica-, son usadas rutinariamente para el análisis de fluidos corporales.

Nuestro interés se centra en dos nuevas y prometedoras aplicaciones de los láseres como son la Terapia Fotodinámica⁽¹⁾ y la Angioplastia Láser, donde usando la FIL se abren nuevas posibilidades para la identificación de placas en arterias, solucionando el problema de perforación de las paredes sanas durante la recanalización.

La técnica de fluorescencia permite monitorear los procesos radiativos de desactivación que se llevan a cabo después de la excitación láser de las muestras, pudiendo determinar parámetros característicos de las mismas⁽²⁾.

Los mecanismos no radiativos de desactivación que no dan lugar a reacciones químicas generan, en última instancia, calor en la región localizada que ha sido excitada por la radiación incidente. Si la excitación tiene un carácter intermitente o periódico (láseres pulsados), este calor producirá variaciones de densidad en el medio, originando así, ondas de presión y por consiguiente ondas acústicas que se propagan fuera de la fuente y que pueden ser detectadas mediante un transductor apropiado (EOA)⁽³⁾.

ASPECTOS FISICOS DE LAS TECNICAS ESPECTROSCOPICAS

Muchas moléculas orgánicas pueden ser identificadas por sus características luminiscentes después de haber sido excitadas por radiación visible o cercana UV⁽²⁾.

Si bien con la fluorescencia es posible obtener información relevante de los procesos radiativos, la técnica de detección

fotoacústica permite la medida indirecta del calor generado en los procesos de desactivación no radiativos, producidos luego de la absorción de fotones de algún estado resonante de un átomo o molécula. La naturaleza de las transiciones no radiativas es un aspecto fundamental de la interacción radiación-materia que representa, de por sí, un asunto de interés más allá del sistema particular bajo estudio.

En el caso de las moléculas orgánicas la absorción de radiación electromagnética, da lugar a una gran variedad de procesos, los que pueden interpretarse en términos de interacción entre estados excitados. Los mecanismos de transformación de la energía que no involucran cambios químicos y que denominamos procesos fotofísicos, tienen su origen, en muchos casos, en estados singuletes de corta vida (ns). En estos casos, el estudio de la cinética de formación y desactivación de dichos estados requiere el empleo de altas potencias de excitación y pulsos de corta duración. Los láseres, y en especial los láseres pulsados, resultan entonces una de las herramientas más apropiadas para abordar este tipo de problemas.

La fotoacústica es básicamente una técnica calorimétrica que resulta un complemento excelente de las espectroscopias de absorción y fluorescencia y permite una medida directa de los canales de desexcitación no radiativos de las especies excitadas. Como técnica espectroscópica posee una alta relación señal/ruido basada en la naturaleza diferente de la excitación (óptica) y la detección (acústica). Las ondas acústicas registradas se encuentran retrasadas en el tiempo respecto de la radiación óptica, debido a que las velocidades con las que atraviesan el medio ambas señales hasta llegar al detector, son muy diferentes. En general resulta una técnica no destructiva, adecuada para obtener información cualitativa y cuantitativa de las propiedades ópticas y de las características fotofísicas en medios tales como polvos, coloides y suspensiones y en materiales opacos como son los de nuestro interés en el estudio de diversos tejidos y drogas adheridas a tumores⁽¹⁾.

INSTRUMENTACION

Para las experiencias de FIL es necesario un láser de excitación, un arreglo óptico para coleccionar la fluorescencia emitida por la muestra, un sistema dispersor, y un fotodetector.

Hemos registrado espectros de fluorescencia inducida en muestras de tejido sano y ateroscleroso. En estas experiencias hemos podido reproducir los espectros reportados⁽⁴⁻⁵⁾ y eliminar ciertas discrepancias entre los mismos. Para ello hemos utilizado un láser de N₂ ($\lambda=337.1$ nm) de 1.17 mJ con pulsos menores de 1 ns de ancho, fibras ópticas Edmund Scientific modelo B42,346, el espectrógrafo es un Oriel modelo 77250 de 125 mm de distancia focal con red de 1200 l/mm y como detector un fotomultiplicador RCA modelo 1P29A. Contamos con un analizador óptico multicanal (OMA modelo ST-120 Princeton Instruments - Inc., con detector IRY-700S/RG), que nos permitirá discriminar tejidos para aplicaciones clínicas de esta técnica "in vitro" a tiempo real. Realizamos también, experiencias de fluorescencia en una muestra de Rodamina 6G en solución, analizando su forma temporal con un detector de Motorola MRD721 con 1 ns de tiempo

de respuesta polarizado a 24 V en conjunto con un osciloscopio Tektronix 2440 de 300 MHz de ancho de banda.

Para la técnica optoacústica la instrumentación requerida incluye una fuente de excitación pulsada -preferentemente sintonizable en la región espectral de interés-, una celda o montaje adecuado que contiene la muestra a estudiar, un transductor (piezoeléctrico) que permita captar convenientemente las señales acústicas generadas en la celda, un sistema de amplificación y adaptación de impedancias y un sistema de procesamiento y registro de las señales detectadas.

Hemos construido láseres de colorantes bombeados por láseres de N_2 , con montaje Littrow y configuración de red rasante. Recientemente hemos adquirido un láser para bombeo de Nd:YAG, modelo Surelite de Continuum con doblador (150 mJ a 532 nm) y triplicador (55 mJ a 355 nm) de frecuencias para obtener pulsos sintonizables de mayor energía. La técnica EOA está siendo implementada en colaboración con el Centro de Investigaciones Ópticas de Argentina.

CONCLUSIONES

Contamos con equipo y experiencia para el desarrollo de técnicas de fluorescencia y con el apoyo de instituciones nacionales y extranjeras para la implementación de otras técnicas espectroscópicas de alta sensibilidad como la EOA.

Se trata de un trabajo netamente experimental con modelados fenomenológicos en un grupo multidisciplinario con médicos, biólogos y físicos. Por un lado en la instrumentación y el desarrollo de técnicas espectroscópicas, principalmente para su aplicación en medios condensados, y por el otro, en el estudio de sistemas de interacción radiación láser-materia. Básicamente, apuntamos en un principio al estudio de fluorescencia inducida en tejidos con el fin de caracterizarlos, y al estudio fluorescente y fotoacústico de nuevos fotosensibilizadores utilizados en la Terapia Fotodinámica.

En una segunda etapa, se estará en condiciones de aplicar estas técnicas clínicamente, en la discriminación de tejido sano y enfermo, así también como en la detección y tratamiento de tumores, desarrollando aparatos fabricados en el país.

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. G. Bilmes del Centro de Investigaciones Ópticas, Argentina, en la implementación de la técnica optoacústica.

REFERENCIAS

- 1- M. Villagrán. "Terapia Fotodinámica para la detección y tratamiento de tumores". XXXIV Congreso Nacional de Física, México D.F., (1991).
- 2- H. Schneckenburger, et. al. "New trends in photobiology. Time-resolved Fluorescence in photobiology". Journal of Photochemistry and Photobiology, B: Biology, 2, pp. 1-19, (1988).
- 3- A.C. Tam. "Applications of photoacoustic sensing techniques". Rev. Mod. Phys. Vol 58, No 2, 381-431, (1986).
- 4- S. Svanberg. "Medical applications of laser spectroscopy". Physica Scripta. Vol. T26, pp 90-98, (1989).
- 5- P. N. Casale et. al. "Improved criteria for the recognition of atherosclerotic plaque using fluorescence spectroscopy". Laser in Medical Science Vol. 6, 141-146, (1991).

(Resumen en extenso del trabajo presentado en el XXXIV Congreso Nacional de Física, México, D.F., Oct. 1991)

**PRODUCCION DE IONES DE COBRE EN TRES CONFIGURACIONES
DE CATODO HUECO**

V. Aboites, S. Acosta, H. Sánchez, C. Aguilera y A. Melchor

Laboratorio de Láseres, Centro de Investigaciones en Optica

Apdo. Postal 948

37000 León, Gto.

RESUMEN

Se reporta la densidad de iones de cobre obtenida para tres geometrias de electrodos (helicoidal, cuadrupolar y de ranura longitudinal) diseñadas para ser usadas en láseres de vapores metálicos de iones de cobre de catodo hueco. Esto se hizo a partir de mediciones de emisión espontánea y ajustando a un modelo de ecuaciones de razón. Dentro del rango experimental estudiado se concluye que la configuración cuadrupolar produce la mayor densidad de iones de cobre.

A pesar de que los láseres por chisporroteo metálico en geometrías de cátodo hueco han sido estudiados desde la década de los setentas [1-3], existe aún gran interés por encontrar nuevas configuraciones con objeto de mejorar la eficiencia y vida media de estos láseres [4]. Entre las ventajas de estos láseres destaca su capacidad de operación en el UV (de 220 a 320 nm) a un veinteavo de la densidad de corriente de descarga que requeriría un láser de gas inerte ionizado [5,6]. Por otra parte, para óptima operación los láseres de chisporroteo metálico en cátodo hueco requieren alcanzar densidades de iones metálicos suficientemente elevadas y, como es sabido, estas densidades dependen fuertemente de la configuración geométrica del cátodo hueco.

En este trabajo se reporta la densidad de iones metálicos de cobre alcanzada en tres diferentes configuraciones de cátodo hueco que son: cuadrupolar (de acuerdo a nuestro conocimiento, no previamente reportada), helicoidal y de ranura longitudinal. La Figura 1 muestra las configuraciones empleadas.

La Figura 2 muestra un diagrama esquemático del experimento. Las descargas fueron realizadas a presiones de 3.8, 4.4, 4.8, 5.4 y 5.6 hPa en atmósferas de Helio. Densidades de corriente de 0.1 a 0.3 A/cm² fueron producidas y a través de un espectrómetro actuando como monocomador la radiación de emisión espontánea de 501.26 nm correspondiente al Cu II fue monitoreada por el sistema de detección.

Los resultados experimentales, consistentes en gráficas de intensidad de emisión espontánea versus densidad de corriente, fueron utilizados para ajustar un modelo teórico [7, 8] y así evaluar las densidades de iones de cobre alcanzadas en cada configuración geométrica de descarga. La Figura 3 muestra un ejemplo de los resultados experimentales obtenidos y del ajuste teórico correspondiente. El parámetro de ajuste del modelo teórico es el coeficiente de chisporroteo de los iones de cobre.

Una vez ajustado el modelo teórico es posible calcular las densidades de partículas predichas por el modelo para condiciones experimentales dadas. La Figura 4 muestra los resultados teóricos obtenidos para las densidades de iones de cobre en las tres configuraciones láser estudiadas. Puede observarse que la mayor densidad total fue obtenida para la descarga cuadrupolar sin embargo considerando que el área del cátodo en este caso es 1.4 veces mayor que en la configuración helicoidal resulta que esta última configuración es más eficiente en la producción de centros activos.

- 1.- E.K. Karabur et al., Sov. Phys. Tech. Phys., 14, 1447, (1970)
- 2.- Y. Sugawara y V. Tokiwa, Jap. J. Appl. Phys., 9, 588, (1970)
- 3.- W.K. Schuebel, appl. Phys. Lett., 16, 470, (1970)
- 4.- P. Mezei et al., Opt. Comm., 78, 259, (1990)
- 5.- F.J. de Hoog et al., J. Appl. Phys., 48, 3701, (1977)
- 6.- D. C. Gerstenberger et al., J.Q.E., QE-10 (8), 820, (1980)
- 7.- H. Koch y J.J. Eichler, J. Appl. Phys., 54, 4939, (1983)
- 8.- S.E. Acosta, V. Aboites y S.Chavez, Quantum Electronics Laser Conference QELC-91 Proceedings, paper Q019, Baltimore USA, (1991)

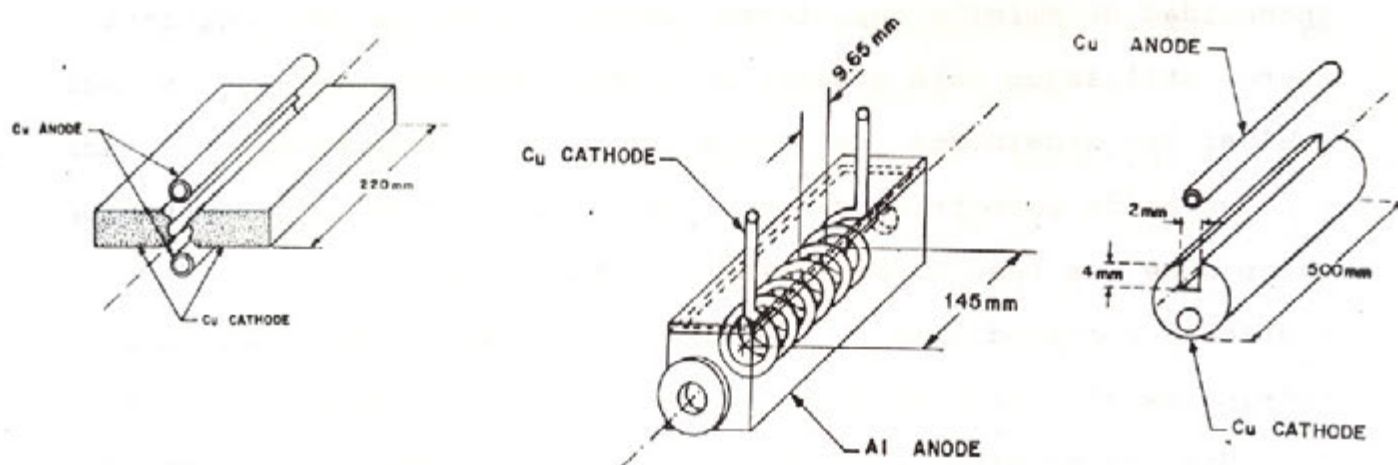


FIGURA 1
Configuraciones geométricas de descarga empleadas: a) cuadrupolar. b) helicoidal. c) ranura longitudinal. El área del cátodo en cm^2 y el volumen de la región de descarga en cm^3 es: Cuadrupolar: 27.76 cm^2 y 6.65 cm^3 . Helicoidal: 13.76 cm^2 y 4.1 cm^3 . Ranura Longitudinal 60 cm^2 y 5 cm^3 .

