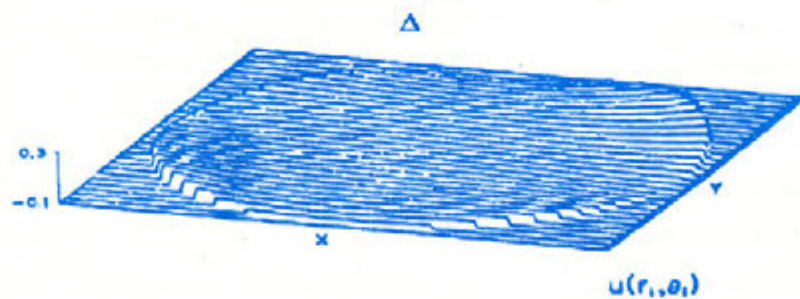
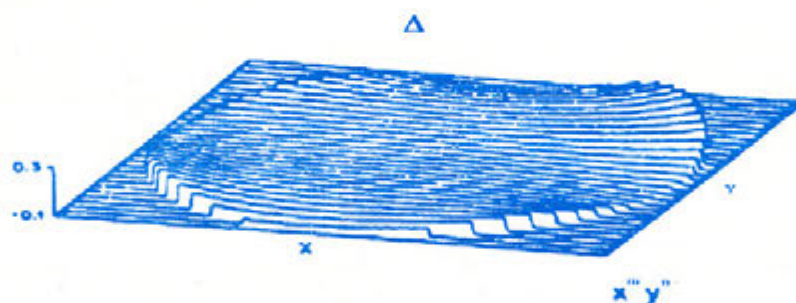
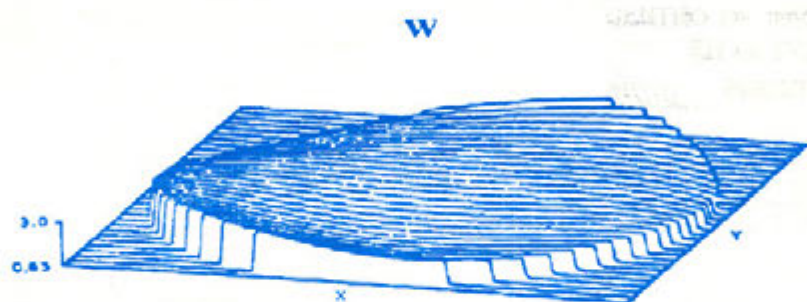


OPTICA

VOL. 2 . NUM. 3

NOVIEMBRE 1992



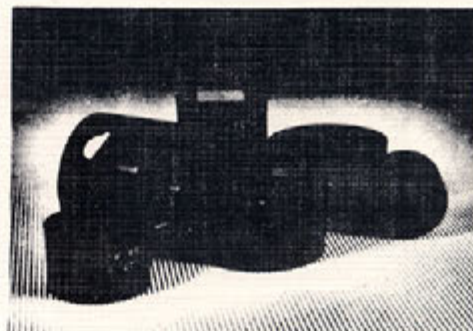
REVISTA DE LA ACADEMIA MEXICANA DE OPTICA A.C.

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.
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 Martí 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 muestra una representación gráfica de interferogramas con polinomios de Zernike.

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 (Aerco, 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 **Modelación digital de registro y descifrado de fotografías de Speckle de doble exposición.**
L. Martí Lopez, A. Mavillo Nuñez, T. Alvarez González
- 13 **Ajuste de Datos Interferométricos con polinomios de Zernike.**
J.Carpio Valadez, D. Malacara Hernández, J. Sánchez Mondragón
- 19 **Análisis óptico de los puntos críticos de películas de CdTe.**
M.A. Herrera Lazaro, G. Contreras Puente, M. Cardenas García,
A.I. Díaz Gongora, M. Melendez Lira, I. Hernández Calderón.
- 25 **Códigos numéricos de propagación de pulsos: una realidad en equipos pequeños de computo.**
G.E. Torres Cisneros, J.J. Sánchez Mondragón

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.

Con este número de OPTICA de 1992 concluimos el segundo volumen de la Revista. En este número se presentan artículos que contribuyen en las áreas de Procesado Optico, Interferometria, Películas Delgadas y Láseres.

Con la presentación de la revista en el I Congreso Iberoamericano de Optica, realizado en Septiembre de 1992 en Barcelona, España. Se aumentara la distribución a Investigadores de Iberoamericana y de la Comunidad Economica Europea, en particular a España, Portugal, Francia, Cuba, Venezuela y Brasil. Iniciando una etapa de mayor difusión de la revista.

Esperamos seguir contando con sus valiosas e indispensables contribuciones y mantener la continuidad de esta Revista. Enviamos una cordial invitación a todos los participantes del III Congreso Nacional de la Academia Mexicana de Optica 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). Esperamos finalmente que el presente número sea de su agrado.

" MODELACION DIGITAL DE REGISTRO Y DESCIFRADO DE FOTOGRAFIAS DE SPECKLE DE DOBLE EXPOSICION "

L.Martí Lopez, A. Mavillo Nuñez, T. Alvarez González.
Instituto Superior Politécnico José Antonio Echevarría (ISPJAE)
Depto. de Física. Fac. de Ing. Eléctrica
C.P. 19390 Ciudad de la Habana. Cuba

Artículo aceptado en Agosto de 1992

RESUMEN

En el presente trabajo se modela en computadora el registro y descifrado de fotografías de Speckle de doble exposición para la determinación de desplazamientos transversales. La modelación del proceso se realizó para diferentes materiales de registro: películas fotográficas y materiales que operan con transiciones de fase metal-semiconductor. En todos los casos se hizo un estudio de la influencia de los parámetros característicos del registro en el error de la frecuencia de las franjas de Young típicos del método.

Se propone un método para corregir los efectos de la no uniformidad de la iluminación de halo de difracción en la medición de la frecuencia de las franjas, demostrándose que se logra disminuir el error en un 50%

INTRODUCCION

La influencia negativa de la no uniformidad de la iluminación del halo de difracción de speckle-fotografías de doble exposición fué estudiada por Kaufmann [1] mediante la modelación analítica y numérica del proceso de descifrado. El parte de los resultados obtenidos por Khetan y Chiang [2], demostrando que el error en la medición de los desplazamientos disminuyen cuando el cuadro de franjas de Young era procesado mediante transformada de Fourier [3]. Posteriormente Kaufmann propone un sistema de procesamiento automático de franjas utilizando fotografías de speckle experimentales, cuya información es introducida en computadora [4]. En este caso se reportan errores mayores que en el caso que el halo fue simulado. Continuando con el estudio de la influencia de la no uniformidad de la iluminación del halo, se estudian tanto los patrones generados libres de ruido [5], como los que introducen en la señal dos términos de ruido, uno dependiente de la señal y otro aleatorio [6]. Estos patrones son procesados mediante un algoritmo basado en la integración de los datos a lo largo de una dirección paralela a las franjas, a las que se les calcula la transformada de Fourier.

Meynart [7] ha analizado algunas inconsistencias teóricas en las expresiones analíticas de la iluminación del halo de difracción y cuestiona la suposición de registro lineal que se ha hecho en todos los trabajos citados.

Producto de la inconsistencia de esta suposición ella ha sido experimental [8,9] y teóricamente [10] estudiada, habiéndose demostrado que el registro no lineal provoca un aumento del diámetro del halo de difracción y del ruido óptico. El aumento del diámetro del halo de difracción induce a pensar que el registro no lineal permite disminuir sustancialmente la magnitud del menor desplazamiento transversal medible, sin embargo, esto no es así, pues cuando disminuye el desplazamiento transversal que se mide aumenta el ruido óptico. Una manera de evitar lo anterior consiste en el uso del desplazamiento del medio de registro en el intervalo entre las exposiciones [11] para que la magnitud de los desplazamientos totales esté en la zona en que el ruido de registro no lineal es mínimo.

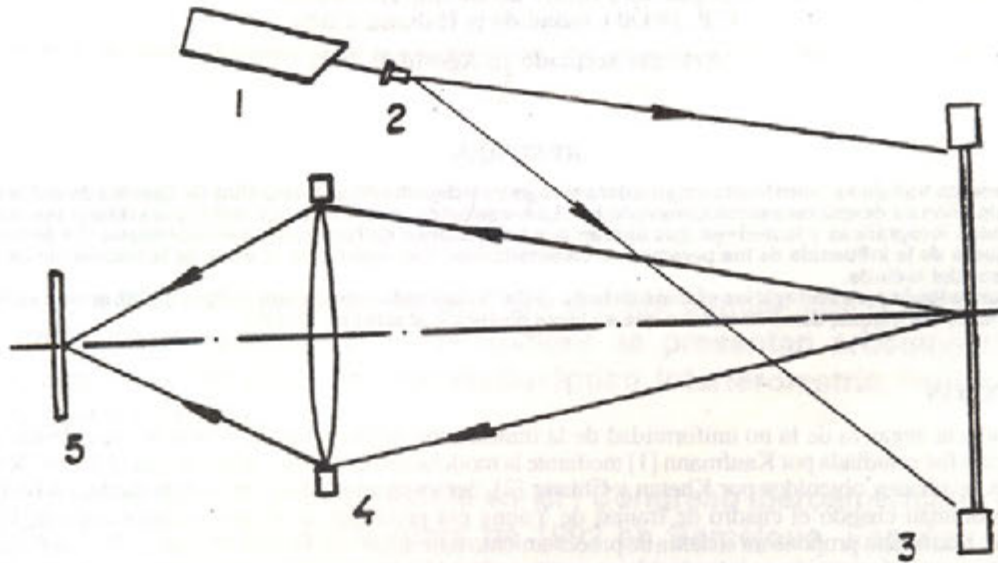
En el presente trabajo se estudia el registro y el descifrado de speckle fotografías de doble exposición mediante la modelación digital. La ventaja fundamental del método utilizado consiste en que no se imponen restricciones de linealidad en el registro y no se exige que el ruido que presenten las franjas sea aditivo. Sea analiza el registro de materiales fotográficos con diferentes valores de contraste, el registro digital (por transición de fase) y la correlación a la no uniformidad del halo de difracción. Se hace uso de resultados anteriores [12].

DESCRIPCION DE LA MODELACION

La modelación digital se llevó a cabo con matrices de 128×128 elementos, las cuales eran complejas para las amplitudes y reales para las iluminaciones. Para generar el cuadro de speckle en el plano imagen se comenzó por la creación de una matriz de amplitudes con fases aleatorias según una distribución uniforme en el intervalo $0 \text{ a } 2\pi$. El producto de esta matriz por una función circle representa a la función de amplitudes dentro de la pupila de salida del sistema óptico modelado, como se muestra en la fig.1. La transformada rápida de Fourier (FFT) bidimensional permitió hallar la matriz de amplitudes de la imagen, de la cual se obtiene la matriz de iluminación. Un cuadro de speckle típico se muestra en la fig.2. Ellos cumplen excelentemente con las propiedades estadísticas de primero y segundo órdenes de los cuadros de speckle totalmente desarrollados [13].

El desplazamiento del cuadro de speckle se modeló mediante la translación de los elementos de la matriz de iluminación.

Su suma con la matriz del cuadro de speckle sin desplazar da la matriz de iluminación total correspondiente a la doble exposición. Se tomaron desplazamientos de 2.4 y 6 elementos de matriz, que corresponden a 0.5, 1 y 1.5 veces la longitud de correlación de los speckles.



1.- Fuente de luz coherente 2.- Lente 3.- Objeto 4.- Lente Formadora de imagen 5.- Material de Registro
 Figura 1. Esquema del sistema óptico modelado

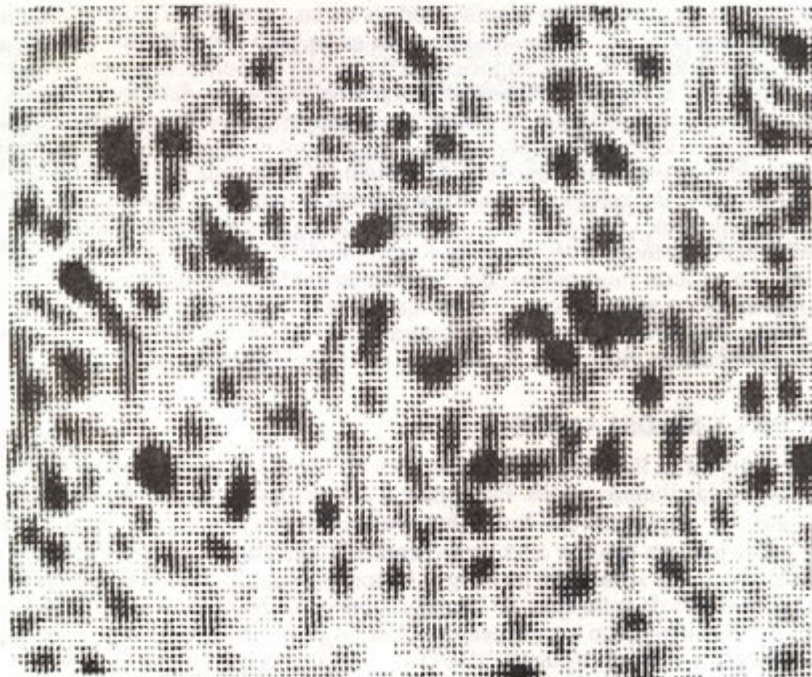


Figura 2. Cuadro de Speckle modelado

La película fotográfica fue simulada mediante la función de la transmitancia de amplitudes con la exposición que se muestra en la fig.3. Los parámetros E_0 y E_1 denotan a la exposición umbral y a la exposición de saturación respectivamente. El contraste de la película fue caracterizado por el parámetro C , definido como:

$$C = E_0/E_1 \quad C(0, 1)$$

Los parámetros complementarios n_1 , n_2 y n_3 denotan la fracción de los puntos con transmitancia en las zonas umbral, lineal y de saturación, respectivamente.

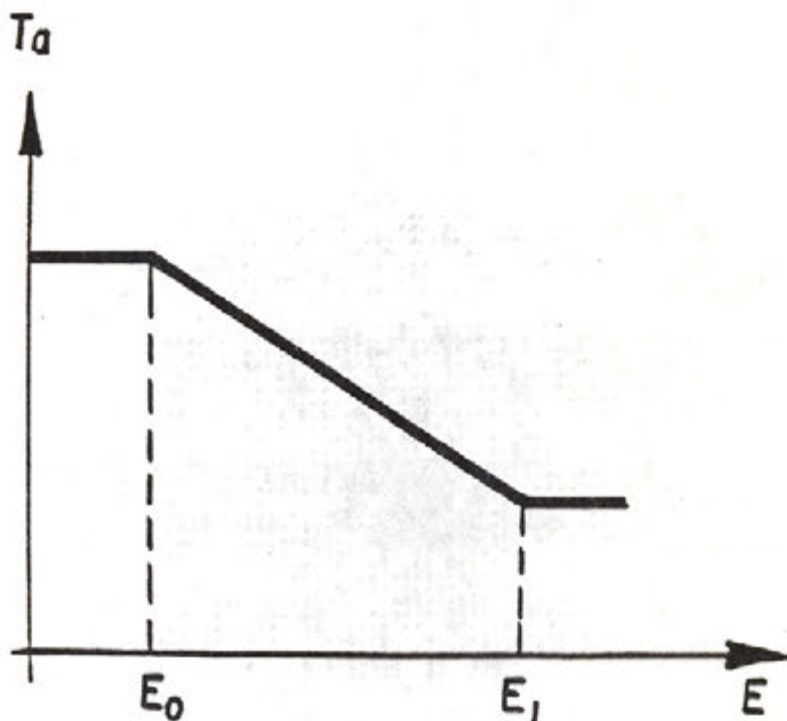


Figura 3 Función de transmitancia de amplitudes contra exposición.

En el caso de los materiales que operan por transición de fase, como, las láminas de óxido de Vanadio [14] el cambio del coeficiente de reflexión con la temperatura correspondía a un lazo de histéresis de un monocristal. Además se supuso que la duración de los pulsos luminosos modelados será tan pequeña que los efectos de la difusión del calor podían despreciarse. Un parámetro, n_4 da la fracción de los puntos que experimentan la transición de fase (que marcan) en la primera exposición.

Las franjas de Young fueron obtenidas mediante la aplicación de la FFT bidimensional a un sector circular de la fotografía de speckle anteriormente modelada. Esto proporciona la matriz de amplitudes en el plano de Fourier y permite calcular la matriz de iluminación en ese plano. Patrones de Young típicos se muestran en la fig.4.

Para analizar el descifrado se supuso que las franjas eran barridas por un fotodetector lineal de área rectangular $a \times b$, siendo a su ancho y b su largo, que se desplazan a velocidad v constante en la dirección perpendicular a las franjas.

La representación analítica de la señal de salida del fotodetector S es:

$$S(t) = \alpha \int \int dx dy \text{rect} \left(\frac{x - x_0 - vt}{a} \right) \text{rect} \left(\frac{y - y_0}{b} \right) I(X, Y)$$

Donde:

$S(t)$ = Señal de salida del fotodetector en función del tiempo y de la coordenada de su centro en el eje y .

α = Constante de proporcionalidad.

x, y = Coordenadas cartesianas en el plano de Fourier.

x_0, y_0 = Coordenadas del centro del fotodetector.

$I(x, y)$ = Función iluminación correspondiente a las franjas de Young

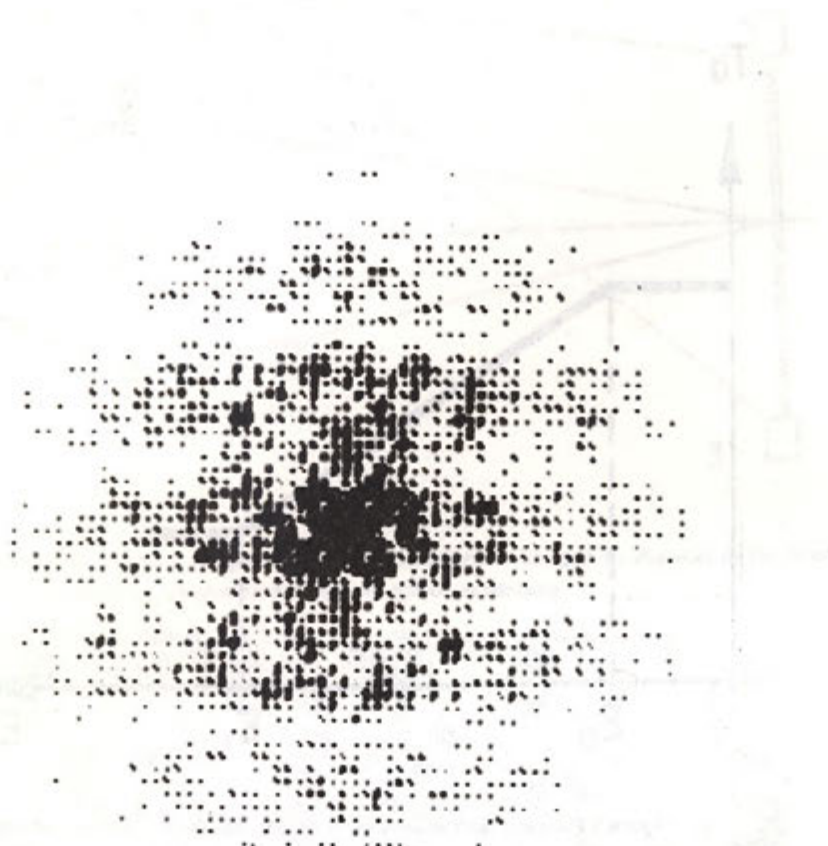


Figura 4. Patrón de franjas de Young obtenido en la modelación

En la modelación digital se sustituye las integrales por sumatorias, mientras que el desplazamiento se representa mediante el incremento de una unidad, en iteraciones sucesivas, de la posición en el eje x de la ventana. Esto es equivalente al muestreo de la señal $S(t)$ que corresponde a la señal digital $S(p)$.

Como el error relativo en la medición de desplazamientos es igual al error relativo en la medición de la frecuencia espacial de las franjas, se procedió a estimar este último. Para ello se le aplicó a la señal $S(p)$ la FFT unidimensional. El valor de la frecuencia espacial se obtiene de la posición de los picos laterales de la transformada de Fourier y el error absoluto del ancho de estos picos a una altura del 80% del máximo. En las figuras 5(a) y 5(b) se muestran los gráficos del barrido de las franjas en uno de los casos estudiados y el de la FFT unidimensional correspondiente.

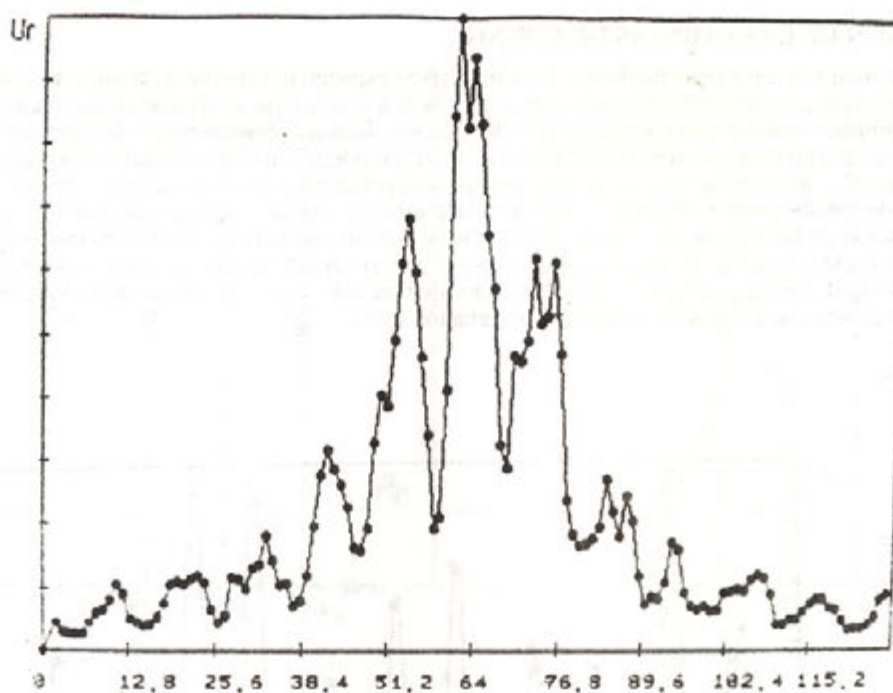


Figura 5(a) Barrido de uno de los patrones de franjas de Young obtenido en la modelación.

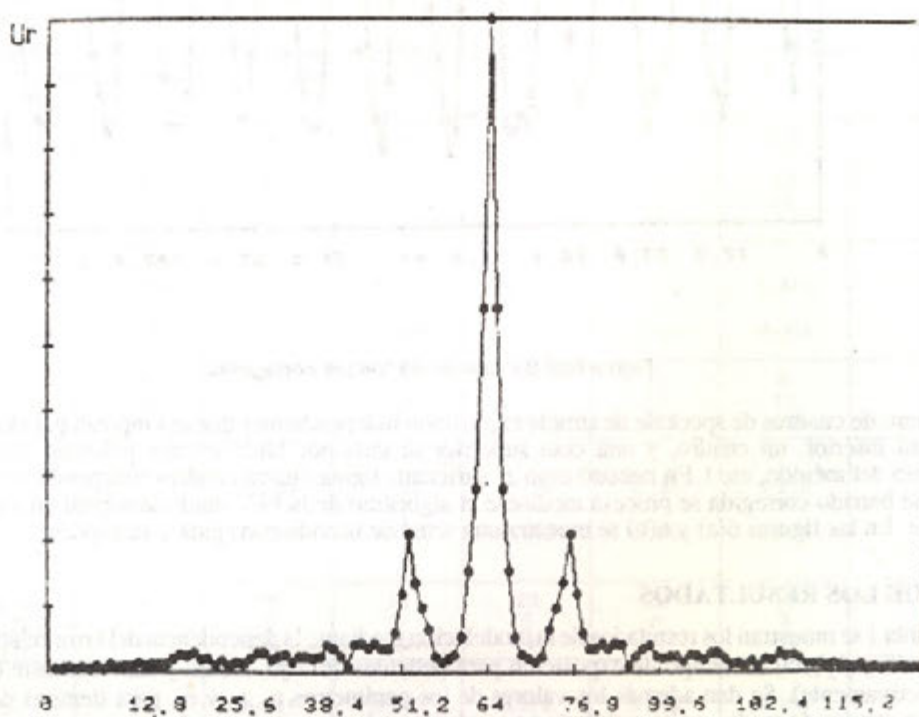


Figura 5(b) Barrido de la transformada de Fourier correspondiente a la fig.5 (a)

CORRECCION DE LAS FARNJAS DE YOUNG.