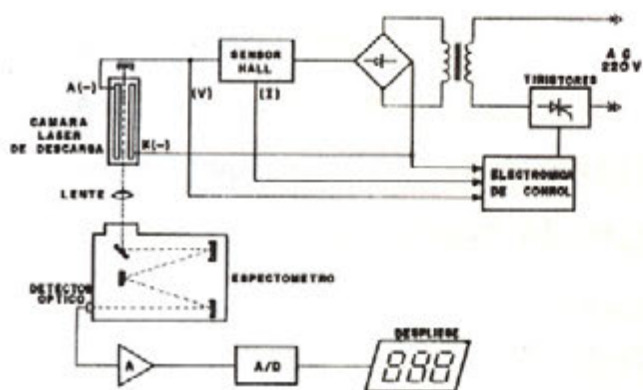


FIGURA 2
Diagrama esquemático del experimento.

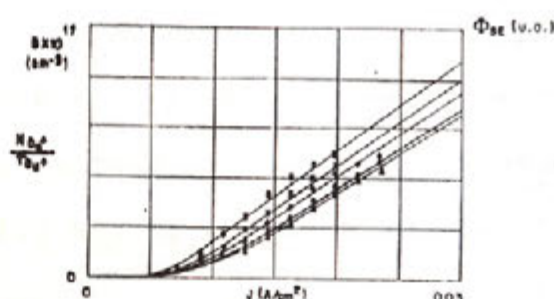


FIGURA 3
Ejemplo de ajuste de los datos experimentales (símbolos) y de los resultados teóricos (líneas sólidas) a diferentes presiones: a) 3.0 hPa. x 4.4 hPa. + 4.8 hPa. - 5.4 hPa y Δ 5.6 hPa.

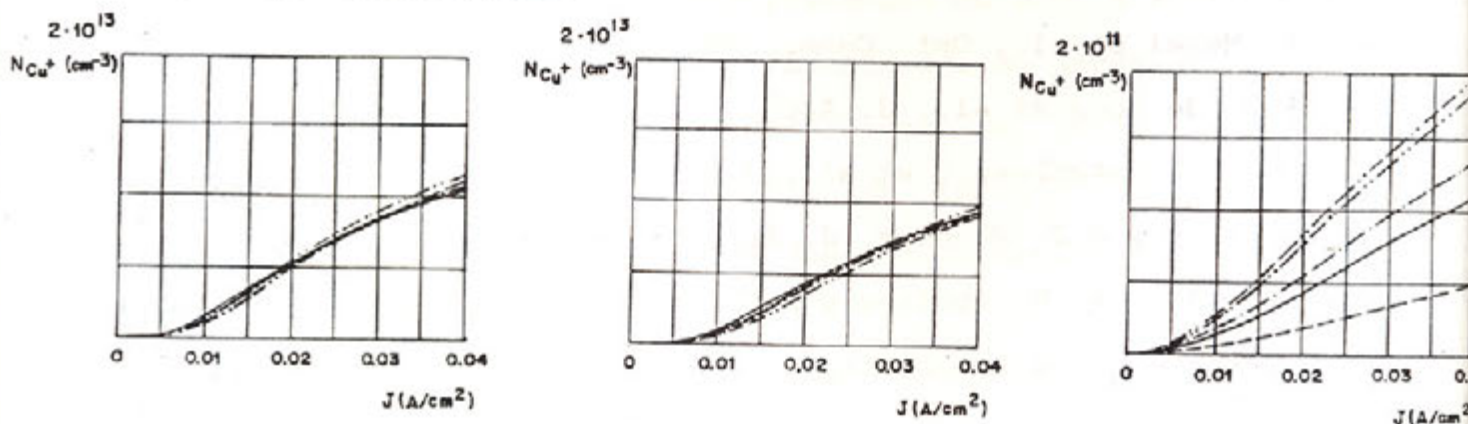


FIGURA 4
Densidades de iones de cobre para las tres configuraciones estudiadas: a) cuadrupolar. b) helicoidal. c) ranura longitudinal. - - - - 3.0 hPa. — 4.4 hPa. - - - 4.8 hPa. - · - · 5.4 hPa y - - - - 5.6 hPa.

MODELO DE VOLTAJE-CORRIENTE PARA TRES CONFIGURACIONES
DE LASER TIPO CATODO HUECO: TEORIA Y EXPERIMENTO

H. Sanchez* and V. Aboites
Centro de Investigaciones en Optica
Laboratorio de Laseres
Apdo. Postal 948
37000 Leon, Gto Mexico

ABSTRACTO

Un modelo analítico de Voltaje-Corriente fue desarrollado para tres configuraciones de laser tipo cátodo hueco(CH): Cuadrupolar, Ranura y Helicoidal. Se muestra que para las tres configuraciones, el comportamiento de Voltaje-Corriente(durante la emisión espontánea) puede ser elucidado por la formación dinámica de la cubierta de partículas cerca de la superficie del cátodo y las propiedades del plasma generado por la corriente aplicada. Los resultados muestran una concordancia satisfactoria entre el modelo y el experimento.

RESUMEN

La investigación básica de Descargas de Cátodo Hueco(DCH) ha sido una area activa para el desarrollo de laseres de vapores metálicos. Esto es debido a que el vapor metálico producido por "chisporroteo" depende de las condiciones de la DCH [1],[2]. Existen dos modelos desarrollados por Warner *et al.* [1] and Koch and Eichler [3] que describen el fenómeno de DCH en función de la densidad de partículas y la corriente aplicada, sin embargo, estos modelos no explican el comportamiento de Voltaje vs Corriente obtenidos en importantes experimentos sobre DCH [4-6]. Entre estos experimentos, los resultados de Mizeraczyk *et al.* [4] muestran que a altos voltajes los efectos de DCH desaparecen debido al decremento de flujo de iones hacia el cátodo; por otra parte, las mediciones de Voltaje y Corriente(V-I) obtenidas por Grozeva *et al.*[5-6] para una DCH tipo helicoidal estan en función de la separación de elementos del espiral. En este estudio, los autores desarrollaron un modelo analítico que predice los resultados experimentales de V-I obtenidos de tres DCH configuraciones: Cuadrupolar, Ranura y Helicoidal(ver Fig.1). El modelo propuesto fue desarrollado usando las ecuaciones de balance de Koch and Eichler [3] (las cuales relacionan la dependencia de la densidad de partículas con la corriente aplicada) y la ecuación de Poisson la cual describe el comportamiento del potencial eléctrico de un DCH cerca de la superficie del cátodo. Utilizando estos argumentos, una relación exponencial fue derivada para el voltaje V en función de la densidad de partículas(que a su vez es función de la corriente aplicada)como sigue:

$$V = \frac{kT}{2e} \left[\exp\left(\frac{e^2}{kT\epsilon_0} N(J)x^2\right) - 1 \right] \quad (1)$$

donde $N(J)$ es la suma de N_{He^+} (densidad promedio iónica del gas inerte) y N_{Cu^+} (densidad promedio del ion metal) producidos durante la emisión espontánea respectivamente, $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-14}$ F/cm, $k = 8.62 \times 10^{-5}$ eV/°K, $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C y $T = T_e + T_i$ (°C) es la suma de la temperatura electrónica y iónica [11-12] en función de la corriente aplicada J , la cual está definida en el rango experimental como:

$$T_e = 11600(0.322J + 0.083) \quad (2)$$

$$T_i = 1500 - 962 \left[\exp\left(\frac{-J}{0.218}\right) \right] \quad (3)$$

Las densidades N_{He^+} y N_{Cu^+} fueron estimadas utilizando las ecuaciones de Koch y Eichler las cuales están en función de la densidad de corriente aplicada J como sigue:

$$N_{He^+} = \frac{\left[c_1 + \frac{c_2 \tau_{He^+}}{eF} J \right] + \left[\left(c_1 + \frac{c_2 \tau_{He^+}}{eF} J \right)^2 + 4 \left(c - c_1 c_2 \right) \left(\frac{\tau_{He^+}}{eF} J \right) \right]^{1/2}}{2 \left(c - c_1 c_2 \right)} \quad \dots(4-a)$$

$$N_{Cu^+} = \frac{N_{He^+} \tau_{Cu} \tau_{Cu^+} \zeta_{He^+} K}{\tau_{He^+} \left(1 - c_2 N_{He^+} \right)} \quad (4-b)$$

donde:

$$c = K \tau_{Cu} \zeta_{Cu^+} (1 + \gamma_{Cu^+})$$

$$c_1 = 1 + \gamma_{He^+}$$

$$c_2 = K \tau_{Cu}$$

$$F = \frac{V_0}{A}$$

V_0 es la región de resplandor y A es la superficie total del cátodo (ver TABLA I).

Los tiempos de difusión dependen de los coeficientes de difusión [13].

Para las configuraciones cuadrupolar and helicoidal tenemos:

$$\tau_l = \left[\frac{r}{2.405} \right]^2 \frac{1}{D_l} \quad (5-a)$$

y para la configuración de ranura:

$$\tau_l = \left[\frac{2a}{\pi} \right]^2 \frac{1}{D_l} \quad (6-b)$$

r es el radio de la región de resplandor en las configuraciones cuadrupolar y helicoidal y $2a$ es la separación de la superficie del cátodo en la configuración de ranura. Por otra parte, los coeficientes de difusión dependen de las temperaturas electrónicas e iónicas también como las mobilities iónicas [14]:

$$D_i = \frac{k}{e} [T_e + T_i] \mu_i \quad (7)$$

donde μ_i puede ser calculada por la siguiente ecuación [15],

$$\mu_i = \frac{760(0.75)T_i^{0.75}}{P(\text{hPa})} \mu_r \quad (8)$$

donde $\mu_r = 10.4$ para He^+ y $\mu_r = 21.0$ para Cu^+ [15]. El resto de los parámetros de las ecuaciones 4-a y 4-b fueron asumidos como constantes y cuyos valores basados en trabajos publicados son: para la emisión electrónica secundaria $\gamma_i = 0.2$ electrones/ion [3], $K = 2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}$ [16] y el coeficiente de chisporroteo del ion de helio $\xi_i = 0.02$ atomos/ion [3,15,16]. Los coeficientes de chisporroteo de iones de cobre ξ_{Cu^+} para las presiones utilizadas son 2.8(4.8hPa) y 1.88(3.4hPa) respectivamente [12]. Tabla I muestra los parámetros geométricos de las tres configuraciones de DCH.

Para obtener resultados precisos utilizando la Eq(1), uno tiene que saber un valor x más allá de la condición $x > 0$ donde la variación de $V(x)$ con respecto a $V(0)$ se ajusta con precisión los valores

experimentales de $V-I$ (ver Fig.2). Puesto que este valor x es difícil de medir experimentalmente, es posible estimarlo con una precisión del 1% al 2% usando métodos de regresión lineal. Esta regresión lineal fue aplicada a la versión logarítmica de la eq(1) dando resultados satisfactorios. Figuras 3-5 muestran las gráficas de voltage contra densidad de corriente J para las tres configuraciones usadas.

Estos resultados indican que el modelo obtenido en este estudio analítico corrobora con los datos experimentales. Por otra parte, la Fig.6. muestra el comportamiento típico de la razón $r = x/\lambda_d$ vs el voltage V obtenido por la Eq(1), donde λ_d es la longitud Debye la cual es función de $N(J)$; esta gráfica muestra claramente la variación del voltage modelado por la eq(1) en función de la formación de la capa de partículas cerca de la superficie del cátodo(ver Fig.2).

El modelo $V-I$ desarrollado en este estudio demuestra que puede ser un método muy útil para caracterizar sistemas de DCH en función de las configuraciones geométricas y las condiciones del plasma, y así en particular, optimizar el diseño de lasers de vapores metálicos. El uso de este modelo en el modo laser(inversión de población) no ha sido investigado, trabajo que esta por iniciarse en este laboratorio.