Para disminuir el error en la medición de la frecuencia espacial del cuadro de franjas de Young es necesario que la señal de salida del fotodetector sea lo más parecida posible a la señal que se obtiene de un cuadro de franjas de Young ideales. Ello implica realizar una corrección a dicha función. Esta correlación se puede hacer en el procesamiento de Fourier de la señal o en la propia señal de barrido. En nuestra modelación se estudia un método alternativo que consiste en generar varios cuadros de speckle estadísticamente independientes de simple exposición (ello equivale a registrar esos cuadros de speckle variando la distribución de fase sobre el objeto) y obtener una función de barrido promediada sin la modelación de las franjas de Young. Si la señal de barrido del halo de difracción modulado por las franjas de Young se divide entre la señal de barrido obtenido por el método descrito, entonces la nueva señal estará corregida del efecto de la no uniformidad del halo de difracción. Evidentemente, este procedimiento es válido si la iluminación en el halo de difracción con franjas de Young es de variación lenta.

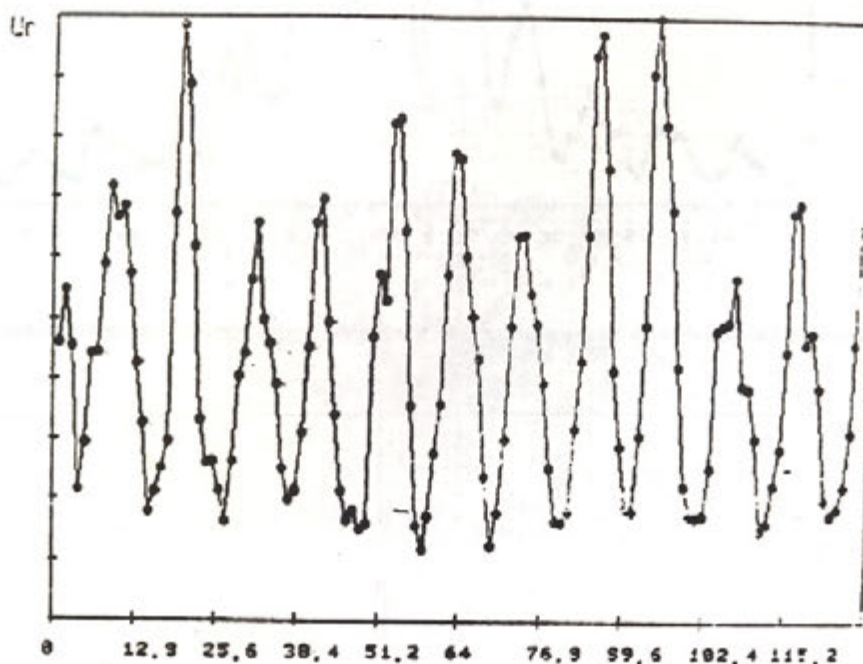


Figura 6(a) Barrido de las franjas corregidas

El número de cuadros de speckle de simple exposición independientes que se emplean para hacer la correlación tiene una cota inferior, un cuadro, y una cota superior dictada por limitaciones prácticas (trabajo que genera, encarecimiento del método, etc.). En nuestro caso es suficiente tomar cuatro cuadros independientes.

La señal de barrido corregida se procesa mediante el algoritmo de la FFT unidimensional tal y como fue descrito anteriormente. En las figuras 6(a) y 6(b) se muestra una señal de barrido corregida y su espectro.

ANALISIS DE LOS RESULTADOS

En la tabla 1 se muestran los resultados de la modelación mediante la dependencia del error relativo en la medición de la frecuencia ($\Delta f/f$) con el tiempo de exposición para películas de bajo, medio y alto contraste ($C_1=0.1$, $C_2=0.5$ y $C_3=0.9$ respectivamente). Se dan además los valores de los parámetros n_1 , n_2 y n_3 , para tiempos de exposición muy pequeños en películas de medio y alto contraste no se observan franjas como era de esperar.

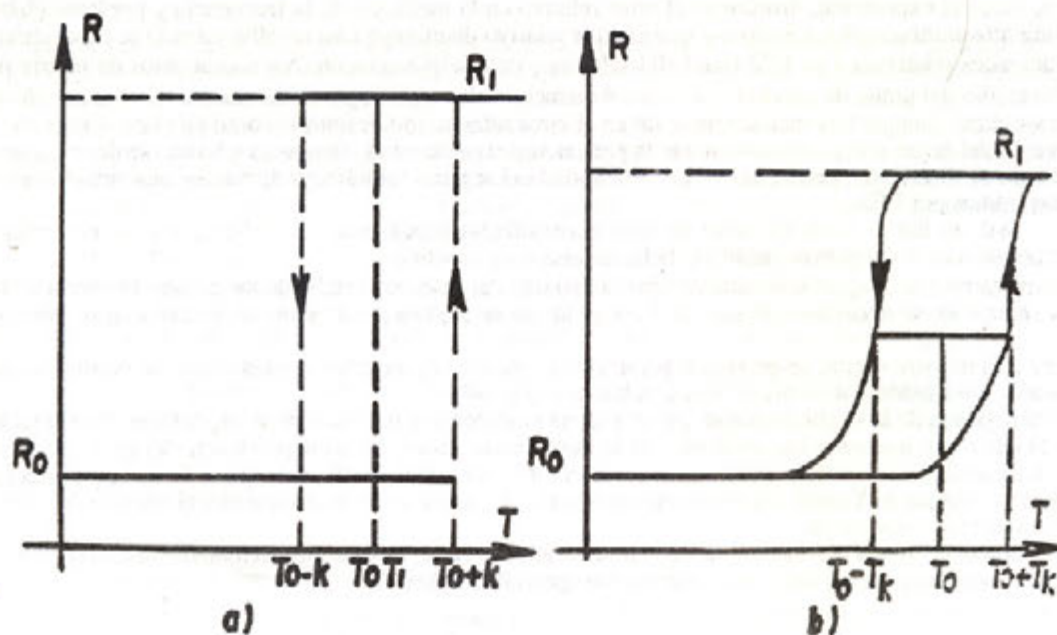


Figura 6(b) Barrido de la transformada de Fourier correspondiente a la figura 6(a)

TABLA 1. Error relativo en la medición de la frecuencia para desplazamientos $\Delta = 4$ y $\Delta = 6$ elementos de matriz, en películas de bajo, medio y alto contraste y para diferentes tiempos de exposición.

	te	0.12	0.37	0.61	0.86	1.10	1.72	3
Bajo Contraste	n_1 %	29	6	3	1.5	1.02	0.5	0
	n_2 %	71	77	58	42	32	18	7.8
	n_3 %	4	17	39	56	67	81	92
$\frac{E_c}{E_i} = 0.1$	$\frac{\Delta}{f} (\Delta = 4)$	0.235	0.283	0.257	0.228	0.215	0.240	---
	$\frac{\Delta}{f} (\Delta = 6)$	0.249	0.200	0.166	0.133	0.104	0.090	---
Medio Contraste	n_1 %	95	51	29	19	13	6	6
	n_2 %	4.8	32	32	25	20	12	5.3
	n_3 %	0.2	17	39	56	67	82	91
$\frac{E_c}{E_i} = 0.5$	$\frac{\Delta}{f} (\Delta = 4)$	---	0.256	0.248	0.219	0.182	0.215	---
	$\frac{\Delta}{f} (\Delta = 6)$	---	0.198	0.170	0.140	0.105	0.103	0.065
Alto Contraste	n_1 %	---	79	55	39	29	16	6.8
	n_2 %	---	4	5	5	4	3	1.17
	n_3 %	---	16	40	56	67	81	91.9
$\frac{E_c}{E_i} = 0.9$	$\frac{\Delta}{f} (\Delta = 4)$	---	0.241	0.242	0.279	0.235	0.165	---
	$\frac{\Delta}{f} (\Delta = 6)$	---	0.200	0.149	0.149	0.128	0.090	0.094

A medida que crece la exposición, disminuye el error relativo en la medición de la frecuencia y por consiguiente de los desplazamientos transversales. Obsérvese que el error relativo disminuye casi un 50% cuando la exposición crece de $t = 0.37$ (unidades relativas) a $t = 1.72$ (unidades relativas) con desplazamiento $\Delta = 6$ elementos de matriz (mayor que el tamaño medio del grano de speckle). con $\Delta = 4$ elementos de matriz, aproximadamente igual al tamaño medio del grano de speckle, aunque hay una disminución en el error relativo, no es notoria como en el caso anterior.

Esta disminución del error, aún en el caso en que la presencia del ruido en las franjas es notable, se debe a que con el aumento del halo de difracción, producto de la no linealidad del registro, el número de puntos muestreados es mayor al procesar las franjas por FFT.

No obstante, existe un límite desde el punto de vista experimental debido a las dificultades que se presentan en el proceso de reconstrucción del patrón cuando la película está muy oscura.

Cuando el desplazamiento es aproximadamente igual a la mitad del diámetro medio de los granos de speckle, ($\Delta = 2$) elementos de matriz, no se obtuvieron franjas de Young, lo que se explica por el aumento en estos casos del ruido no lineal (12).

Para caracterizar el registro digital se empleó el parámetro n_4 que da el porciento de puntos que no producen cambios en el coeficiente de reflexión ("no marcan") en la primera exposición.

Este parámetro depende de la exposición a la que se somete el material y del valor de la exposición de umbral E_0 del material. En la tabla 2 se muestran los resultados de la modelación a través de la dependencia del error relativo en la medición de la frecuencia con el valor de n_4 se puede observar la eficiencia de un valor límite de n_4 a partir del cual no es posible observar franjas de Young, así como una tendencia a disminuir el error al aumentar el número de puntos que no marcan en la primera exposición.

En la tabla 3 se aprecia como la correlación de las franjas obtenidas en las mismas condiciones de decifrado, tanto para registro no lineal como digital, permite una disminución apreciable del error.

TABLA 2. Error relativo en la medición de la frecuencia para desplazamientos $\Delta = 4$ y $\Delta = 6$ para materiales con diferentes exposiciones de umbral.

E ₀	n ₄ (%)	$\frac{\Delta f}{f}$	
		$\Delta = 4 e.m.$	$\Delta = 6 e.m.$
2500	95	0.123	0.076
2000	91	0.138	0.082
1500	84	0.136	0.08
1000	71	0.141	0.084
800	63	0.156	0.087
500	47	0.119	0.069
300	32	---	---

Tabla 3. Tabla comparativa de los resultados de la correlación del halo de difracción para bajo contraste y tiempo de exposición $t = 1.10$ UR en el caso de registro no lineal y para un umbral $E_0 = 2000$ en el registro digital.

DESPLAZAMIENTO	CORRECCION	$\frac{\Delta f}{f}$ registro no lineal	$\frac{\Delta f}{f}$ Registro digital
4	No	0.213	0.138
4	Si	0.070	0.058
6	No	0.090	0.082
6	Si	0.042	0.038

CONCLUSION.

Al comparar con los resultados obtenidos en la modelación digital del descifrado de fotografías de speckle con registro lineal [12], se aprecia que el registro no lineal logra disminuir el error en la medición de la frecuencia y, por ende, del desplazamiento transversal siempre que éste sea mayor que la longitud de correlación del cuadro de speckle. Esta disminución no es significativa cuando el desplazamiento es del orden del tamaño de los granos de speckle.

En el marco del modelo digital empleado se muestra que el registro no lineal conduce a un aumento del ruido óptico en los cuadros de franjas de Young, lo cual empeora su visibilidad, pero este efecto indeseable se puede eliminar mediante la utilización en el descifrado de la FFT unidimensional. Este resultado es importante desde el punto de vista de la automatización del proceso y de la reducción de los errores.