REFERENCIAS

- 1.- B.E. Warner and K.B. Pearson: J.Appl.Phys.50(9),5694-5703(1979)
- 2.- J.J. Kim: Optical and Quantum Electronics.23,S469-S476(1991)
- 3.- H. Koch and J. Eichler: J.Appl.Phys.54(9),4939-4946(1983)
- 4.- J. Mizeraczyk and M. Neiger:Appl.Phys.B 33,17-21(1984)
- 5.- M. Grozeva and N.Sabotinov:Optics Comm.41,57-58(1982)
- 6.- M. Grozeva and N. Sabotinov:Optics Comm.51,417-419(1984)
- 7.- J.R. McNeil: Ph.D. Thesis Colorado State University,U.S.A(1976)
- 8.- A.D.White:J.Appl.Phys.30,711(1959)
- 9.- B.E. Warner: Ph.D. Thesis University of Colorado,U.S.A.(1979)
- 10.- B. Chapman : "Glow Discharge Processes",John Wiley & Sons(1987)
- 11.- J.P. McNeil et al.: J. Appl. Phys.. 50, 6183, (1979)
- 12.- S.E. Acosta et al.:being published in Rev.Mex.de Fisica.(1991)
- 13.- E. Mc.Daniel and E.A. Mason:"Mobility and Difussion of Ions in Gases", John Wiley & Sons, N.Y.(1973)
- 14.- E. Mc. Daniel:"Collision Phenomena in Ionized Gases",John Wiley & Sons, N.Y.(1979)
- 15.- J.M. de la Rosa, "Vergleich der Eigenschaften geschlitzter und zylindrischer Hohlkathoden Ir Cu-II Laser", Jahresarbeit am Optischen Institut der Technischen Universität Berlin, (1983)
- 16.- B.E. Warner et al., J. Appl. Phys., 50, 5694, (1979)

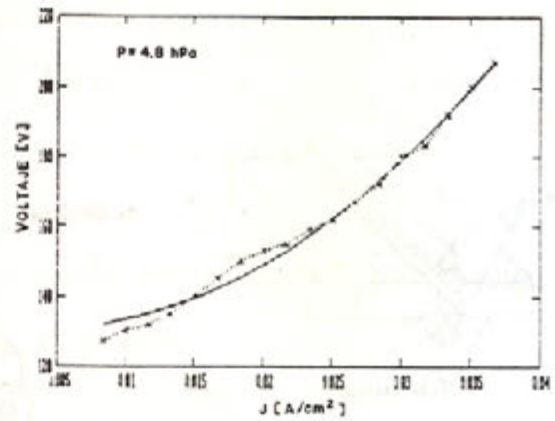
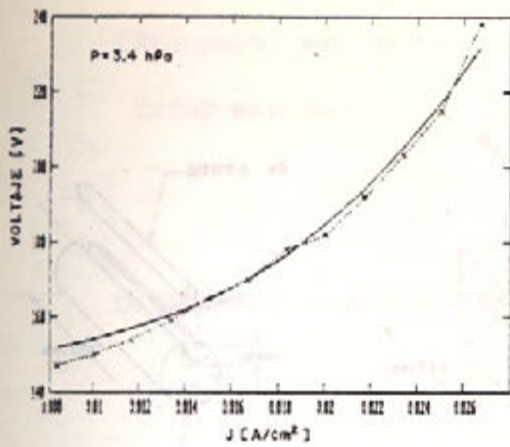


FIGURA 4

Características de V-I para la configuración de Ranura: a) a 3.4hPa y b) 4.8hPa. Voltaje experimental(- - -), voltaje modelo (—).

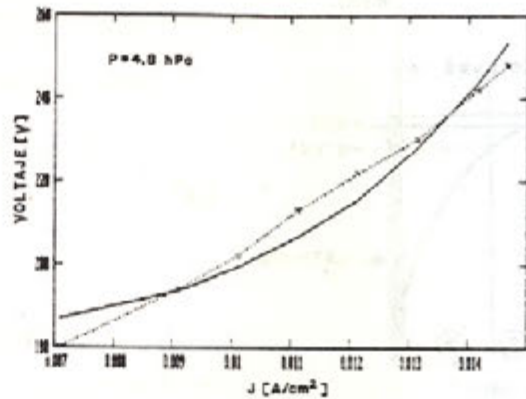
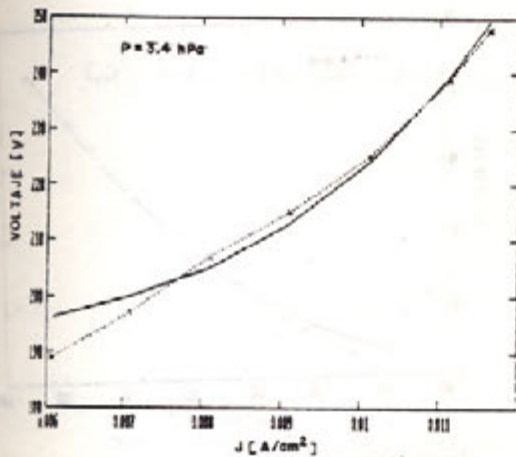


FIGURA 5

Características de V-I para la configuración Helicoidal: a) a 3.4hPa y b) 4.8hPa. Voltaje experimental(- - -), voltaje modelo (—).

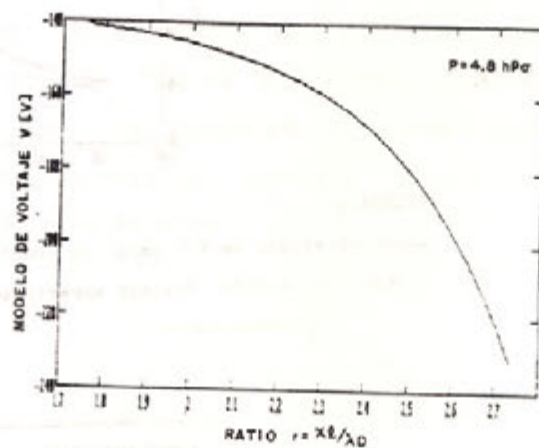


FIGURA 6

Comportamiento de la razón x/λ_D en la configuración cuadrupolar mostrando que el modelo de voltaje esta relacionado con la formación de la capa de partículas cerca del superficie del cátodo(ver Fig.2).

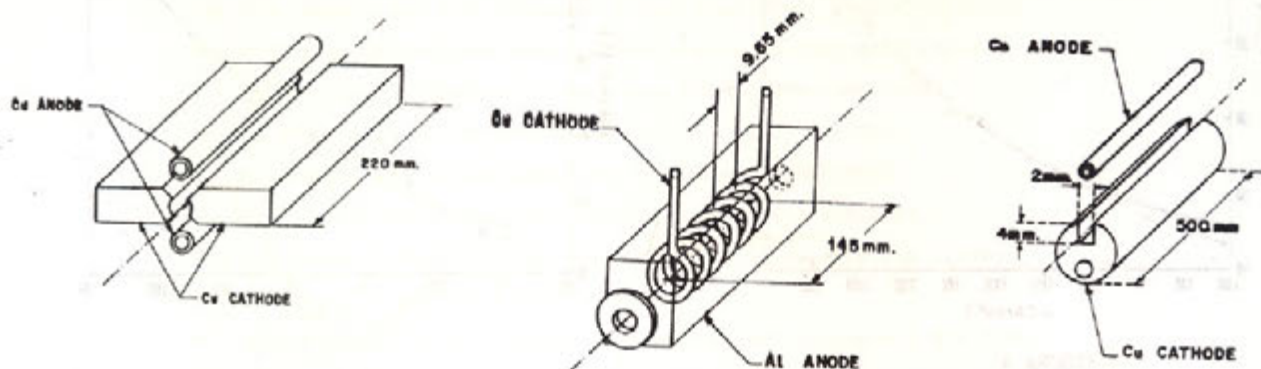


FIGURA 1
Configuraciones de Descarga de Cátodo Hueco utilizadas. a) Cuadrupolar, b) Helicoidal y c) Ranura.

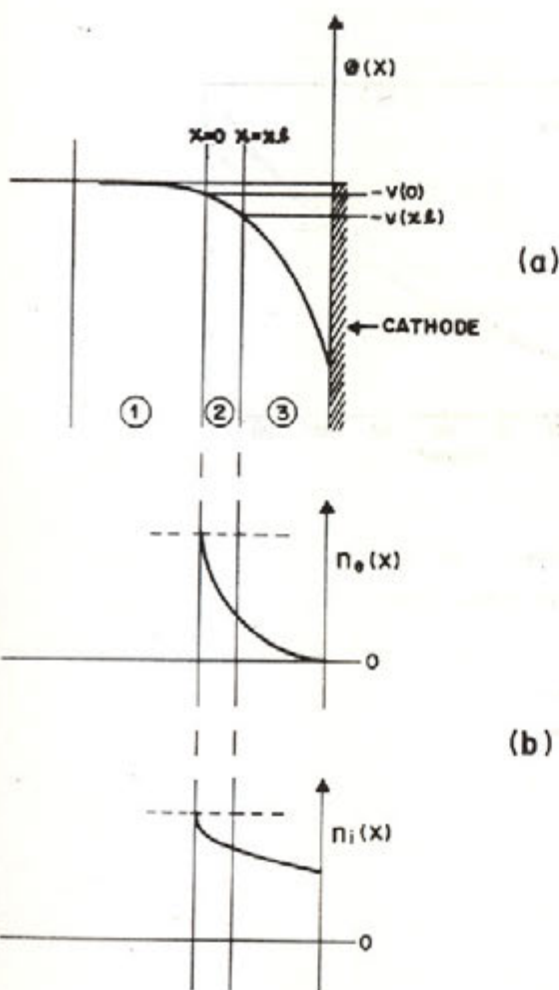


FIGURA 2
Regiones de la capa de partículas cerca de cátodo en función de x :
a) región 1: plasma quasi-neutral, región 2: densidad de electrones (despreciable) donde el modelo V-I se ajusta más a los datos experimentales, y región 3: carga espacial limitante de corriente

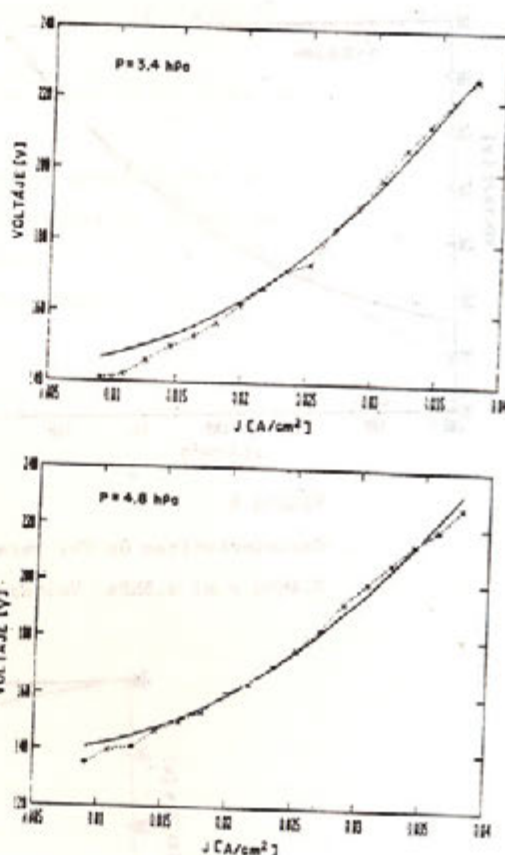


FIGURA 3
Características de V-I para la configuración Cuadrupolar: a) 3.4hPa y b) 4.8hPa. Voltaje experimental(- - -), voltaje modelo (—).

TABLA I

CONFIGURACION	A (cm ²)	V ₀ (cm ³)	
Cuadrupolar	27.76	6.65	r = .325 cm
Helicoidal	19.78	4.1	r = .3 cm
Ranura	60.0	5.0	a = .1 cm

(Resumen en extenso del trabajo presentado en el XXXIV Congreso Nacional de Física, México, D.F., Oct. 1991).

DISEÑO DE UNA FUENTE DE EXCITACION PARA LASER TRANVERSAL
DE VAPORES DE COBRE.

C. Aguilera y A. Melchor.

Laboratorio de Láseres, Centro de Investigaciones en Optica

Apdo. Postal 948

37000 León, Gto.

RESUMEN

Se reporta el diseño y construcción de una fuente de excitación con auto diagnóstico de fallas, para ser usada en láseres de vapores metálicos de iones de cobre de cátodo hueco. El diseño se basa en un sistema de doble lazo cerrado en el que se realimenta corriente y voltaje para hacer el control por fase de un transformador utilizando un par de tiristores. La fuente es capaz de proporcionar 30kva @ 1500V, capacidad suficiente para la caracterización de los láseres transversales de vapores metálicos en un rango de presión amplio y diferentes geometrías⁽¹⁾ de electrodos de cátodo hueco.

VIXXX

En el láser de iones de cobre el medio activo son vapores de cobre los cuales son producidos por chisporroteo en un cátodo de cobre debido a la aplicación de una descarga eléctrica de cátodo hueco. La descarga es efectuada bajo una atmósfera de gas noble, de esta forma los átomos de cobre son excitados al nivel láser superior debido a una transferencia de carga con iones de gas noble. De acuerdo con los niveles de energía, si el gas que se tiene dentro de la cámara de descarga es Neón se obtendrá radiación U.V. y si es Helio se tendrá radiación en la región del I.R.

Se ha estudiado⁽²⁾ que si el producto del ancho del hueco del cátodo por la presión está entre .5 y 5 hPa.cm la descarga ocurrirá a voltajes superiores a 250V y presiones de 1 a 30 hPa. Trabajos experimentales con diferentes⁽¹⁾ geometrías de cátodo hueco demostrarán que para producir la descarga se requieren voltajes hasta de 600V a presiones de 10Pa.

Este trabajo reporta el diseño y construcción de la fuente de laboratorio requerida para excitar diferentes geometrías de láseres transversales de cátodo hueco.

Con el propósito de obtener una fuente versátil y eficiente se establecieron los siguientes requerimientos:

- 1.- Fuente ajustable de voltaje o corriente de 0-1500V y 0-20A (30kVA).
- 2.- Salida de voltaje o corriente regulada.
- 3.- Regulación por conmutación en línea.
- 4.- Auto diagnóstico de fallas.

La potencia de la fuente hizo prohibitivo el uso de un método de regulación lineal debido a su baja eficiencia, (30% - 40%)⁽³⁾ por lo que se empleó el método de regulación por conmutación en línea (eficiencia típica de 70% - 80%).

El circuito se basa en el control de fase por rampa y escalón⁽⁴⁾ de un par de tiristores (diodos controlados de silicio SCRs). Como es sabido los SCRs son interruptores direccionales rápidos, de esta forma el circuito de control de la fuente tiene la función de determinar el ángulo de fase en el cual el SCR es

encendido para proporcionar mayor o menor energía a la salida (tubo láser). Para cargas ligeras el SCR trabaja con ángulos de disparo grandes en cada semiciclo de la línea de entrada, para cargas pesadas el tiristor trabaja con ángulos de disparo pequeños, una vez encendido el tiristor solo se apaga en forma natural cuando la corriente de carga llega a ser cero.