El método de corrección propuesto es válido y útil tanto para el caso de registro no lineal como el digital y permite la disminución del error en la medición de la frecuencia aproximadamente en un 50%

Se demuestra la posibilidad del registro de fotografías de speckle de doble exposición en los materiales con registro mediante transición de fase (láminas de óxido de Vanadio y similares). En estos casos el registro es no lineal con formación de halos de difracción de orden superior al primero y aumento del ruido.

En el registro con este tipo de materiales que trabajan por transición de fases, los errores relativos en la medición de la frecuencia son menores comparados con los casos de registro lineal y no lineal con películas fotográficas.

REFERENCIAS.

- [1]. G.H. Kaufmann, "On the numerical processing of speckle photograph fringes", *Optics and Laser Technology*, Vol. 12, No.4, 207-209, August 1980.
- [2]. R.P. Khetan, F.P. Chiang, "Strain Analysis by one-beam laser Speckle Interferometry, Part I, Single Aperture method" *Appl. Opt.* Vol 15, No.9, 2205-2215, 1976
- [3]. G.H. Kaufmann, Numerical processing of speckle photography data by Fourier Transform", *Appl. Opt.*, vol.20 No.24, 4277-4280 1981.
- [4]. G.H. Kaufmann, "Digital analysis of Speckle photography fringes processing of experimental data", *Appl. Opt.* Vol.21, No.19, 3411-3412 1982
- [5]. S.A. Isacson, G.H. Kaufmann, "Two-dimensional digital processing of speckle photography fringes I: Diffraction halo influence for the noise-free case", *Appl. Opt.*, Vol.24 No.2, 189-192, 1985.
- [6]. S.A. Isacson, G.H. Kaufmann, Diffraction Halo Influence for the noisy case", *Appl. Opt.* Vol.24, No.10, 1444-1447, 1985
- [7]. Roland Meynart, "Diffraction halo in speckle photography", *Appl. Opt.*, Vol. 23, No.14 2235-2236, 1984.
- [8]. L. Martí, "O vliyanii efektov reguistratsii speklov nagalo difraktsii speckl-fotography", *Zhurnal tekhnicheskoi Fiziki*, 52 No.11, 2224-2228, 1982
- [9]. L. Martí, R. Serra, J.A. Alejo, A. Moreno, "Dependencia del halo de difracción de las speckle-fotografías con el desplazamiento transversal del objeto". *Ing. Electrónica, Automática y Comunicaciones*, Vol.5, No.4 547-554, 1985.
- [10]. L. Martí, "Influencia del ruido de registro no lineal en el halo de difracción de speckle-fotografías", *Ing. Electrónica, Automática y Comunicaciones*, vol. 5, No.1, 24-31, 1984.
- [11]. A. Patiño, L. Martí, "Método simple para la determinación del signo de los desplazamientos en speckle interferometría", *Ing. Electrónica, Automática y Comunicaciones*, vol. 3, No.1, 57-68, 1982.
- [12]. L. Martí, A. Mavilio, T. Alvarez. Modelación digital del descifrado automáticos y Comunicaciones", vol ix, No.1, 1988
- [13]. A. Mavilio, Tesis para la defensa del grado Científico de candidata a Doctora en ciencias Físico Matemáticas, ISPJAE, Ciudad de la Habana, 1992.
- [14]. A.A. Bugaiev, B. P. Zajarchenya, F.A. Chunovski, Fasovyi perejod metall-polyprovodnik i evo primeniye, Nauca, Leningrad, 1979.

AJUSTE DE DATOS INTERFEROMETRICOS CON POLINOMIOS DE ZERNIKE

J. Martín Carpio-Valadez*, Daniel Malacara Hernández y J.J. Sánchez-Mondragón.

Centro de Investigaciones en Optica, A.C
Apdo. Postal 948
León, Gto.

* Estudiante de Maestría del Centro de Investigaciones en Optica, A.C. y Becario de CONACYT, en el programa PRONAOPE.

Artículo recibido por el comité editorial en 1991

ABSTRACT

We present a data fitting method that uses the near orthogonality of the Circular Zernike polynomials $Z_n^l(r, \theta)$ on the data collected on interferogram in order to obtain the best rms fit. This is obtained through the generation of an orthogonal basis from the $Z_n^l(r, \theta)$ on the discrete and irregular interferometric data set on the experimental circular pupil. The rms fit with this basis is comparable to analogous methods, to a fraction of computational time, cost and requirements.

RESUMEN

Los interferogramas juegan un papel decisivo en la determinación de la bondad de las superficies ópticas. Las técnicas utilizadas en la reducción de sus datos son un notable ejemplo de ingenio y metodología. En este trabajo mostramos un método de ajuste de una función analítica, a datos interferométricos, cuando estos son muestreados en forma no regular, sobre los máximos de interferencia. Se utiliza la técnica de mínimos cuadrados con polinomios ortogonales, especialmente los polinomios de Zernike, dado su significado físico inmediato en términos de las aberraciones de Seidel.

INTRODUCCION.

La expansión de un interferograma W en términos de los polinomios de Zernike $Z_n^l(r, \theta)$, se expresa como [2,3]:

$$W(r, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=-n}^n C_{n,l} Z_n^l(r, \theta) \quad (1a)$$

donde

$$Z_n^l(r, \theta) = R_n^l(r) \exp(i l \theta) \quad (1b)$$

son polinomios ortogonales en el dominio circular unitario y los coeficientes $C_{n,l}$ corresponden a los coeficientes de aberración de un frente de onda [1,2]. De aquí que la reducción de datos interferométricos, tiene como objetivo el obtener una expansión en términos de estos polinomios y que a su vez sea un ajuste de mínimos cuadrados sobre el conjunto de puntos experimentales (r_i, θ_i) , Fig.(1), i.e.

$$W(r_i, \theta_i) = \sum_{n=0}^k \sum_{l=-n}^n c_{n,l} Z_n^l(i) \quad (2a)$$

con

$$Z_n^l(i) = Z_n^l(r_i, \theta_i) \quad (2b)$$

donde la Ec.(2a) corresponde en la media al ajuste del interferograma dado por:

$$E = \sum_{i=1}^N [w_i - W(r_i, \theta_i)]^2 \quad (2c)$$

donde E requiere en valor mínimo. La calidad de la determinación de los coeficientes $c_{n,1}$ conducirá a la fideligna determinación de los coeficientes ideales de aberración $C_{n,1}$ en la Ec.(1).

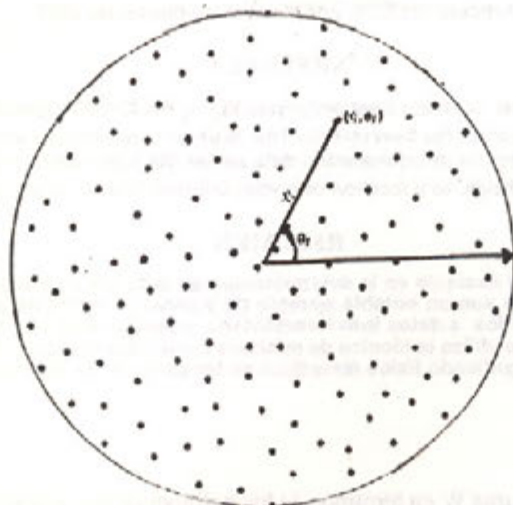


Figura 1. Puntos muestreados para la aplicación del método.

Los métodos tradicionales de ajuste de datos interferométricos, por mínimos cuadrados en un dominio discreto de puntos, hacen uso de la base monomial $x^m y^n$, que no refleja las simetrías bajo rotaciones características del sistema y de la descripción se obtienen por una matriz H^{-1} de transformación, de monomios a polinomios de Zernike [2]. La matriz A resultante en el ajuste monomial por mínimos cuadrados, es casi singular, haciendo que el error rms sea grande, y por ende los coeficientes de aberración relativamente confiables. El problema de la inversión de la matriz de transformación A se evita utilizando polinomios P_n ortogonales sobre los puntos de muestreo [2,4,5]. Una vez obtenidos los coeficientes del ajuste en términos de los polinomios P_n , se expresa el frente de onda ajustado, como una combinación lineal de monomios $x^m y^n$, finalmente los coeficientes de aberración se obtiene por medio de la matriz H^{-1} . De aquí que se necesiten una gran cantidad de cálculos y recursos computacionales, para que este sea un buen método de ajuste. Esto también aumenta los requerimientos de tiempo y el error de truncamiento se propaga, haciendo no muy confiables los coeficientes de aberración ajustados $c_{n,1}$.

En ambos métodos discutidos con anterioridad se ha descuidado la simplificación ofrecida por el conocimiento a priori de simetrías del sistema, que son reflejados por la casi ortogonalidad de la matriz de transformación y la identificación de P_n con $Z_n^1(r, \theta)$ en condiciones ideales. El método que aquí presentamos evalúa los $Z_n^1(r, \theta)$ en los puntos de muestreo, y por una inmediata ortogonalización de Gram-Schmidt sobre los puntos de muestreo, obtenemos una base ortogonal $z_n^1(r, \theta)$, que produce un ajuste de mínimos cuadrados y disminuye las variaciones locales del ajuste. La casi diagonalidad de la base polinomial $Z_n^1(r, \theta)$ y la diagonalidad de $z_n^1(r, \theta)$, hace que el proceso se acelere, simplifique, y abarete significativamente. La simplicidad del método reduce los requerimientos computacionales e incrementa la velocidad de la reducción de datos.

II GENERACION DE LA BASE POLINOMIAL ORTOGONAL.

Supongamos que se tiene N puntos de medición sobre un interferograma, confiados a una región circular unitaria, con coordenadas (r_i, θ_i) con $i = 1, 2, \dots, N$ (tal que para cada (r_i, θ_i) se conoce el valor de altura w_i) y deseamos encontrar un polinomio $W(r, \theta)$, que represente estos datos en la mejor forma posible. Sin embargo, si se tienen solo N puntos sobre el círculo unitario, los polinomios de Zernike no serán ortogonales sobre el conjunto de puntos. Así, si se conocen N puntos sobre un interferograma, no podemos en forma directa expresar el frente de onda en términos de polinomios ortogonales en el continuo, pero como es experiencia común, constituyen una buena primera aproximación a la base ortogonal.

En esta sección utilizaremos una representación de los polinomios de Zernike que es más conveniente para nuestros fines, al evitar el uso de dos índices (n, m) , usando un solo índice $j = m + 1 + n(n + 1)/2$, con lo cual podemos reescribir la Ec.(10 en la forma:

$$W(r, \theta) = \sum_{j=1}^L A_j U_j(r, \theta) \quad (3a)$$

donde $L = (k + 1)(k + 2)/2$, k es el orden de la aproximación polinomial, y;

$$U_j(r, \theta) = \begin{cases} R_n^n - 2m(r) \operatorname{sen}(n - 2m)\theta; & \text{si } n - 2m > 0 \\ R_n^n - 2m(r) \cos(n - 2m)\theta; & \text{si } m - 2m \leq 0 \end{cases} \quad (3b)$$

Por otra parte, la representación en polinomios ortogonales u_j sobre el conjunto de puntos (r_i, θ_i) , nos permite expresar el frente de onda como una combinación lineal de estos polinomios ortogonales, utilizando la técnica de ajuste de datos por mínimos cuadrados.

$$w(r_i, \theta_i) = \sum_{j=1}^L B_j u_j(r_i, \theta_i) \quad (4)$$

El procedimiento que aquí empleamos para generar polinomios ortogonales u_j sobre un conjunto discreto de puntos $(i, i = 1, N)$, consiste en la diagonalización de las U_k evaluados en ese conjunto de puntos (i) . Esto se puede escribir a partir de $u_1 = U_1$ en la forma recursiva:

$$u_j = U_j + \sum_{s=1}^{j-1} D_{j,s} u_s \quad (5)$$

con $j = 2, 3, \dots, L$. La condición de ortogonalidad:

$$\sum_{i=1}^N u_j(i) u_p(i) = \begin{cases} 0, & \text{para } j \neq p \\ \neq 0, & \text{para } j = p \end{cases} \quad (6)$$

que nos conduce a la relación:

$$\sum_{i=1}^N u_j u_p = \sum_{i=1}^N U_j U_p + D_{j,p} \sum_{i=1}^N u_p^2 = 0 \quad (7)$$

de donde se desprende la determinación de los coeficientes:

$$D_{j,p} = \frac{\sum_{i=1}^N U_j u_p}{\sum_{i=1}^N u_p^2} \quad (8)$$

para $k = 2, 3, \dots, L$ y $p = 1, 2, \dots, j-1$.

La interpretación de la reducción de polinomios ortogonales en términos de las aberraciones del sistema, requieren de la transformación inversa como:

$$u_j = U_j + \sum_{s=1}^{j-1} C_{j,s} U_s \quad ; \quad j = 2, 3, \dots, L, \quad (9)$$

$$C_{j,s} = \sum_{i=1}^{j-s} D_{j,j-i} C_{j-i,s} \quad : \quad s = 1, 2, \dots, j-1. \quad (10)$$

en los que

$$C_{j,j-1} = D_{j,j-1} \quad \text{para} \quad j = 2, 3, \dots, L \quad (11)$$

y

$$C_{i,i} = 1, \quad \text{para} \quad i = 1, 2, \dots, j-1 \quad (12)$$

III.- REDUCCION DE INTERFEROGRAMA

De acuerdo con la Eq.(2) la expansión en términos de polinomios ortogonales nos da el mejor rms del interferograma en la forma dada en la Ec. (3) y donde los coeficientes estarán dados por:

$$B_j = \frac{\sum_{i=1}^N w(i) u_j(i)}{\sum_{i=1}^N u_j^2(i)} \quad (13)$$

donde $j = 1, 2, \dots, L$.

Sin embargo esta expresión no es directamente interpretable en términos de las aberraciones, a menos que lo expresemos en términos de las U_j . Substituyendo la ecuación (9) en la (4) y agrupando términos semejantes e identificando los términos con los de la Ec. (3) sobre los puntos de muestreo, obtenemos el frente de onda ajustado, en términos de los polinomios U_j de Zernike:

$$W(r, \theta) = \sum_{j=1}^L A_j U_j(r, \theta), \quad (14)$$

donde

$$A_j = B_j + \sum_{p=j+1}^L B_p C_{p,j} \quad \text{para} \quad j = 1, 2, \dots, L-1. \quad (15)$$

y

$$A_L = B_L \quad (16)$$

donde los coeficientes A_L representan directamente las aberraciones del frente de onda ajustado y su interpretación de acuerdo con Ec.(1), se obtiene volviendo a la descripción tradicional indicada por la Ec.(3).

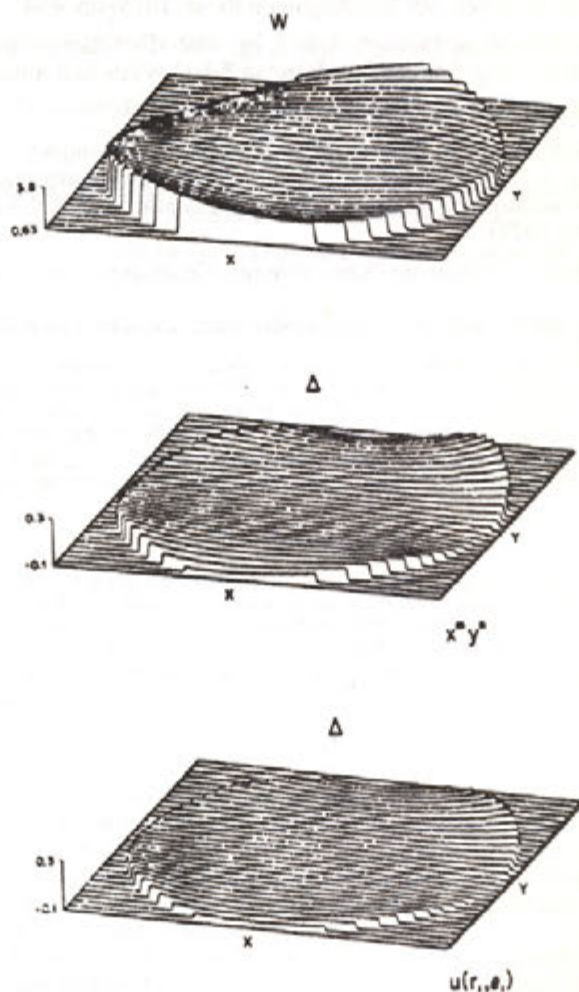


Figura 2. Representación gráfica de la aplicación del método. (a) Interferograma generado en computadora, (b) diferencia entre el interferograma y su ajuste cartesiano monomial x, y , (c) en el caso de ajuste en coordenadas polares.

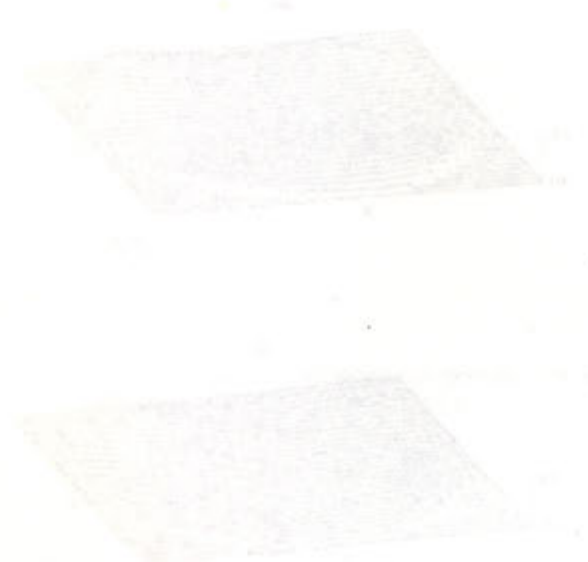
IV.- CONCLUSIONES.

Los conceptos en base a los que se describen las aberraciones de Seidel, así como los métodos de producción de componentes ópticas, en su mayoría reflejan las simetrías de rotaciones, por lo que los métodos de ajuste usuales que incesantemente presuponen una amplia generalidad redundan en una mayor complejidad, costo e inexactitud. El método aquí presentado, aparte de su obvia transparencia de cómputo e interpretación es barato, rápido y mejora apreciablemente la exactitud por lo cual además de facilitar la reducción de datos en forma efectiva, es una buena herramienta de análisis preliminar o con fines de sistematización. Además de su facilidad de interpretación, pues se ajuste ortogonal es ya una buena aproximación de las aberraciones ideales, tienen las propiedades básicas que facilitan la determinación de conceptos auxiliares como el radio de Strehl y otros.

En las Figs. (2b) y (2c) mostramos las diferencias del ajuste usando una aproximación monomial y una del método aquí presentado. Podemos fácilmente ver como el método monomial refleja en su error de ajuste las simetrías cartesianas implícitas del método, cuando el interferograma es circular.

REFERENCIAS

- [1] Born, M. y E. Wolf, Principles of Optics, 5th Ed (Pergamon Press, 1975) pp. 464.
- [2] (a) "Zernike Polynomials and Wavefront Fitting", App. 2, pp. 489, (b) "Classification of Wavefronts Aberrations", App. 3, pp. 507 in Optical Shop Testing, D. Malacara Ed. (J.Wiley and Sons, N.Y. 1978).
- [3] Malacara, D., A. Cornejo and A. Morales, Bol, Ton. 2, 121 (1976).
- [4] (a) Zanoni C. A. " A New Semiautomatic Interferogram Evaluation Techniques for Analyzing Nulled Interferograms", pp. 41, (c) Loomis J. " A Computer Program for Analysis of Interferograms", pp. 87, ASTM STP 666, Optical Interferograms Reduction and Interpretation, A.H. Guenther and D.H. Liebenberg, Eds. (American Soc. for Testing and Materials, 1978).
- [5] (a) D. Malacara and E. Hernández, " Ajuste de Datos Mínimos Cuadrados", Rep. Téc. 11, Inst.Nac.Astr. Opt. Elec. (1974).
(b) Chávez, E., C. Menchaca and D. Malacara, " Ajuste Bidimensional de Datos Mfnimos Cuadrados", Rep. Téc. 7, Centr. Inv. Opt. (1982).



ANÁLISIS ÓPTICO DE LOS PUNTOS CRÍTICOS DE PELÍCULAS DELGADAS DE CdTe.

M.A. Herrera-Lazaro, G. Contreras Puente., M. Cardenas-García, J.A.I. Díaz-Gongora*, M. Melendez-Lira**, I. Hernandez-Calderón**.

Escuela Superior de Física y Matemáticas del I.P.N. Edificio 6, U.P.A.L.M.,
Delg. G.A. Madero. 07738 México D.F.
* BECARIO COFAA-IPN

** Centro de Investigación y Estudios Avanzados del I.P.N. Av. Instituto Politécnico Nacional # 2508, Col. Zacatenco, 07000 México D. F.

Artículo recibido por el comité editorial en 1991

RESUMEN

A través de medidas de absorbancia y de reflectancia han sido determinadas las energías de distintas transiciones electrónicas dipolares correspondientes a puntos críticos de la estructura de bandas de películas delgadas semiconductoras de CdTe crecidas por erosión catódica con potencia de radiofrecuencia. Del estudio de los espectros se obtuvieron valores para E_g y E_1 en buen acuerdo con los reportados para policristales y monocristales. Los valores correspondientes a $E_1 + \Delta_1$ muestran pequeñas desviaciones en relación a los cristales; estas se atribuyen a la fase hexagonal de las películas que han sido detectadas por difracción de rayos X. El valor promedio para el desdoblamiento espín-orbita Δ_1 es de 0.53 eV.

ABSTRACT

Energies corresponding to different dipolar transitions arising from critical points in the electronic band structure of thin films of the semiconductor CdTe have been determined through measurements of absorbance and reflectance. Films have been grown by rf sputtering. Values for E_g in good agreement with those reported for polycrystals and single crystals were obtained from the analysis of the spectra. Values for $E_1 + \Delta_1$ present some deviations from the values for the crystal which are attributed to the hexagonal phase in the films detected by X-ray diffraction. The average value for the spin-orbit splitting Δ_1 is 0.53 eV. PACS: 78.65.-s; 78.65. Fa

INTRODUCCION

Películas delgadas del semiconductor CdTe son de gran interés tanto desde el punto de vista básico como del tecnológico debido a su aplicación potencial en el campo de dispositivos fotovoltaicos, fotodetectores de infrarrojo basados en el compuesto ternario $Hg_xCd_{1-x}Te$ y diversos tipos de heteroestructuras y superredes [1-3]. El estudio de los parámetros que regulan el crecimiento de dichas películas es fundamental, ya que éstos determinarán en gran parte las propiedades ópticas y eléctricas resultantes. El control de estas propiedades es de gran importancia debido a la aplicación que se requiere hacer de estas películas.

En este trabajo presentamos un estudio de las propiedades ópticas de películas delgadas de CdTe crecidas por el método de erosión catódica con potencia de radiofrecuencia (r.f. sputtering) [4] a diversas temperaturas de sustrato en el rango de 70 a 230 °C se emplearon las técnicas espectroscópicas de reflexión y transmisión y del análisis de los espectros se determinaron las energías de transiciones relacionadas con distintos puntos críticos ópticos.

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. La potencia de radiofrecuencia estuvo en el rango de 200-250 watts. La temperatura de los sustratos de vidrio coming 7059 se fijó en el rango de 70 a 230°C. Se obtuvieron películas de espesores entre 0.35 y 1.6 μm . Patrones de difracción de rayos X indicaron la presencia de la fase cúbica (zincblenda) y de la hexagonal (wurzita) en proporciones no determinables por esta técnica [4].

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 600 a los 2400 nm. Las mediciones de reflectancia se llevaron a cabo en la región de los 200 a los 500 nm empleando un monocromador Jobin-Ivon H2O sin emplear espejos de referencia. La detección fue realizada utilizando un fotomultiplicador RCA-IP28 y como fuente luminosa una lámpara de deuterio altamente regulada. El ángulo de incidencia fue de 45° y se usó luz no polarizada.