La figura N° 1 muestra un diagrama de bloques de la fuente de excitación, como se puede observar se requiere de un circuito detector de cruce por cero para sincronizar los disparos del SCR con la línea de potencia de entrada. Los pulsos del detector de cruce por cero son utilizados para generar una rampa sincronizada con la línea, y tiene un período de un semiciclo de la línea de entrada. En base a la comparación de esta rampa, con un nivel de referencia, el ángulo de disparo se puede controlar prácticamente los 180 grados de cada semiciclo. El nivel de referencia con el que se compara la rampa es la señal de salida del controlador de acción proporcional integral. El comparador del que hablamos está representado en la figura N° 1 por el bloque marcado como modulador de ancho de pulso pues en su salida se obtienen pulsos cuyo ancho corresponde al ángulo de conducción de los SCRs.

El tubo láser representa una carga no lineal para el transformador de la fuente, si esta carga es reflejada al lado primario del transformador, la carga neta vista por los tiristores es inductiva lo que representa problemas de conmutación en los SCRs. Para evitar estos problemas el circuito de disparo cuenta con un generador de pulsos de alta frecuencia los cuales son modulados por el modulador de ancho de pulsos, para proveer un disparo confiable a los SCRs.

La realimentación de corriente es efectuada por medio de un sensor de efecto Hall⁽⁵⁾ y acondicionada para el controlador. La realimentación de voltaje es realizada por medio de un pequeño transformador que muestrea el voltaje a la entrada del transformador de potencia, la señal es acondicionada para el controlador.

El sistema de autodiagnostico reporta las siguientes fallas:

- 1.- Falla de corto circuito a 300% de la corriente nominal.

- 2.- Sobrecalentamiento del cubo de potencia (SCRs 75 °C).
- 3.- Sobrecarga de 150% de la corriente nominal a 30 segundos.
- 4.- Falla de flujo del sistema de refrigeración.
- 5.- Sobrecalentamiento del transformador (75°C).

La figura N° 2 muestra las pruebas efectuadas a la fuente de excitación en la figura 2-a) se observan las curvas características⁽⁶⁾ del tubo de descarga para una configuración de ranura longitudinal⁽¹⁾ en la figura 2-b) sus correspondientes funciones de corriente y voltaje.

La figura 3 muestra las formas de onda típicas del método de regulación por fase implementado (rampa - escalón).

- [1].- S.E. Acosta, V. Aboites y S.Chavez, Quantum Electronics Laser conference QELC-91 Proceedings, paper Q019, Baltimore USA, (1991).
- [2].- H.Koch, Doktorarbeit, TU Berlin (1982).
- [3].- Jeffrey D. Shepard, Power Supplies, Reston Publishing.
- [4].- General Electric, SCR manual Reward Books, 1982.
- [5].- Micro Switch, Hall Effect Transducers, 1982.
- [6].- J. D. Cobine, Gaseous Conductos, Dover Publications, 1958.



FIGURA N° 1
Diagrama de excitación de un tubo de descarga láser.

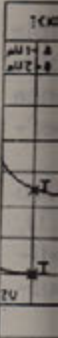


FIGURA N° 2.
Resultados de pruebas de tubos de descarga láser.
a). Curvas características de tubos de descarga láser.
b). Funciones de corriente y voltaje de tubos de descarga láser.

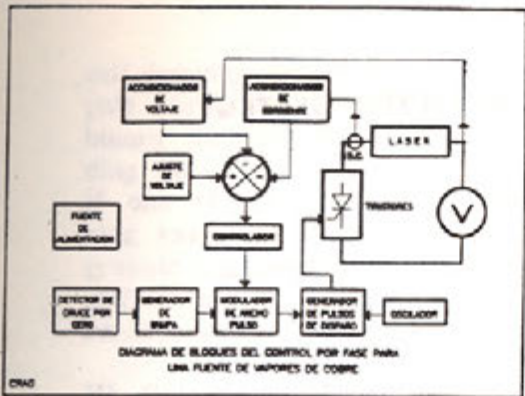


FIGURA N° 1
Diagrama de bloques del control por fase para una fuente de excitación de láseres transversales de iones de cobre.

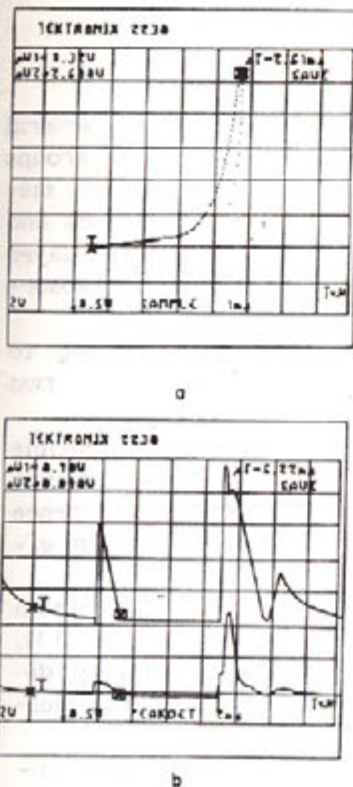


FIGURA N° 2.
Resultados de las pruebas de la fuente de excitación del láser de iones de cobre.
a). Curvas características de descarga I vs V para un tubo láser de iones de cobre con geometría cuadrupolar de los electrodos.
b). Funciones en tiempo del voltaje y corriente para el láser cuadrupolar de iones de cobre.

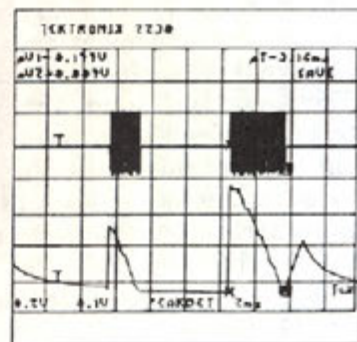
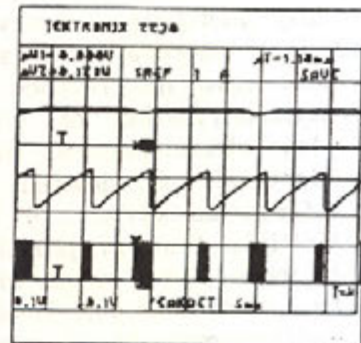
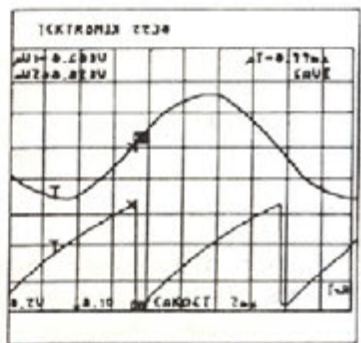
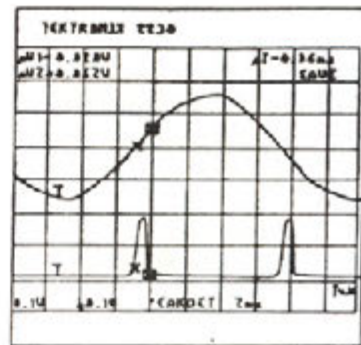


FIGURA N° 3.
Formas de onda típicas del control de fase por el método de rampa-escalón en cada una de las etapas.
a). Salida del detector de cruce por cero.
b). Salida del generador de rampa, sincronizada con la línea.
c). Pulsos de disparo de los SCR modulados por ancho de pulso.
d). Salida del modificador de ancho de pulso con el correspondiente voltaje aplicado al tubo láser, para dos ángulos de conducción diferentes.

BLAZED GRATINGS IN DOUBLE DIFFRACTION SYSTEM

Piotr Szwaykowski

Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica

SUMMARY

New method of fabrication blazed diffraction gratings, utilizing property of double diffraction system is proposed. It is characterized by simple optical instrumentation and possibility of producing gratings of relatively low frequencies and exact saw tooth profiles.

I. Motivation

Blazed diffraction gratings are important tools of modern optics. Several methods were developed to allow their fabrication. They involve three groups of techniques: mechanical ruling, ion etching and so called holographic methods. The last ones use the interference of monochromatic, coherent waves and base on linearly proportional relation between thickness of photoactiv layer (usually photoresist) removed in photographic process and the amount of absorbed light. There are several methods proposed that belong to that group.

- 1) Two-wave interference. This methods involve certain techniques leading to asymmetrization of sinusoidal profiles obtained by interference of two plane electromagnetic waves.
- 2) Synthesis of desired, nonsinusoidal profile by superposition of multiple diffraction orders in double grating interferometer. This method involve multiple (but in practical realizations limited to three-wave) interference between plane waves whose amplitudes and phases are controlled and in effect wanted profile is obtained.
- 3) Self-imaging based method. This method utilizes self-image of diffraction grating with very low value of opening ratio (in practice lower than 0.1). The narrow fringes are scanned across a photographic plate by changing direction of illumination during the time of exposition together with simultaneously changing intensity of light to obtain desired profile.
- 4) Technique utilizing Fabry-Perot interferometer (or other multiple beam interferometer) with variable distance between mirrors. This method is similar to previous one in this that very thin fringes are obtained in back focal plane of a lens illuminated by plane wave through Fabry-Perot interferometer and the process of grating recording is in fact the some as in the method nr. 3). Yet however, scanning of fringes across photographic plate can be simplified by changing distance between the mirrors in Fabry-Perot etalon.

It seems that no one of these methods is fully satisfactory, because it does not assure creation of an exact triangular profile and usually requires complicated and expensive instrumentation. Thus any attempt simplifying fabrication process can be significant.

II. Description of proposed method.

The method proposed is somehow similar to the last two presented. It is based on properties of so called double diffraction system (DDS). DDS consists of two identical, collinear diffraction gratings of period d separated by

self-imaging distance and illuminated by a plane, coherent wave. The photographic plate is placed in $1/4$ of the Talbot distance behind the system, where a binary diffraction structure of period equal to $d/2$ and opening ratio depending on relative lateral displacement between both gratings is produced. Yet, if one of the gratings creating DDS is shifting laterally, the value of opening ratio of obtained structure vary from 0 to 1. Thus, exposing the photographic plate using constant value of illumination when one of the gratings is shifted laterally with constant velocity by the value of d will result in recording exact triangular profile.

III. Experimental results

The experiments were carried on with the help of a setup shown in Fig.1. Time of exposure was determined experimentally. We were using Kodak TriX Pan film to register amplitude images. The graph showing an amplitude profile and magnified picture of grating obtained are shown in Fig.2 and Fig.3

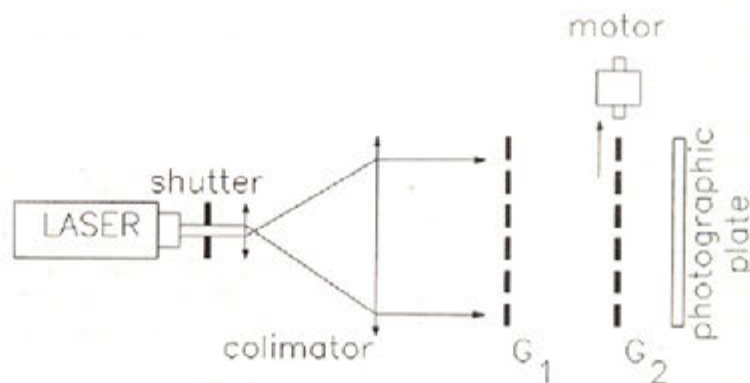


Fig.1

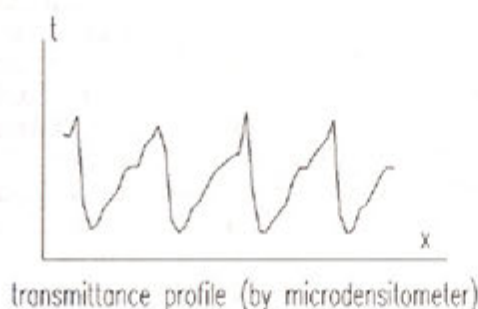


Fig.2



Fig.3

IV. Conclusions

The method proposed belongs to a group of holographic methods and is limited to relatively low frequencies (gratings up to 300 gr/mm.). It should give gratings of saw tooth profile of significantly higher quality than other methods proposed. This however depends much on quality of gratings applied and ability of minimization of additional unwanted side effects like coherent noise, phase distortions introduced by optical elements in the setup and possible nonlinearities of registration process.

TERAPIA FOTODINAMICA PARA LA DETECCION
Y TRATAMIENTO DE TUMORES

Mayo Villagrán Muniz

Centro de Instrumentos, UNAM.

Apdo. Postal, 70-186, México D.F. 04510.

* Apoyado por DAGPA-UNAM, proyecto # IN 106291.

RESUMEN

En Medicina se han comenzado a usar ciertas drogas que se adhieren preferentemente a las células cancerosas. Estos fotosensibilizadores, combinados con radiación láser, abren nuevas posibilidades para la detección (Fluorescencia Inducida por Láser -FIL-) y tratamiento de tumores (Terapia Fotodinámica -TFD-). El tejido al ser irradiado con luz ultravioleta fluoresce, esto es útil para la localización de tumores, comparando la fluorescencia natural de los tejidos con la debida a las drogas. La misma radiación láser en otra longitud de onda, provoca en estos "agentes", adheridos a los tumores, una reacción físico-química que da como resultado oxígeno excitado el cual es selectivamente citotóxico para las células tumorales.

Se describen resultados recientes de estas técnicas, la instrumentación necesaria y el estado de avance.

INTRODUCCION

Los láseres han encontrado muchas aplicaciones en la Biología y en la Medicina. La mayoría de ellos se usan para generar calor al ser enfocados sobre células y tejidos; sin embargo, otros procesos "no térmicos" han empezado a ser de gran importancia, tal es el caso de los efectos fotofísicos y fotoquímicos de la interacción de la luz láser con distintas sustancias, donde las técnicas espectroscópicas son una herramienta fundamental con la que contamos para caracterizar dichos procesos.