RESULTADOS Y DISCUSION

La figura 1 muestra un espectro de transmisión en el modo de absorbancia típico de las películas estudiadas. Las oscilaciones que se observan en el espectro son debidas a fenómenos de interferencia en las películas de CdTe y fueron utilizadas para la determinación del espesor y de la parte real del índice de refracción de las películas [5]. Una vez determinados esos parámetros se obtuvieron los correspondientes al coeficiente de absorción utilizando las expresiones adecuadas para un sistema aire-película-substrato-aire [6]. Los valores para el índice de refracción mostraron un comportamiento con la longitud de onda semejante al del monocristal [5], con variaciones dentro de una franja de +0.08 a - 0.15 dependiendo de la película estudiada los valores para el coeficiente de absorción (α), se mostraron ligeramente inferiores a los del monocristal [5], que siempre presenta estructura tipo zincblenda.

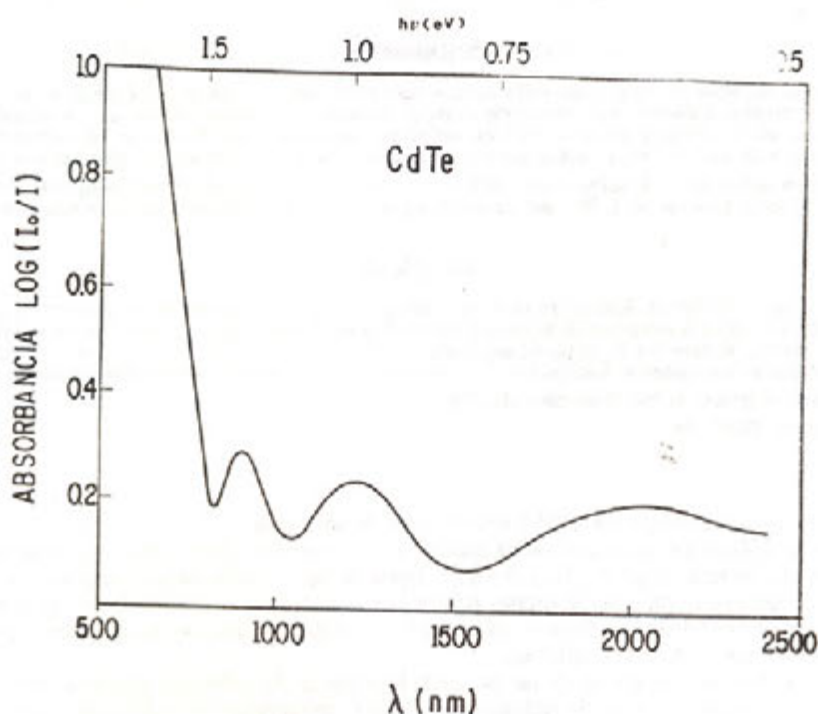


Figura 1. Ilustración gráfica del método empleado para la determinación de la banda prohibida de las películas de CdTe.

Empleando los valores obtenidos para $\alpha(h\nu)$ y empleando el modelo de transiciones dipolares directas entre bandas parabólicas dada por [7]

$$\alpha(h\nu) = \frac{M}{h\nu} (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (1)$$

Se calcularon los valores para la banda prohibida E_g a través de un ajuste por mínimos cuadrados. El término M es proporcional al cuadrado del elemento de matriz del operador momento correspondiente a las transiciones entre las bandas de valencia y conducción en el punto T. En la figura 1 se ilustra gráficamente el método empleado y los resultados para las películas se resumen en la tabla I. En la figura 2 se muestran los espectros de reflectividad en algunas películas de en el intervalo de 2.7 a 4.5 eV. Los resultados no fueron normalizados a valores absolutos de la reflectancia. Los valores obtenidos para E_g y $E_g + \Delta_1$ se encuentran en la tabla I; también se incluyen los valores obtenidos para un policristal

de CdTe y que fueron de 3.30 y 3.84 eV, respectivamente, dando un valor Δ_1 de 0.53 eV. Los valores anteriores son semejantes a los reportados por otros autores [8,9]. Se puede observar en la tabla I que los valores para $E_g=(E_2)$ y para E_1 de las películas son muy semejantes a los de los cristales, sin embargo se observan pequeñas discrepancias para los valores de Δ_1 . Estas diferencias podrían ser atribuibles a la presencia de la fase hexagonal, que solo se presenta en muestras crecidas en forma de películas delgadas [1]. Del análisis de las modificaciones de la estructura de bandas que se presentan al cambiar de la fase cúbica a la hexagonal, se concluye que las transiciones correspondientes al punto L de la zona de Brillouin de la fase cúbica se desdoblarán en dos componentes al pasar a la fase hexagonal [10]. Este desdoblamiento ha sido reportado en películas evaporadas conteniendo mezclas de la fase hexagonal y de la cúbica [11]; estos resultados indican que la primera componente permanece en la posición de la fase cúbica y que la segunda que corre 0.2 eV. hacia mayores energías, la diferencia para E_g entre las dos fases no se conoce hasta el momento, pero existen algunas evidencias indicando que es menor a 0.03 eV [5].

TABLA I
PUNTOS CRITICOS OPTICOS DE LAS PELICULAS DE CdTe

MUESTRA	$T_s(^{\circ}C)$	$d(\mu m)$ (+ 0.020)	$E_g(eV)$ (+ 0.005)	$E_1(eV)$ (+ 0.01)	$E_1 + \Delta_1(eV)$ +0.01)3.76
17 CdTe	70	0.611	1.558	3.30	3.85
16 CdTe	106	0.867	1.504	3.31	3.81
14 CdTe	158	0.349	1.521	3.31	3.90
20 CdTe	190	0.506	1.544	3.33	3.91
15 CdTe	110	0.586	1.519	3.33	3.91
18 CdTe	200	1.164	1.503	3.31	3.80
19 CdTe	232	1.062	1.513	3.30	3.84
11 CdTe	69	1.243	1.526	3.29	3.81
MC			1.502	3.31	3.84
PC				3.30	

*: Monocristal
**: Policristal

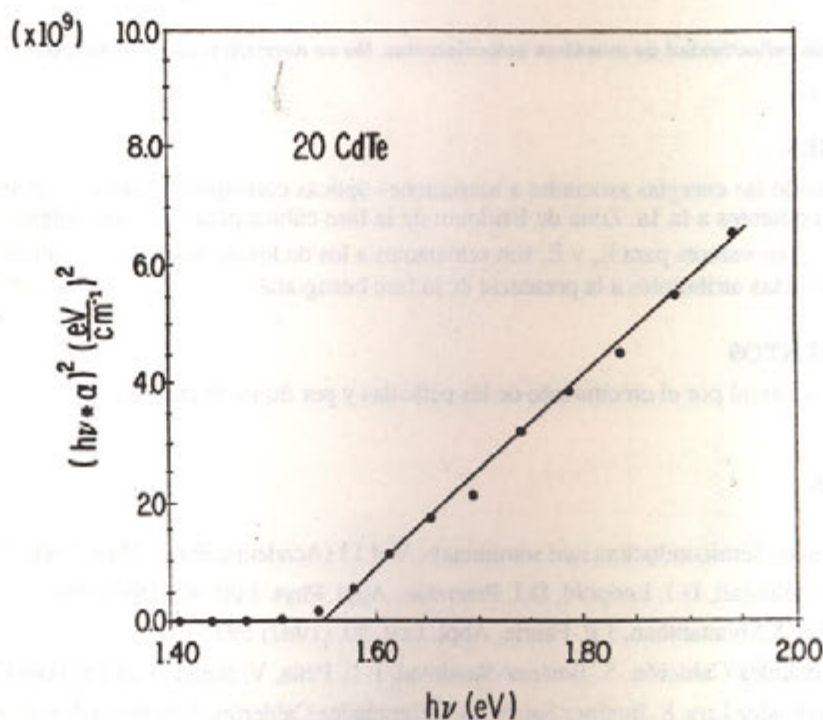


Figura 2. Ilustración gráfica del método empleado para la determinación de la banda prohibida de las películas de CdTe.

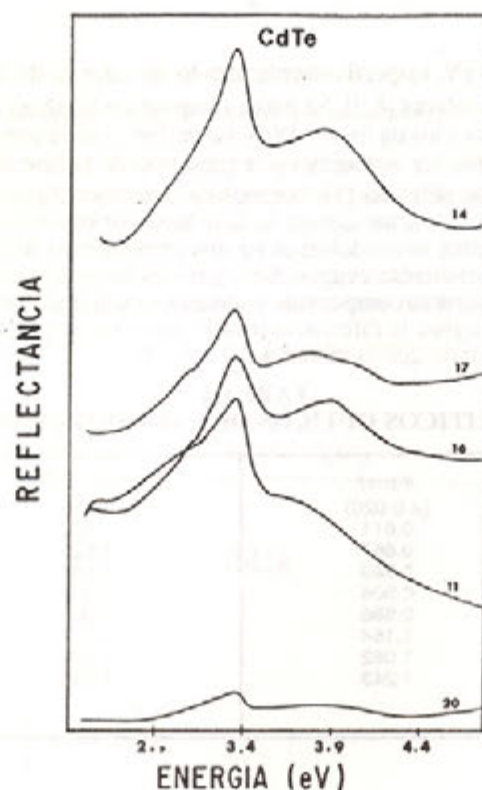


Figura 3. Curvas de reflectividad de muestras seleccionadas. No se normalizaron los resultados a valores absolutos, de la reflectancia.

CONCLUSIONES.

Se ha determinado las energías asociadas a transiciones ópticas correspondientes a los puntos críticos $E_0 = (E_g)$, E_1 y $E_1 + \Delta_1$ correspondientes a la 1a. Zona de Brillouin de la fase cúbica para películas delgadas de CdTe crecidas por erosión catódica. Los valores para E_0 y E_1 son semejantes a los de los de muestras cristalinas de CdTe; para $E_1 + \Delta_1$ se observan diferencias atribuibles a la presencia de la fase hexagonal.

AGRADECIMIENTOS

A S. Jimenez-Sandoval por el crecimiento de las películas y por útiles discusiones.

REFERENCIAS

- [1]. K. Zanio, Semiconductors and semimetals, Vol.13 (Academic Press, New York, 1978)
- [2]. J.M. Ballingall, D.J. Leopold, D.J. Peterman, Appl. Phys. Lett. 47 (1985) 262
- [3]. X. Chu, S.Sivananthan, J.P. Faurie, Appl. Lett. 50, (1987) 597
- [4]. I. Hernández Calderón, S. Jiménez-Sandoval, J. L. Peña, V. Sailer, J. of Crystals Growth 86, (1988) 396
- [5]. M. Melendez Lira, S. Jiménez Sandoval, I. Hernández Calderón, Absorción de películas de CdTe en función de la temperatura de crecimiento y de tratamientos térmicos, OPTICA, Vol.2 No.2 1992 pag.21-25
- [6]. M. Melendez Lira, I. Hernández Calderón a ser publicado.
- [7]. R.A. Smith, Wave Mechanics of Crystalline Solids, (John Wiley New York, 1961)

- [8]. M. Cardona, G. Harbeke, J. Appl. Phys. 34, (1963) 813
- [9]. E.D. Palik, Handbook of Optical Constants, E.D. Palik ed. (Academic Press, New York 1985)
- [10]. D. L. Greenaway and Harbeke, Optical Properties and Band Structure of Semiconductors, (Pergamon 1968)
- [11]. T. H. Mayers, S.W. Edwards, J.F. Schetzina, J. Appl. Phys. 52, (1981) 4231

[1] M. J. Collins, *J. Appl. Phys.*, **54**, 1993 (1983).
 [2] *Handbook of Crystal Growth*, Ed. J. D. Verhoeven, New York, 1987.
 [3] *Crystal Growth and Characterization*, Ed. J. D. Verhoeven, New York, 1987.
 [4] *Crystal Growth and Characterization*, Ed. J. D. Verhoeven, New York, 1987.

CODIGOS NUMERICOS DE PROPAGACION DE PULSOS: UNA REALIDAD EN EQUIPOS PEQUEÑOS DE COMPUTO

G.E. Torres-Cisneros y J.J. Sánchez-Mondragón
Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.
Apdo. Postal # 498, León, Gto., 37000, México.
Artículo recibido por el comité editorial en 1991

RESUMEN

Exponemos los detalles prácticos más importantes que se encuentran al tratar de implantar un código numérico que simule la propagación de pulsos electromagnéticos a través de medios materiales no-lineales. Los logros obtenidos en sistemas de cómputo pequeños, y su repercusión en la metodología de investigación en la rama de la Óptica Cuántica y de Láseres es enfatizada.

ABSTRACT

There are many numerical problems when one tries to develop, in small machines, a numerical code for simulating light pulse propagation through nonlinear media. Based on our experiences, we explain in some detail useful skills on this problem, focussing on Quantum Optics and Lasers research.

INTRODUCCION

De una manera general, puede decirse que el objetivo fundamental por el cual se estudia la propagación de ondas electromagnéticas a través de medios materiales es el de poder determinar las características y propiedades del medio a partir de la medición de la absorción y de la dispersión que éste le infiere a la onda. La información obtenida puede entonces ser utilizada para su aplicación en campos tan diversos de la óptica como lo son; las comunicaciones, la espectroscopia, el diseño de cavidades láser y medios amplificadores, entre muchos otros.

Desde el punto de vista analítico, la posibilidad de llevar a cabo tales estudios de propagación con pulsos láser se ha complicado demasiado, debido fundamentalmente a la gran intensidad y breve duración con la que dichos pulsos pueden ser generados en la actualidad. La alta intensidad del pulso provoca un fuerte intercambio de energía con los átomos del medio material y convierte la propagación de un proceso no lineal, mientras que su duración tan breve, menor que los tiempos de relajación del sistema atómico, impide el empleo de modelos simples basados en ecuaciones de razón [1].

La idea de simular numéricamente los procesos de propagación de pulsos a través de medios atómicos o moleculares, como apoyo a la experimentación y a la teoría, surge entonces como una herramienta alternativa, poderosa y, en ocasiones, como la única forma viable de realizar un experimento. Sin embargo, la gran cantidad de trabajos numéricos realizados hasta ahora se ha llevado a cabo principalmente en los laboratorios e institutos de investigación del mundo que cuentan con recursos de cómputo prácticamente ilimitados. La razón de ello es que los códigos numéricos que se requieren, necesitan, además de un alto grado de confiabilidad, una cantidad enorme de memoria para almacenar los valores de las variables tanto en el espacio como en el tiempo, y han sido considerados como inaccesibles e incosteables cuando sólo se cuenta con equipo de cómputo pequeños.

En este artículo, detallamos la forma en que dichas dificultades prácticas han sido solucionadas en equipos que no permiten el uso de más de 32 kb de memoria real, como pueden ser el equipo PDP 11/20 y la mayoría de las micro-computadoras disponibles actualmente, para obtener un código de propagación lo suficientemente confiable que permita realizar investigaciones novedosas en el campo de la Óptica Cuántica y Láseres.

DESARROLLO DEL CODIGO NUMERICO DE PROPAGACION RESONANTE

Dentro de los muchos fenómenos de gran interés actual que involucran la propagación no lineal de pulsos luminosos y que pueden tratarse numéricamente, nosotros enfocamos este artículo al caso específico de la propagación coherente en medios resonantes de dos niveles, porque, de acuerdo a nuestra experiencia, su código numérico es el que mejor representa las características generales que debe tener un código de propagación y porque, mediante modificaciones no muy esenciales, nos ha permitido desarrollar nuevos códigos para estudiar otros fenómenos de propagación no lineal, como es el caso de la conjugación de pulsos luminosos [2].

Para el caso que nos hemos enfocado, la Fig.(1) muestra un esquema del proceso físico general que debe simular el código de propagación. Ahí, un pulso inicial de láser, con un perfil y una fase específicos, incide sobre un medio material de longitud L , el cual está formado por dos diferentes clases de átomos: los átomos resonantes de dos niveles energéticos, cuyas frecuencias de transición difieren apenas de la frecuencia portadora del pulso por la cantidad Δ , y los átomos no-resonantes, que no poseen ninguna frecuencia de transición cercana a la portadora.

Dentro del material, ambas clases de átomos, los primeros debido al fuerte intercambio de energía y los segundos debido a la alta intensidad, responden en forma no lineal a la presencia del campo eléctrico del pulso, y la radiación que emitan sus dipolos, afectará a su vez la forma y la fase del pulso, dando como resultado el pulso final modificado.

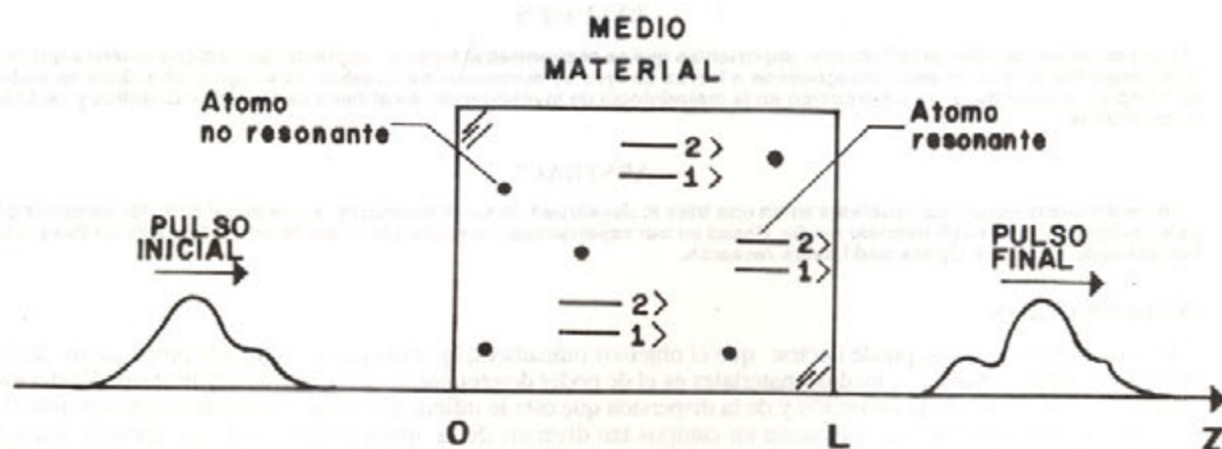


Figura 1. Esquemización del proceso físico de la propagación no lineal de un pulso luminoso a través de un medio que contiene una mezcla de átomos resonantes de dos niveles de energía y de átomos no resonantes

Durante dicho proceso, las variables que deben considerarse como indispensables para obtener una descripción completa del mismo son: la envolvente compleja del pulso, E , la cual abarca su perfil y su fase, la envolvente compleja del dipolo atómico, p , y el grado de inversión atómica de cada átomo resonante, W , y, finalmente, la dependencia de la polarización macroscópica de los átomos no-resonantes, P_{NR} , con la envolvente compleja del pulso la evolución de estas variables dentro del medio material está regida por las ecuaciones acopladas de Bloch-Maxwell [3], cuya forma general puede escribirse como:

$$\partial p / \partial t = \Delta p + WE \quad (1.a)$$

$$\partial W / \partial t = -Im(Ep^*) \quad (1.b)$$

$$\partial E / \partial z = -iB \langle p \rangle + iCP_{NR} \quad (1.c)$$

donde B y C son constantes y los paréntesis angulares indicaran la integración sobre la función de distribución de frecuencias de transición de los átomos resonantes y ponen de manifiesto que las ecuaciones atómicas, (1.a) y (1.b), representan en general a toda una familia de ecuaciones diferenciales, cada una con su valor particular de Δ .

La naturaleza no lineal de las Ecs.(1) enfatiza la característica no lineal del proceso de propagación resonante y evidencia la no estacionariedad del mismo, en el sentido de no se le puede, en general, asociar una función de respuesta única que permitiera calcular el pulso de salida en base al conocimiento del pulso de entrada, cómo se hace en los casos de sistemas lineales e invariantes [4].

Desde el punto de vista numérico, como todas las cantidades físicas que aparecen en el sistema (1) son continuas, el primer paso que debe hacerse consiste en discretizar las funciones involucradas a lo largo de un intervalo, que llamaremos simplemente "ventana", sobre cada una de las variables independientes que le corresponden. La ventana temporal, que

se aplica a todas las variables y que posee unidades arbitrarias de tiempo, debe escogerse de tal forma que pueda observarse el perfil completo del pulso durante su propagación, mientras que la ventana espacial, aplicable también a todas las variables y cuyas dimensiones pueden corresponder a cualquier unidad de espacio, representa simplemente la longitud del medio material. Por su parte, la ventana sobre Δ , que se aplica solo a las variables de los átomos resonantes, p y W , y cuya unidad esta dada por el recíproco de la unidad de tiempo escogida, debe abarcar por completo la función de distribución atómica de frecuencias de transición.

Si ahora suponemos que las ventanas temporal, espacial y sobre la variable Δ se pueden discretizar razonablemente en 300, 10 y 61 puntos, respectivamente, necesitaremos definir arreglos en la memoria principal de la computadora por cerca de 370 mil posiciones, lo que en unidades de memoria corresponden a la cantidad 2.2 Mb, que excede por mucho los 32 Kb disponibles en la máquina PDP 11/70 o en la mayoría de las microcomputadoras comerciales. Con este cálculo rápido, resulta claro que si se desea estudiar los fenómenos de propagación no lineal utilizando sistemas de cómputo con pequeña capacidad de memoria real, es necesario olvidarse del impulso intuitivo de definir arreglos a diestra y siniestra para cada variable que lo requiera y pensar mejor en una secuencia alternativa del proceso numérico en donde la información de las variables se encuentre disponible en archivos o ficheros fuera de la memoria principal del equipo.

La secuencia alternativa que nosotros hemos seguido puede explicarse de la siguiente manera. Como las Ecs. (1.a) y (1.b) solo poseen derivadas temporales y que la Ec. (1.c) muestra únicamente derivada espacial, podemos aplicar uno de los métodos de Euler [3] para encontrar la solución del sistema (1) sobre la región del plano $z-t$ que se ha discretizado y que forma una malla rectangular de puntos. La ventaja de utilizar un algoritmo basado en este método es que, para encontrar el valor de las funciones en un punto dado de la malla, solo requeriremos tener en memoria principal los dos puntos inmediatos anteriores, reduciendo las necesidades de memoria del equipo. Además, si los valores de las variables que van siendo calculados se desean tener para su posterior graficación e interpretación, pueden irse almacenando en ficheros secuenciales o aleatorios sin consumir tampoco espacio de la memoria real.