Desde hace 30 años se han comenzado a usar ciertas drogas (fotosensibilizadores) que se adhieren preferentemente a las células cancerosas⁽¹⁾ y que se denominan "agentes buscadores" de tumores. Estas sustancias, combinadas con la radiación láser, abren nuevas posibilidades para la detección (FIL) y tratamiento de tumores (TFD). El tejido al ser irradiado con luz ultravioleta fluoresce, esto es particularmente útil para la localización de tumores, comparando la fluorescencia natural de los tejidos con la fluorescencia debida a las drogas. La misma radiación láser en otra longitud de onda, provoca en estos "agentes" adheridos a los tumores, una reacción físico-química que da como resultado oxígeno excitado el cual es selectivamente citotóxico para las células tumorales.

Nuestro interés se centra en el estudio espectroscópico fluorescente y optoacústico de nuevos fotosensibilizadores -llamados de "segunda generación"- para una mejor aplicación clínica de los mismos.

TERAPIA FOTODINAMICA

Los derivados de hematoporfirinas (DHP) han sido los fotosensibilizadores más usados y los únicos en fase III. La DHP es inyectada en forma intravenosa (3mg/Kg) en el sistema biológico. El agente se dispersa por el cuerpo y es eliminado por procesos naturales. Hasta el presente no se conoce totalmente las razones por las cuales las moléculas de DHP son selectivamente retenidas en los tejidos tumorales ni sus vías de eliminación. Después de 24-72 Hs., -que es el tiempo en el cual hay mayor concentración de la

droga en el tumor-, éste se irradia con luz láser para la detección y tratamiento del mismo.

Consideremos al DHP como ejemplo clásico de un fotosensibilizador y observemos brevemente como se cree que sucede este proceso, que sigue el esquema de excitación molecular por un fotón.

En la Fig 1a. se esquematizan los niveles de energía relevantes de la molécula de DHP, en la Fig 1b. el espectro de emisión de la misma.

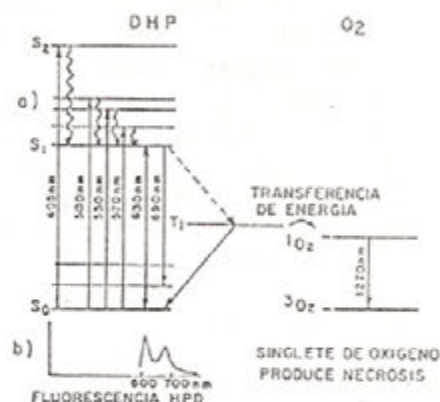


Fig. 1 Diagrama de niveles de energía y procesos relevantes de la detección y tratamiento de tumores con DHP.

La mayor absorción de la DHP ocurre en la banda de Soret, con un pico en 405 nm, correspondiendo a transiciones del estado fundamental singulete (S₀) al segundo estado singulete excitado (S₂). Sin importar como la excitación fue realizada, las moléculas son transferidas no radiativamente al estado vibracional más bajo (S₁) desde donde ocurre la fluorescencia.

Vemos en la Fig. 1b que la DHP muestra una característica de doble pico de fluorescencia distribuida en la región espectral del rojo. Es esta "huella digital" la que sirve para localizar tumores.

Las moléculas excitadas de DHP pueden alternativamente transferir la energía adquirida a moléculas de oxígeno. Esta transferencia es mediada por un estado triplete (T₁) de la DHP de larga vida (\approx 1mseg-1seg), el cual se puebla por transiciones no radiativas. Dado que este estado triplete no puede decaer radiativamente a su estado base, -pues la transición de un estado triplete a uno singulete está prohibida por las Reglas de Selección-, el decaimiento puede ocurrir sólo por procesos no radiativos (colisiones por ejemplo).

Las moléculas de DHP en estado triplete colisionan efectivamente con las de oxígeno ³O₂ en su estado base, las cuales están normalmente presentes en el tejido. Debido a tales colisiones, las moléculas de DHP son llevadas a su estado fundamental (desexcitación) y las de oxígeno a un estado singulete excitado ¹O₂ (Fig 1a).

Una vez en este estado, el oxígeno singulete no puede decaer tampoco radiativamente a su estado base (transición singulete-triplete prohibida), entonces cede su energía reaccionando con los componentes celulares, principalmente en la membrana de las células, creando subproductos que son citotóxicos.

Los láseres más utilizados en la detección de tumores emiten en el UV (N₂, Kr, excímeros, etc), para el tratamiento con DHP los láseres más comunes son de colorantes continuos emitiendo en 630nm

bombeados por láseres de Argón. El promedio de remisión total de los tumores es del 50% y se incrementa a más del 70% en estadios tempranos de cánceres⁽²⁾.

NUEVAS PROPUESTAS

Recientemente se han comenzado a utilizar nuevos fotosensibilizadores buscando eliminar los problemas de los DHP como son la insuficiente penetración de la 630 nm en los tejidos (< 1.5 cm) y la fotosensibilidad del paciente que puede durar entre cuatro a seis semanas hasta que la droga es totalmente eliminada.

Las nuevas drogas⁽³⁾ incluyen varios tipos de cianinas y rodaminas con las cuales los laseristas estamos familiarizados. No todas ellas tiene las mismas propiedades, algunas presentan altas eficiencias cuánticas de fluorescencia, óptimas para la detección (Rodamina 123), otras mayor selectividad por las células tumorales (Rodamina 3G y 6G), algunas son solubles, otras no, etc.

Dado que ni la localización de estos "candidatos" dentro de las células tumorales ni la farmacocinética de las mismas, ni los mecanismos fotofísicos de reacción son bien conocidos, estamos trabajando en un grupo multidisciplinario con médicos y biólogos para dilucidar estas interrogantes y poder aplicar las drogas "in vivo" con sistemas de bajo costo. Por ejemplo la Rodamina 123 tiene su pico de absorción en 511 nm y por lo tanto puede ser activada directamente con la línea más intensa del láser de Argón en 514.5 nm sin necesidad de utilizar un láser de colorante, como en las DHP. Además, esta droga presenta una alta eficiencia cuántica de fluorescencia (mayor que la Rodamina 6G) y es muy económica.

CONCLUSIONES

La TFD es una técnica clínica radiativa que destruye selectivamente varios tipos de células tumorales sin alterar al tejido sano. Si bien hasta el presente hay más de 3000 pacientes tratados con TFD en varias partes del mundo, en México no se ha trabajado al respecto. Los láseres, los sistemas ópticos de iluminación y detección y los mecanismos de activación y desactivación de los fotosensibilizadores -como el presentado para los DHP- son temas en que los ópticos podemos contribuir enormemente.

La posibilidad de estudiar los procesos fotofísicos que se dan en los fotosensibilizadores con técnicas espectroscópicas de alta relación señal-ruido como la de Fluorescencia Inducida por Láser y la Espectroscopía Optoacústica⁽⁴⁾, abren nuevas fronteras para la investigación básica y la aplicación clínica de la TFD.

REFERENCIAS

- 1- R.L. Lipson, E.J. Blades and A.M. Olsen. "The use of hematoporphyrin derivate in tumor destruction". J. Nat. Cancer Inst., 26:1, (1961).
- 2- R. Cubbedu, R. Ramponi, C.A. Sacci and O. Svelto, "Laser Application in Bio-Medicine: Tumor Therapy and Localization using Photosensitizing drugs". Laser Science and Technology, edited by A.N. Chester, V.S. Letokhov and S. Martellucci, Plenum Press, New York, (1987).
- 3- D.J. Castro et. al. "Future directions of laser phototherapy for diagnosis and treatment of malignancies: fantasy, fallacy, or reality?". Laryngoscope, Vol. 101, No. 7, 1-10, (1991).
- 4- M. Villagrán. "Espectroscopías de sustancias de interés biomédico". XXXIV Congreso Nacional de Física, México D.F., (1991).

SELF-IMAGING IN OPTICAL FIBERS

Piotr Szwaykowski

Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica

SUMMARY

Self-imaging phenomenon can be an attractive method for transmitting two-dimensional pictures along optical fibers. In this communication we discuss self-imaging properties of a single, multimode fiber with circular symmetry. It is also shown that many existing fibers fulfill approximately self-imaging conditions and are capable for supporting images transmission.

I. THEORY

We assume propagation of monochromatic, spatially coherent light along ideal guiding structure in the z direction of coordinate system. Our analysis are restricted to the systems possessing circular symmetry in the plane perpendicular to z -axis and invariant along z -axis. In that case it is common to use the cylindrical coordinates (r, q, z) .

Due to above assumptions, let the guiding structure be characterized by a transverse profile of a refractive index $N_0(r)$. Because of physical limitations, it is common to define this function as

$$N_0^2(r) = N_1^2 - N_2^2(r) \quad (1)$$

where $N_1 > 1$ and $N_1^2 - N_2^2(r) > 1$ for all r . Self-imaging beams $F(r, q, z)$ can be in general constructed as a superposition of a proper, discrete set of modes in certain medium (or equivalently - nondiffracting beams - in the case of free space). Using this formulation, function $F(r, q, z)$ can be presented in terms of a following series

$$F(r, \theta, z) = \sum_{n=0}^N \exp(ik\beta_n z) U_n(r, \theta) \quad (2a)$$

$$\text{with } \beta_n = n\lambda_0/d; \quad (2b)$$

where $U_n(r)$ describes an amplitude of a mode at $z = 0$ and d is the distance between self-images. In above formulation, set of modes constituent self-imaging beams is defined by the set of β_n values. It follows from Eq.(2a-b), that problem of self-imaging can be thus reduced to analyzes of a spatial spectrum of modes in the guiding structure.

Because any function defined on the plane (r, q) , is periodic in azimuthal direction, it is possible to present $U_n(r, q)$ as Fourier series of q variable:

$$U(r, \theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} U_n^m(r) \exp(im\theta). \quad (3)$$

Taking the assumptions expressed by Eq.(1-3) into account, we can present modes creating the self-imaging beams in weakly guiding fibers as solutions of the following differential equation

$$(\nabla_{\perp}^2 - k_0^2 N^2(r) + \mathcal{E}^2) U_n^m(r) = 0 \quad (4)$$

where $\epsilon^2 = k_0^2(N_1^2 - \beta^2)$ is eigenvalue of this equation and ∇_{\perp}^2 is transverse laplasian (expressed in polar coordinates) To eliminate evanescent waves from solutions of Eq(4a) parameter, ϵ_n should be limited by a following condition

$$0 \leq \epsilon \leq k_0 N_1 \quad (5)$$

Eq.(4) has to be supplemented by boundary conditions. As a general condition applied to this problem we will require the optical field $U(r)$ to be bounded for all r and vanish for all points significantly distant from the origin

$$U_n^m(r) \rightarrow 0 \text{ for } r \rightarrow \infty. \quad (6)$$

The additional conditions require continuity of tangential components of electric and magnetic vectors on the boundary between core and cladding of a fiber. Taking Eq(2b) into account we see that Eq.(6) used to determine self-imaging beams is an eigenvalue equation with set of eigenvalues given a priori by the relation

$$\epsilon_n^2 = k_0^2 [N_1^2 - (n\lambda_0/d)^2]. \quad (7)$$

Values ϵ_n can be interpreted as a result of transformation of equally spaced points by the circle of radius $k_0 N_1$. The optical field inside the guiding structure can be presented as a linear superposition of solutions of Eq.(4). Formally, these solutions are subject to function $N_2(r)$, condition (6) and additional conditions governing the behavior of magnetic and electric vectors on the boundary between core and cladding of a fiber. Of course, different structures (characterized by different functions $N_2(r)$) will exhibit self-imaging, if the set of eigenvalues determined from the boundary conditions will coincide with the set prescribed by Eq.(7). From the practical point of view, it is important, that many well known guiding structures fulfill approximately the condition of self-imaging.

II. STEP-INDEX FIBERS

For the step index fibers function $N(r)$ describing the refractive index profile retains a constant value, i.e. due to Eq.(1) $N_2(r) = 0$ for all r . In this case Eq.(4) takes a form of the Bessel differential equation. Because solutions of this equations must describe guiding modes of the fiber, eigenvalues of this equations are limited by a following condition

$$0 \leq \epsilon^2 \leq k_0^2(N_1^2 - N_1'^2) \quad (8)$$

where N_1' is refractive index of a cladding. In the case of the Bessel equation, condition (6) will be fulfilled for all real values of parameter ϵ_n . On the other hand however, condition demanding continuity of tangential components of electric and magnetic vectors on the boundary will have a great impact on those values. This requirement leads to so called characteristic equation, that in the case of cylindrical step-index fibers has a transcendent form and has no analytical solution. It can be shown, after introducing some simplifying assumptions that approximate solutions are subject to the following equation

$$\epsilon_{mn} = u_n (1 - 2m/V)^{1/2m} \quad (9)$$

where V is called the parameter of a waveguide and u_n denotes the subsequent zeros of Bessel function of order m . Maximal value of n is limited due to (9) by the cut-off condition

$$u_n(m) \leq V \quad (10)$$

For the large values of parameter V (this is desirable in our case for it assures the large number of modes creating images and thus better resolution) we have

$$(1 - 2m/V)^{1/2m} \approx 1 \quad (11)$$

for all m fulfilling (10). Thus, we can finally obtain rather crude approximation due to which Eq.(10) is fulfilled by the set of equidistant values

$$\varepsilon_{mn} \approx (m + 2n - 1/2)\pi/2, \quad n = 1, 2, \quad (12)$$

For the purpose of image transmission it is important to state that those values form a discrete set and approximately coincide with values given by Eq.(7).

III. QUADRATIC (SELFOC) FIBERS

These fibers are characterized by a following profile of refractive index

$$N_0^2(r) = N_1^2 + N_2^2 r^2 \quad (13)$$

It can be shown that in this case, Eq.(4) can be transformed into Laguerre type differential equation. Solutions of this equation satisfying condition (6) are the associated Laguerre polynomials. To assure this kind of solutions one can show that it is necessary to fulfill following condition

$$\varepsilon^2 = 2k_0 N_2 (2M + m - 1) \quad M = 1, 2, \dots \quad (14)$$

The above condition defines a set of possible eigenvalues for this kind of fibers. The additional conditions due to continuity of tangential components of magnetic and electric vectors will cause elimination of some values from the set described by Eq.(14), but will not alter the above relation. Thus, one can interpret the set of eigenvalues for SELFOC fibers as a transformation of equally spaced points by a parabola. Justifying some parameters, it is possible to show that (specially for small values) eigenvalues obtained this way approximate well the set of values given by Eq.(6). However, because of this approximation images occurring in SELFOC fibers will deteriorate with the distance; and maximal length of transmission is limited to about 1 m. for typical fibers of that kind.

REFERECES

- [1] P. Szwaykowski, "Nondiffracting beams and the self-imaging phenomenon", *Opt. Comm.*, 83, 1-4, (1991)
- [2] W. D. Montgomery, "Self-Imaging Objects of Infinite Aperture", *J. Opt. Soc. Am.*, 57, 772-778, (1967)
- [3] E. E. Grigorieva, A. T. Semenov, "Waveguide Image Transmission in Coherent Light (review)", *Sov. J. Quantum Electron.*, 8(9), 1063-1073, (1978)
- [4] T. Ushida, M. Furukawa, I. Kitano, K. Kojzumi, H. Matsumura, "A Light Focusing Fiber Guide", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-5, 331, (1969)
- [5] D. Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides", Academic Press, New York 1974

CORRELACION OPTICA HOLOGRAFICA PARA LA MEDIDA DE VARIACIONES DE FASE TRANSVERSALES.

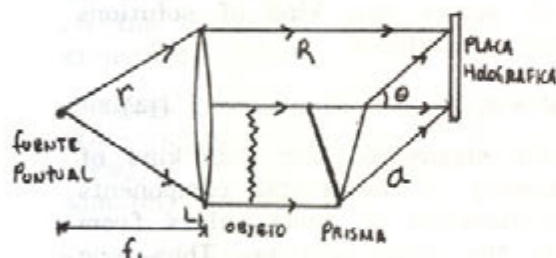
Por: Saúl Zavala, Diana Tentori, Colleen Fitzpatrick.

INTRODUCCION: En interferometría holográfica (la técnica de tiempo-real), hacemos coincidir la imagen virtual del objeto con el objeto real para posteriormente observar los cambios que se introducen en el objeto. Estos cambios se traducen en caminos ópticos diferentes del camino óptico almacenado en la placa holográfica generándose una serie de franjas de interferencia.

Haciendo un análisis cualitativo de dichas franjas se pueden determinar los cambios que ocurren en dicho objeto. Para interpolaciones menores de λ el proceso de interpretación de los interferogramas no es sencillo. Esto se debe a que en este caso para la evaluación de los interferogramas se requiere que las fases de cada uno de los puntos seleccionados como máximos en las franjas sean iguales. La detección de la fase sobre cada punto del interferograma no es fácil de realizar.

OBJETIVO: Lo que se propone en este trabajo, es evaluar la capacidad de medida de la interferometría holográfica cuando la reconstrucción se realiza con el haz del objeto modificado y la observación la hacemos en el haz de referencia reconstruido de esta manera.

Para el grabado holográfico usamos el arreglo de trayectoria común de Leith-Upatnieks (figura #1):



donde R es el frente de onda plano de referencia, y debido a la lente L_1 es $F(r)$
 α es el frente de onda del objeto (como objeto usamos un difusor).

Figura #1

La distribución de intensidad en la placa holográfica es:

$$I = |a + R|^2 = a^2 + R^2 + aR^* + Ra^*$$

La transmitancia de la placa es: $t \propto I$

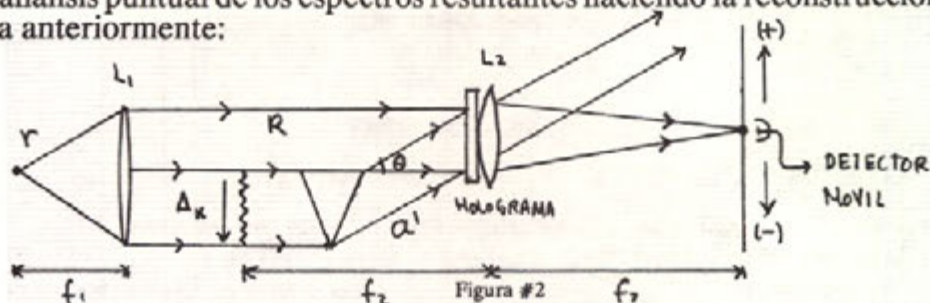
Convencionalmente, la reconstrucción se realiza con el frente de referencia R y obtenemos un término $R^2 a$ que es la imagen virtual del objeto.

Lo que nosotros proponemos es hacer la reconstrucción con el frente de onda proveniente del objeto¹ con un cambio transversal Δx para obtener en el plano del holograma:

$$a't \propto a'aa^* + a'r^2 + R^*a'a + Ra'a^*$$

donde a' es el frente de onda del objeto modificado por un cambio transversal Δx , y $Ra'a^*$ es el término de interés.

Utilizamos el arreglo de Van der Lugt para filtraje espacial (figura #2), con el fin de hacer un análisis puntual de los espectros resultantes haciendo la reconstrucción de la manera propuesta anteriormente:



En el plano de focal de la lente L_2 tenemos que el término $Ra'a^*$ nos da:

$$F\{Ra'a^*\} = r^*(A' \otimes A^*)$$

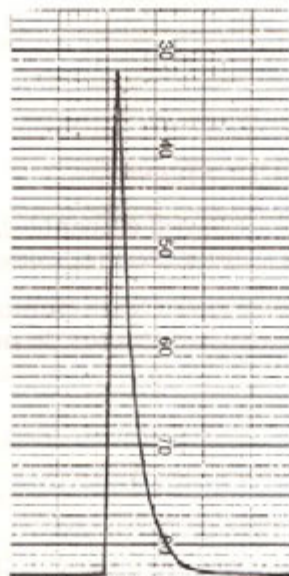
Lo anterior nos dice que en el plano focal de L_2 tenemos la reconstrucción de la fuente puntual, que es un punto, convolucionada con la correlación del frente de onda del objeto modificado por un cambio transversal y el frente de onda conjugado del objeto.

Los resultados obtenidos experimentalmente fueron los siguientes:

Medimos el espectro de R sin el holograma, con un radiómetro, obteniendo una máxima intensidad de $0.24 \times 10^{-2} \text{ W/cm}^2$, y una mínima de cero (ver gráfica #1).

A continuación colocamos el holograma y reconstruimos con el haz del objeto sin cambio transversal alguno, midiendo con un fotomultiplicador, obteniendo una $I_{\text{mx}} = 2.75 \times 10^{-7} \text{ W/cm}^2$ (ver gráfica #2).

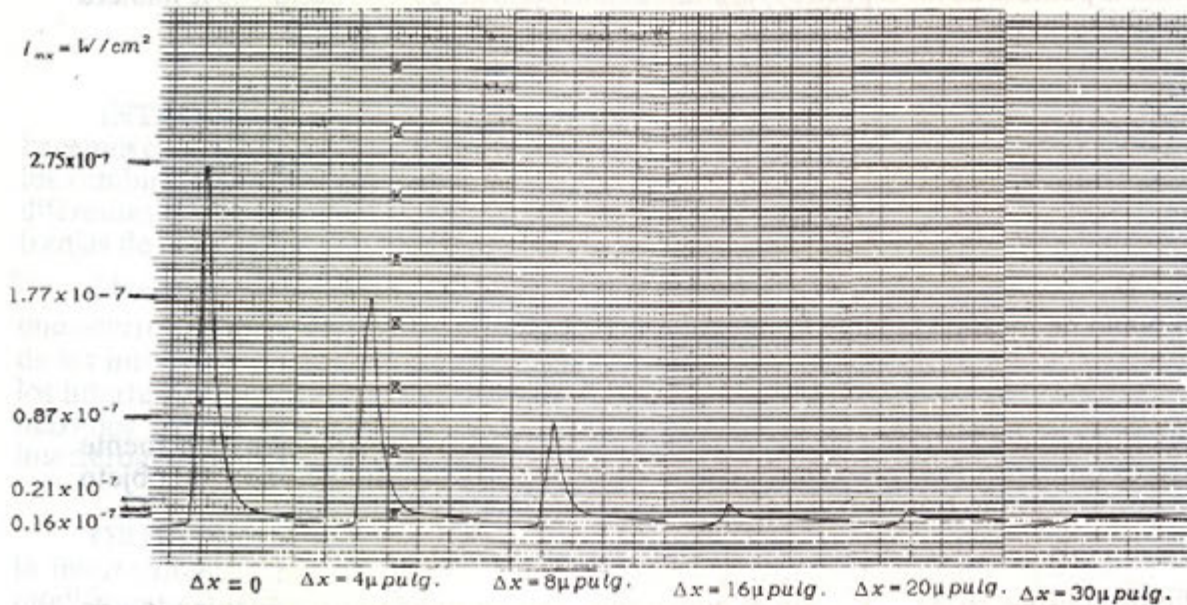
Después fuimos introduciendo cambios transversales, con una base de movimiento transversal donde se colocó al objeto (difusor). Se introdujeron desplazamientos (Δx) de 4, 8, 16, 20 y 30 micropulgadas, y obtuvimos un descenso de intensidad de: 1.77×10^{-7} , 0.87×10^{-7} , 0.21×10^{-7} , 0.16×10^{-7} y $0.12 \times 10^{-7} \text{ W/cm}^2$ respectivamente (ver gráfica #3).



Gráfica #1

1 Van der Lugt optical correlation for the measurement of leak rates of hermetically sealed packages./Colleen Fitzpatrick./SPIE./1990

Mediciones del espectro del frente de onda de referencia reconstruido con el frente de onda del objeto modificado por cambios transversales:



Gráfica 2

CONCLUSIONES:

La correlación del frente de onda original con el frente de onda modificado del objeto, da como resultado cambios en intensidad fácilmente medibles.

Sin embargo, se requiere de mayor trabajo de experimentación para evaluar la influencia de la estructura del objeto en la evolución de los cambios de intensidad. Es posible que este sea un factor de ruido importante en la medida.

MEDICION DE LA CONSTANTE DE CONICIDAD
DE UNA SUPERFICIE ASFERICA

POR

ESTEBAN LUNA Y OSWALDO HARRIS

IAUNAM-OBSERVATORIO ASTRONOMICO NACIONAL

El método se basa en el desarrollo del DCO de dos rayos
DCO=Trayectoria Paraxial-Trayectoria Marginal
matemáticamente es:

$$\begin{aligned}
 \text{DCO} = & \frac{r^2}{2} \left\{ N' \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell'} \right] - N \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell} \right] \right\} \\
 & + \frac{r^4}{8} \left\{ \frac{K+1}{R^3} (N' - N) + \frac{N'}{\ell'} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell'} \right]^2 - \frac{N}{\ell} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell} \right]^2 \right\} \\
 & + \frac{r^2 Y}{2} \left\{ \frac{\eta' N'}{\ell'^2} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell'} \right] - \frac{\eta N}{\ell^2} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell} \right] \right\} \\
 & - \frac{r^2}{4} \left\{ \frac{\eta'^2 N'}{\ell'^2} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell'} \right] - \frac{\eta^2 N}{\ell^2} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell} \right] \right\} \\
 & + \frac{Y^2}{2} \left\{ \frac{\eta'^2 N'}{\ell'^2} - \frac{\eta^2 N}{\ell^2} \right\} \\
 & - \frac{Y}{2} \left\{ \frac{\eta'^3 N'}{\ell'^3} - \frac{\eta^3 N}{\ell^3} \right\} \tag{1}
 \end{aligned}$$

Podemos ver en esta expresión que sólo la aberración esférica es función de la constante de conicidad, por lo que el DCO se transformará en: (considerando una estrella en el eje óptico)

$$\text{DCO}'(K) = \frac{r^4}{8} \left\{ \frac{K+1}{R^3} (N' - N) + \frac{N'}{\ell'} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell'} \right]^2 - \frac{N}{\ell} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{\ell} \right]^2 \right\}$$

Las condiciones de trabajo para la superficie son:

1.- Superficie reflectora $N=-N'=1$

2.- Objeto lejano ($\ell=\infty$).

Con lo anterior, el DCO' en el plano focal es:

$$\text{DCO}'(K) = -\frac{r^4}{8} \left\{ \frac{K+1}{4f^3} \right\} \quad (2)$$

La aberración angular se define:

$$\frac{\partial \text{DCO}'}{\partial r} = -\delta\alpha = -\frac{r^3}{2} \left\{ \frac{K+1}{4f^3} \right\}$$

La aberración transversal es:

$$\Delta r \cong f\delta\alpha = -\frac{r^3}{2} \left\{ \frac{K+1}{4f^2} \right\},$$

finalmente la aberración longitudinal es:

$$\Delta Z = -\frac{f}{r} \Delta r = r^2 \left\{ \frac{K+1}{8f} \right\}.$$

$$\text{Sea } \varphi = \left\{ \frac{K+1}{8f} \right\},$$

$$\Delta Z = \varphi r^2 \quad (3)$$

dada K y f , φ , (3) permanecerán constante en toda la superficie, si esta fuera ideal; por lo que cualquier cambio en la aberración longitudinal se deba a variaciones de r . Por su apariencia la expresión (3) induce a pensar en utilizar algún tipo de promedio para estimar la constante de conicidad.

Aunque hay un sinfín de funciones diferentes que se pueden utilizar como modelos del valor medio de las variables de respuesta como una función de una o más variables independientes, nos concentraremos en el conjunto de modelos denominados modelos estadísticos lineales.

Un procedimiento para estimar los parámetros de cualquier modelo lineal es el método de los mínimos cuadrados. Una manera conveniente para lograr esto y que nos aporte estimadores con propiedades adecuadas, es minimizar la suma de los cuadrados de las desviaciones.

Sea $\hat{\Delta Z}_1$ el valor que predice el i -ésimo valor de ΔZ cuando $r=r_1$, la desviación del valor observado de ΔZ es:

$$\Delta Z_1 - \hat{\Delta Z}_1$$

y la suma de los cuadrados que debe minimizarse es:

$$\theta = \sum [\Delta Z_1 - \hat{\Delta Z}_1]^2 = \sum [\Delta Z_1 - \hat{\phi} r_1^2]^2, \quad (4)$$

si θ tiene un mínimo ocurrirá para los valores de $\hat{\phi}$ que satisfagan la ecuación:

$$\frac{d\theta}{d\hat{\phi}} = 0 = 2 \sum [\Delta Z_1 - \hat{\phi} r_1^2] [-r_1^2], \quad (5)$$

despejando $\hat{\phi}$ de (5) y despejando la constante de conicidad, tenemos:

$$K = 8f \frac{\sum \Delta Z_1 r_1^2}{\sum r_1^4} - 1 \quad (6)$$

La constante de conicidad funcionalmente es:

$$K = K(f, \Delta Z_1, r_1)$$

La incertidumbre en K es:

$$\Delta K^2 = \left[\frac{\partial K}{\partial r_1} \Delta r_1 \right]^2 + \left[\frac{\partial K}{\partial \Delta Z_1} \Delta(\Delta Z_1) \right]^2 + \left[\frac{\partial K}{\partial f} \Delta f \right]^2 \quad (7)$$

Se hicieron medidas sobre el espejo de 2.1 metros de San Pedro Martir, para tratar de conocer la constante de conicidad de manera cuantitativa y comprobar la constante del diseño. Se usó una pantalla circular de Hartmann con 7 radios como zonas de muestreo, obteniendo los siguientes datos:

Foco paraxial = $4817.5 \pm 5 \times 10^{-1}$ mm,

determinado con el primer anillo de la pantalla de Hartmann ($r = 279.9 \pm 5 \times 10^{-1}$ mm).

Para los otros radios se obtuvo el cambio en la aberración longitudinal que se lista en la tabla siguiente:

r [$\pm 5 \times 10^{-1}$ mm]	ΔZ [$\pm 5 \times 10^{-3}$ mm]
395	-0.40
510.8	-0.57
625.7	-0.71
739.5	-1.03
856	-1.42
975.8	-1.96

La incertidumbre para esta es:

$$\Delta K = \pm 2.6 \times 10^{-4}$$

La constante de conicidad calculada con estos datos es:

$$K = -1.0767 \pm 2.6 \times 10^{-4}$$

el valor de la constante del diseño es:

$$K = -1.07731$$

CONCLUSIONES

La estimación de la constante de conicidad por este método nos da cuantitativamente información necesario para poder caracterizar una superficie esférica. Sin embargo, durante el experimento se noto que existía un pequeño rango donde el tamaño de la mancha focal no variaba al mover el detector sobre el eje óptico, llegando a la conclusión de que la pantalla de Hartmann hace las veces de diafragma, como consecuencia inherente al método de muestreo al usar un anillo a la vez de la mascarilla, con esto la profundidad de foco se incrementa ocasionando una fuente de errores sistemáticos no contemplados en el análisis de incertidumbre.

$$\left(\frac{\Delta Z}{r} \right)^2 = \left(\frac{\Delta Z}{r} \right)^2 + \left(\frac{\Delta Z}{r} \right)^2$$

LASER DE N₂ CON CIRCUITO POLLONI*

Jesús Garduño Mejía y Mayo Villagrán Muniz.

Centro de Instrumentos, UNAM.

Apartado Postal 70-186, México D.F. 04510.

* Apoyado por DGAPA-UNAM, proyecto # IN 106291.

RESUMEN

La configuración Polloni para la excitación de láseres de Nitrógeno presenta varias ventajas sobre los circuitos convencionales tipo Blumlein⁽¹⁾.

Se describe la parametrización de un láser de Nitrógeno molecular ($\lambda=337.1$ nm) de campo cruzado con circuito Polloni de excitación, el cual, trabajando a una presión de 150 Torr es capaz de producir pulsos de menos de 1 ns de ancho, con energías típicas de 1.17 mJ sin espejo de acople, a frecuencias de 1-20 Hz.

Este láser es utilizado en el bombeo de láseres de colorantes para aplicaciones en Fluorescencia Inducida por Láser y Espectroscopía Optoacústica de sustancias de interés biomédico.

INTRODUCCION

Los láseres de N₂ son instrumentos de gran versatilidad ya que estos pueden emitir pulsos cortos menores de 1 ns, con potencias considerables (≈ 2 MW)⁽²⁾ a una longitud de onda de 337.1 nm. llegando a presentar eficiencias de hasta 3% usando una configuración Polloni⁽¹⁾.

Este tipo de láser es de gran utilidad para el bombeo de láseres de colorantes, como fuente de excitación para estudios de Fluorescencia Inducida por Láser y Espectroscopía Optoacústica de sustancias de interés biomédico⁽³⁾.

Los láseres de N₂ de configuración Polloni presentan ventajas sobre los láseres de tipo Blumlein teniéndose en el primer caso duración más corta de pulsos, esto se debe a la baja inductancia que presenta la malla del circuito formada por la cámara de descarga y un capacitor conectado eléctricamente en paralelo con esta. La transferencia de carga se da desde el capacitor de excitación al conectado a la cámara.

ARREGLO EXPERIMENTAL

En la figura 1 se muestra un esquema del circuito Polloni. El capacitor C es de 10.9 nF, el C1 es una línea de transmisión con un valor de 6.5 nF. El folio interno de este último capacitor lleva la carga almacenada en C a un electrodo del tubo láser, mientras que el folio externo se conecta al electrodo de tierra.

El interruptor de chispa (SG) es el que controla el voltaje de disparo que hemos mantenido fijo a 7.5 kV, éste se puede cambiar variando la separación entre dos electrodos que consisten de dos esferas de grafito. La inductancia L es de 11 μ H.

La cámara de descarga sellada con ventanas de cuarzo, está formada por electrodos transversales de latón de 30 cm de largo con una separación de 0.45 cm, uno de sección transversal redonda y otro con sección en forma de cuña.

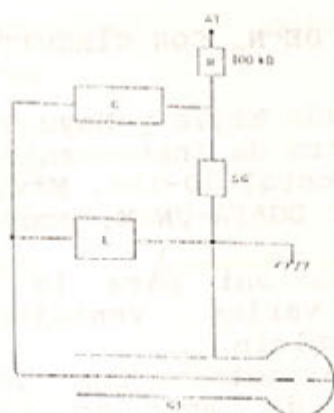


Fig. 1. Esquema experimental

Todo este arreglo se encuentra dentro de una jaula de Faraday para aislar los instrumentos de medida, del ruido electromagnético producido en la descarga.

La tasa de repetición de disparo se puede variar de 1 a 20 Hz

RESULTADOS

Las mediciones de voltaje se realizan a través de una punta Tektronix P6015. En la Fig 2 se presenta un pulso típico de voltaje medido directamente entre los electrodos, junto con el pulso láser que aparece cuando la tensión comienza a colapsar.

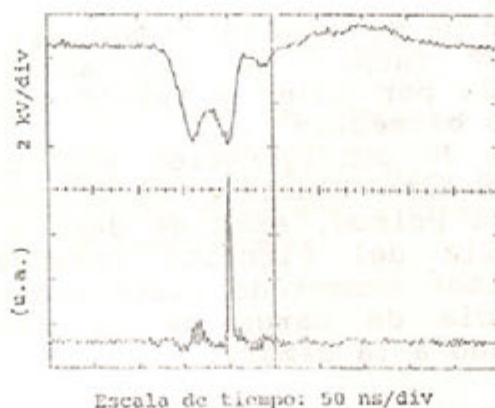


Fig. 2 Pulsos de voltaje y láser

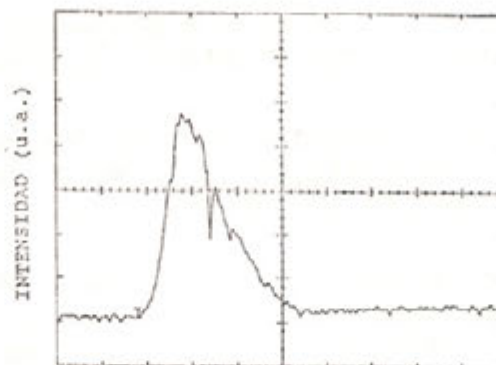
Todas estas señales se registran en un osciloscopio Tektronix 2440 de 300 MHz de ancho de banda y se imprimen en un graficador Tektronix HC100.

El láser funciona entre 70 Torr y 250 Torr, teniéndose una potencia de salida máxima sin espejo de acople de 1.17 mJ a 150 Torr. La energía se mide con un Joulmetro Piroeléctrico Moletrón J25 con indicador JD1000.

En la Fig. 3 se presenta la forma temporal de un pulso típico de este láser en la condiciones de máxima energía de salida, medida con un detector Motorola MRD721 con tiempo de respuesta menor de 1 ns polarizado con 24 V.

El tiempo de subida del pulso es de 1.53 ns, con un ancho medio

de 4.5 ns, el ancho real es de 676 ps ya que este se encuentra ensanchado por la electrónica de los instrumentos de medición⁽⁴⁾.



Escala de tiempo: 2 ns/div

Fig. 3 Forma temporal del pulso láser.

CONCLUSIONES

Las ventajas de este láser son la facilidad de construcción así como la adquisición y bajo costo de los materiales que lo constituyen.

Siendo que el voltaje de carga es de 7.5 KV y la energía de 1.17 mJ esto implica una eficiencia de 0.38% que es mayor que las obtenidas con otros circuitos de excitación. Esta se puede mejorar adicionándole un espejo de acople y limitando el tiempo de aplicación de potencia eléctrica al intervalo de tiempo en que tiene lugar la emisión láser. Para esto es necesario el estudio del pulso de corriente que fluye entre los electrodos.

Con este láser hemos bombeado colorantes de los que se han obtenido pulsos sintonizables en el visible, con anchos del orden de los ns adecuados para el estudio fluorescente y fotoacústico de muestras de sustancias de interés biológico.

AGRADECIMIENTOS

J. de la Rosa y R. Linares de la Sección de Graduados, ESIME-IPN en la obtención de las medidas de voltaje y luz, y a la Universidad Federal Fluminense de Brasil por la donación de la cabeza láser.

REFERENCIAS

- 1- B. Oliveira dos Santos, C.E. Fellows, J.B. de Oliveira e Souza y C.A. Massone. "A 3% Efficiency N₂ laser". Appl. Phys. B., 41, 241-244, (1986).
- 2- H. da Silva Reis, A. Diaz Tavares Jr., C. A. Massone y M.S.Z. Chaghtai. " A high Power, short pulsewidht, low pressure N₂ láser". Reporte interno, Universidad Federal Fluminense, Brasil, (1986).
- 3- M. Villagrán. "Espectroscopias láser de sustancias de interés biomédico". XXXIV Congreso Nacional de Física, México D.F., (1991).
- 4- M. Villagrán, J. Garduño, J. de la Rosa y R. Linares. "Estudio de un láser de N₂ con configuración Polloni". Enviado a la revista Instrumentación y Desarrollo, (1991).

CARACTERIZACION DE PELICULAS DE SiO POR LA TECNICA DE ACOPLAMIENTO DE PRISMA

D.Salazar, J.Camacho, H.Márquez
Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada
(CICESE). Apdo. Postal 2732, C.P.22800. Ensenada, B.C.México.

RESUMEN

En este trabajo se presentan resultados de la caracterización de películas de SiO por medio de la técnica de acoplamiento de luz por prismas de alto índice de refracción.

1. INTRODUCCION

En comparación con técnicas convencionales de espectrofotometría o elipsometría, el método de acoplamiento por prisma; el cuál permite el acoplamiento y guiado de ondas de luz en películas delgadas, puede ser una técnica precisa y fácilmente adaptable para mediciones del espesor e índice de refracción de la película (1).

Como consecuencia de que el guiar luz en películas delgadas depende básicamente del espesor de la película y la diferencia entre el índice de refracción del sustrato y la película; ambos (espesor e índice de la película) pueden ser determinados simultáneamente por medición de las características modales, tales como el índice efectivo y la constante de atenuación de los modos de propagación de las ondas guiadas. A través de las ecuaciones modales, el índice efectivo esta relacionado a el índice de refracción y el espesor de la capa-guía (2). La técnica de acoplamiento de prisma ha sido utilizada para este propósito por varios autores(1,7). En casi todos los casos se utilizan prismas de rutilo (TiO_2) para el acoplamiento del haz en la película delgada, aunque existen una diversidad de prismas de otros materiales: ZnS, $CaCO_3$, ZnSe, GGG, etc. factibles de ser usados. Existe poca información sobre la utilización de prismas de vidrio de alto índice de refracción como acopladores de guías de onda. Por lo que en este trabajo se presentan resultados de la caracterización de películas de SiO utilizando prismas de vidrio SF-57.

2.- PARTE EXPERIMENTAL

Las películas investigadas fueron obtenidas por evaporación térmica usando portaobjetos de microscopio como sustratos. Se utilizó un equipo de evaporación en vacío Edwards de 12" trabajando a 2×10^{-5} torr; el material usado SiO (ultrapuro 99.99% Balzers) fué evaporado empleando cestillas de Molibdeno.

El arreglo experimental para llevar a cabo el acoplamiento y que permite la posterior caracterización de la película se muestra en las Figs. 1 y 2. El diseño y construcción de este sistema fué realizado en CICESE y consta de dos partes: la primera es una montura que permite realizar el contacto óptico entre prisma y película en dos puntos (uno para meter la luz a la guía y otro para salida de la luz), y la segunda es otra montura que permite controlar los ángulos a que incide la luz.

En la primer montura (ver Fig.1) se fijan los prismas sobre el sustrato con la película. Por la parte inferior de donde se coloca el sustrato existe una punta que se mueve mediante un tornillo

micrométrico. Esta punta se usa para hacer presión sobre el sustrato y lograr un contacto óptico en una pequeña región entre la base del prisma y la película.

La segunda parte es un sistema donde se coloca la montura anterior, mostrado en la figura 2. Este es un disco cuyo centro se hace coincidir con la región de contacto óptico del prisma de entrada, de manera que girando el disco se puede controlar el ángulo de incidencia de la luz. El disco posee una graduación que permite la lectura directa de su giro.

El sistema de iluminación que se usa consta de un laser He-Ne de 5 mw de potencia ($\lambda=632.8$ nm) seguido de un objetivo de microscopio 10X, mismo que se utiliza para enfocar el haz sobre la región de contacto. Los prismas de acoplamiento son de vidrio de alto índice (SF57, $n_d=1.8466$) de ángulos $45^\circ-90^\circ-45^\circ$ con caras pulidas a $\lambda/10$.

3.- RESULTADOS Y DISCUSION

Como primer paso se debe provocar un contacto óptico entre el prisma y la película, tanto para la entrada como para la salida de la luz. La manera de apreciar cuando se ha alcanzado el contacto óptico es sencilla; ya que aparecen anillos de Newton en la región de contacto.

Una vez logrado el contacto óptico, se ilumina la hipotenusa del prisma con un haz convergente de luz laser, haciendo que se enfoque en la región de contacto. El ángulo α que incide la luz debe ser capaz de producir el fenómeno de reflexión interna total en la película, para que está sea una guía de onda. Conociendo el ángulo de incidencia y el número de modos guiados, se puede obtener el espesor en función del índice. Si se cuenta con una segunda medición, las dos curvas de espesor contra índice se cruzan en un punto. El punto de intersección corresponde a los valores de espesor e índice de la película.

Después de obtener el contacto óptico e iluminando el sistema a un ángulo igual o mayor que el ángulo crítico, la luz viaja por la película delgada y se propaga por medio de reflexiones internas (ver Fig. 3a). A la salida del segundo prisma se observan los modos de propagación, emergiendo a ángulos de 41° y 41.84° , de la luz que permite la película (ver Fig.3b).

El índice de refracción y el ángulo del prisma, junto con la forma del prisma, determinan el rango y magnitud del índice efectivo de los modos (N_m), que pueden ser medidos con el prisma. El índice efectivo de la propagación de la luz a lo largo de la base del prisma esta relacionado a el ángulo de incidencia sobre la cara de entrada del prisma, mostrado en la figura 4, por (1):

$$N_i = \frac{B_i}{(2\pi/\lambda)} = n_p \sin\{\theta_p + \sin^{-1}[\sin(\alpha_i - \theta_p)/n_p]\} \quad 1$$

donde $i=0, 1, 2, \dots$ son los ordenes de los modos.

Esto es, si $(\alpha_i - \theta_p)$ varía dentro de los límites prácticos de $-\pi/2$ a $\pi/2$, un rango de N_i valores es posible con un prisma dado. Si la condición de acoplamiento-fase es satisfecha, los N_i 's del prisma corresponden al índice efectivo, N_m , de los modos de propagación permitidos en la guía de onda de película delgada.

Para una guía planar de película delgada, la cuál consiste de

una película de índice n_f y espesor t_f evaporadas sobre un sustrato de índice n_s (ver figura 4), las ecuaciones modales que gobiernan las constantes de propagación son:

$$b_1 t_f = \phi_{fa} + \phi_{fs} + 2m\pi \quad 2$$

donde $m = 0, 1, 2, \dots$ son los ordenes de los modos y N_m es igual a

$$N_m = \beta_m / (2\pi/\lambda) = \{n_f^2 - (b_1 / (2\pi/\lambda))^2\}^{1/2} \quad 3$$

donde ϕ_{fa} y ϕ_{fs} representa la mitad de los avances de fase total de la luz reflejada en las interfaces película-aire y película-sustrato. Estas son limitadas entre de 0 y $\pi/2$ y las expresiones exactas son determinadas por las configuraciones modales (TE o TM) (8). La parte real de la constante de propagación a través de la interface es b_1 . Los eigenvalores β_m o N_m pueden ser calculados de las soluciones simultáneas de las ecuaciones modales. El número de modos de onda que pueden ser soportados en una guía de película delgada está determinado por las condiciones de corte del modo: el espesor normalizado de la película (t_f/λ) y la diferencia de índices ($n_f - n_s$) entre el sustrato y la película guía. En general, todos los modos guiados tienen un índice efectivo en el rango $n_s < N_m < n_f$. Sin embargo, para medir todos los modos guiados de esta película, es necesario tener un prisma cuyo rango N_i cubra el intervalo de n_s a n_f .

Las películas de SiO examinadas por este método tienen un índice de refracción de 1.6852 y espesor de 390 nm.

BIBLIOGRAFIA

- 1.-D.K.Paul: SPIE Vol.342 Integrated Circuit Metrology, 100 (1982).
- 2.-P.K.Tien and R.Ulrich: J.Opt.Soc.Amer., 60,1325(1970).
- 3.-R.Ulrich and R.Torge: Appl.Opt., 12,2901(1973).
- 4.-J.S.Weiland and W.D.Westwood: Appl.Phys.Lett., 32,819(1978).
- 5.-E.Pelletier, F.Flory, and Y.Hu: Appl.Opt., 28,2918(1989).
- 6.-W.A.Pasmooij, P.A.Mandersloot, and M.K.Smit: J.Lightwave Tech., 7,175(1989).
- 7.-P.K.Tien, R.Ulrich, and R.J.Martin: Appl.Phys.Lett., 14,291(1969).
- 8.-T.Tamir: Ed. Topics in Applied Physics, "Integrated Optics", Second Edition Springer-Verlag (1982).

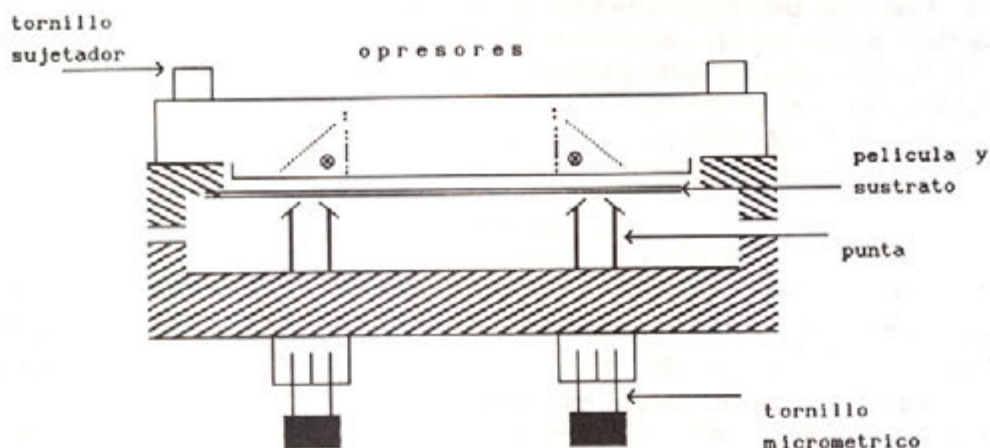


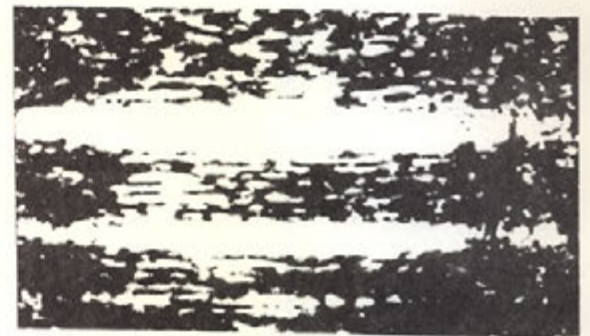
Fig.1 Esquema de la montura para el contacto óptico entre el prisma y película.



Fig. 2 Fotografía del disco mediante el cuál se controla el ángulo de incidencia de la luz.



a



b

Fig. 3 a) Propagación de la luz dentro de una película de SiO y b) modos de propagación de la luz dentro de la guía de onda.

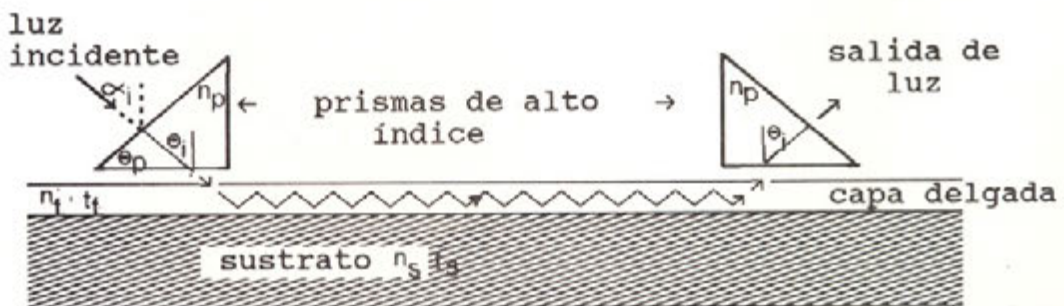


Fig. 4 Mecanismo de acoplamiento de entrada y salida de luz en la guía por prismas.

NORMAS DE PUBLICACION DE LA REVISTA OPTICA

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

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

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

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

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

4. Las fotografías deben ser originales brillantes en blanco y negro convenientemente reducidas. Las figuras y tablas deberán ser de alta calidad para garantizar una buena reproducción (se recomienda el uso de impresoras Laser, graficadoras o tinta china). Las leyendas de las figuras deberán ser colocadas en la parte inferior de la misma (con numeración 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 ajustandose a las hojas formato que se le entregará para su impresión inmediata.

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

MELLES GRIOT

Calipo, S.A., distribuidor de Melles Griot en México; ofrece los productos de más alta calidad en:



Wollaston

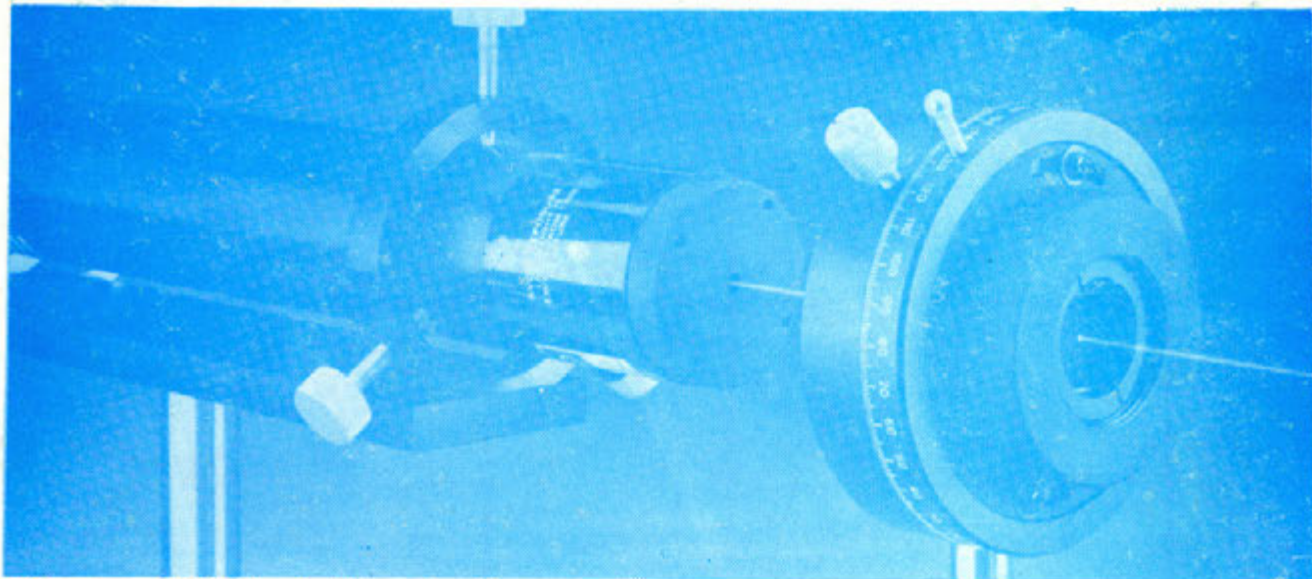


Glan-Taylor



Beam Displacine

Dispositivos electroópticos,
componentes ópticas,
componentes mecánicas,
láseres, diodos láseres,
y mesas ópticas .



Responsabilidad y rapidez, el mejor soporte técnico a la industria, centros de investigación y desarrollo del país.

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

Pedidos:

Neptuno 297 Esq. Diamante Fracc. "Playa Ensenada"
Tel(667)632-30. Fax(667)645-58. Tel/Fax(667)639-00.
Ensenada, Baja California. 22880.