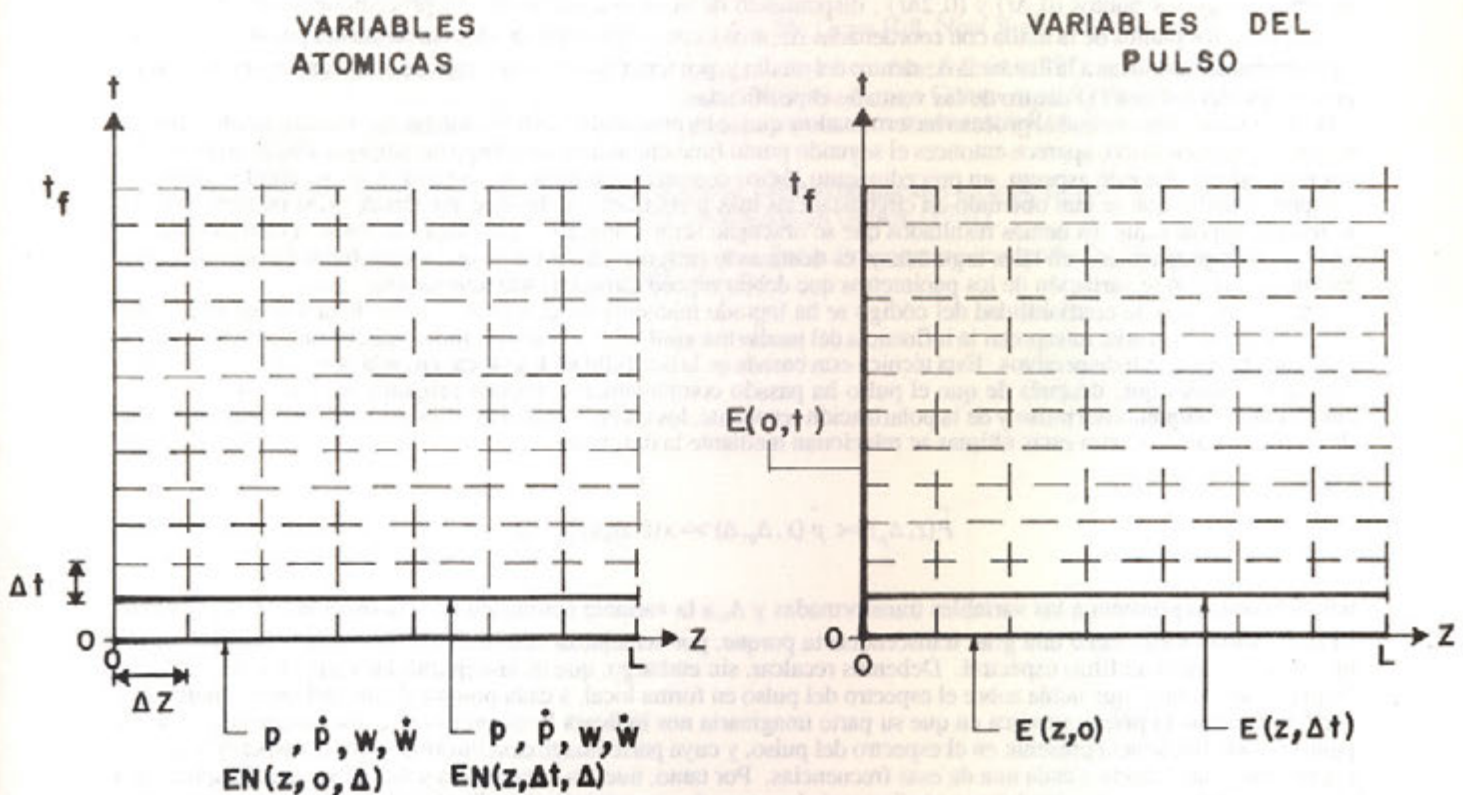


Figura 2. Los puntos de la malla de integración que deben especificarse al inicio de cada simulación del proceso de propagación son marcados con las líneas más gruesas, tanto para las variables atómicas como para las variables del pulso

El ahorro considerable de memoria que se logra mediante este procedimiento queda más claro si explicamos ahora en detalle el proceso como lo ejecuta el código. El punto de partida lo constituye la especificación de las condiciones iniciales del proceso, que deben proporcionar el valor de las variables atómicas, y el de sus derivadas, que posee el medio antes de que el pulso entre al medio, así como la forma temporal que guarda el pulso de entrada del medio. La Fig.(2) ilustra los puntos de la malla que deben darse al inicio del proceso. Debemos aclarar que, a pesar de que las primeras se deben especificar para cada valor de Δ , ella no constituye un problema mayor puesto que en condiciones reales todos los dipolos y las inversiones atómicas de los átomos de dos niveles tienen aproximadamente el mismo valor, independientemente de su frecuencia de transición.

Con las condiciones iniciales dadas, el primer paso que realiza el código es el de calcular los valores de las variables atómicas al inicio del medio; es decir, para los puntos con coordenadas $(o, n\Delta t)$ de la malla, con $n=2, \dots, 299$. En particular para el primer punto, el $(0, 2\Delta t)$, el valor de las variables atómicas para cada uno de los 61 valores de Δ , estima mediante el conocimiento de las variables y derivadas atómicas en el punto $(0,0)$. A su vez, estos valores estimados se aprovechan para estimar las derivadas de las variables atómicas en el punto $(0, 2\Delta t)$, realizando el promedio sobre la distribución atómica de frecuencias, como lo indica la Ec.(1.c) y sumándole la forma deseada de la polarización de los átomos no resonantes. Los valores finales de las variables atómicas, de sus derivadas temporales y de la derivada espacial de la envolvente del campo son obtenidos en forma similar, corrigiendo los valores estimados mediante la información del punto $(0, \Delta t)$.

Como puede apreciarse, los únicos arreglos que son necesarios para efectuar este paso son: tres de él para las variables atómicas, para cubrir sus valores en los puntos $(0,0)$, $(0, \Delta t)$ y $(0, 2\Delta t)$, igual número para sus derivadas temporales, dos de 300 para la envolvente del pulso, para cubrir sus valores en $z = 0$ y $z = \Delta z$, y dos más del mismo número de puntos para su derivada espacial, lo que requiere de una cantidad aproximada de sólo 12 Kb de memoria real. Si ahora se almacenan, en un fichero en disco, los valores correspondientes a las variables atómicas y a sus derivadas en el punto $(0,0)$, los arreglos pueden recorrerse a partir de la información en los puntos $(0, 3\Delta t)$ pueden calcularse a partir de la información en los puntos $(0, \Delta t)$ y $(0, 2\Delta t)$, disponiendo de la misma memoria. El procedimiento descrito puede extenderse a los puntos de la malla con coordenadas $\Delta z, m\Delta t$, con lo que obtendríamos la forma del pulso y los valores de las variables atómicas a la distancia Δz dentro del medio y, por repeticiones sucesivas de esta técnica, encontraríamos la solución del sistema (1) dentro de las ventanas especificadas.

Por otra parte, una vez que el proceso ha terminado y que se ha procedido a extraer, mediante gráficas, su información de los archivos en disco, aparece entonces el segundo punto fundamental de un código de propagación; Son confiables sus resultados?. En este aspecto, un procedimiento lógico consistiría en tratar de reproducir los resultados analíticos o experimentales que se han obtenido en circunstancias más particulares de las que uno desea. y, si tal reproducción se realiza, suponer que los demás resultados que se obtengan serán correctos. Sin embargo, basar la confiabilidad de un código de propagación en tales argumentos es demasiado riesgoso en virtud de que su estabilidad puede afectarse enormemente con la variación de los parámetros que deben especificarse en cada simulación.

En nuestro caso, la confiabilidad del código se ha logrado mantener gracias al desarrollo de una técnica espectral local [3] que nos permite interpretar la influencia del medio material sobre el pulso como la aplicación de filtros locales, tanto absorptivos como dispersivos. Esta técnica esta basada en la posibilidad de colocar en cada punto dentro del medio detectores ideales que, después de que el pulso ha pasado completamente, pueden proporcionar los espectros de la envolventes complejas del pulso y de la polarización resonante, los cuales coinciden con sus respectivas transformadas de Fourier locales. Como estas últimas se relacionan mediante la definición.

$$\bar{P}(z, \Delta_p) = \langle \bar{p}(x, \Delta_0, \Delta) \rangle = x(z, \Delta_0) \bar{E}(z, \Delta_0) \quad (2)$$

donde la testa representa a las variables transformadas y Δ_0 a la variable conjugada de t , la función $x(z, \Delta_0)$, llamada susceptibilidad local, tiene una gran trascendencia porque, por semejanza con la teoría de sistemas lineales, puede interpretarse como un filtro espectral. Debemos recalcar, sin embargo, que la susceptibilidad dada en la Ec.(2) es un filtro no estacionario que actúa sobre el espectro del pulso en forma local, a cada punto z dentro del medio material, y que su importancia práctica radica en que su parte imaginaria nos indicará la absorción (o ganancia) que sufre, en ese punto z , cada frecuencia presente en el espectro del pulso, y cuya parte imaginaria informa sobre la dispersión, que en ese mismo punto, afecta a cada una de esas frecuencias. Por tanto, nuestra experiencia sobre filtros puede aplicarse a la susceptibilidad local, ayudándonos a confirmar si el proceso de propagación se realiza bajo lo que, mediante principios físico, uno espera.

El cálculo numérico de la susceptibilidad local puede realizarse en forma directa, incluso después de que el proceso de propagación se ha simulado, a través de la Ec.(2) y utilizando los valores de $p(z, t, \Delta)$ y $E(z, t)$ almacenados en disco. La confianza en los resultados obtenidos se logra, entonces, mediante el análisis y la interpretación de los efectos

físicos que los filtros locales provocan sobre el pulso.

A pesar del relativamente corto tiempo que ha transcurrido desde que pudo tenerse confianza en el código numérico desarrollado, los logros en investigación de actualidad son ya alentadores. Los trabajos realizados hasta ahora han sido enfocados hacia el desarrollo de técnicas alternativas para acortar, amplificar o remodelar pulsos [5]; el estudio de los efectos que provoca la inclusión del término P_{NR} de la Ec. (1.c), tanto cuando se especifica en el dominio del tiempo como en el de la frecuencia [6]; al estudio de la propagación de pulsos a través de medios atómicos resonantes de tres niveles energéticos y cuasi-degenerados [7]; y, actualmente, a los estudios sobre conjugación de fase de pulsos y el problema de autoenfocamiento y filamentación en medio amplificadores.

CONCLUSIONES

Hemos mostrado en detalle, que el contar con equipos de cómputo pequeños ha dejado de ser un obstáculo para realizar estudios de los fenómenos físicos que impliquen la propagación no lineal de pulsos. Entre las repercusiones que este hecho ha traído consigo, a parte de la posibilidad de efectuar investigación de actualidad en los campos de la Óptica Cuántica y Láseres, está el desarrollo de la infraestructura numérica necesaria para que, a un mediano plazo, puedan realizarse investigaciones conjuntas con grupos experimentales.

REFERENCIAS

- [1]. J.J. Sánchez Mondragón, G.E. Torres Cisneros, Rev. Mex. Fis. 31, 723 (1985)
- [2]. G.E. Torres Cisneros, J.J. Sánchez Mondragón, "Phase conjugation in a Kerr like conjugator as a pulse propagation problem" enviado para su publicación a Opt. Comm.
- [3]. L. Matulic et al, Rev. Mex. Fis. 31, 259 (1985)
- [4]. J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, Mc Graw Hill, New York, (1968), Cap. II.
- [5]. J.J. Sánchez Mondragón, G.E. Torres Cisneros, J. Opt.Soc. Am. B4, 64 (1987); J.J. Sanchez Mondragón, J. Delgado Saldivar, Rev. Mex. Fis. 31, 623 (1985), G. Arroyo Correa et al. Comparación entre la teoría Clásica y semiclásica de la propagación de pulsos en medios resonantes, Rep. Tec. 19, Centro de Investigaciones en Óptica A.C. (1984).
- [6]. G.E. Torres Cisneros, J.J. Sánchez Mondragón, Efectos no lineales en la propagación Resonante de Pulsos, Rep. Tec.12 Sec. Maestría, Centro de Investigación en Óptica, (1987)
- [7]. O.C. Barbosa García et al. "Coherent Resonant Pulse Propagation in a partially Degenerated Medium", enviado para su publicación a J.Opt. Soc.Am.B.



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

Elyptica

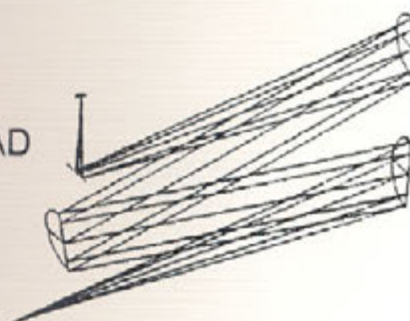
.....
Instrumentación
Electro Óptica

Ave. Ruíz 1703, Ensenada, B.C., C.P. 2280
Tel. (91-667) 8-6660 y 8-6850.
Fax (91-667) 8-6444

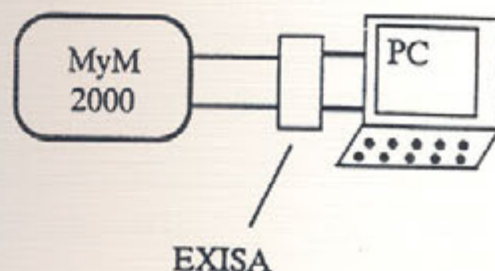
Análisis clínicos
Análisis químicos
Docencia

El espectrofotómetro MYM-2000 combina la tecnología de micro-computadoras personales, óptica avanzada y precio accesible, para dar una mayor versatilidad, conveniencia y simplicidad de manejo a los análisis químicos.

OPTICA DE
PRIMERA CALIDAD



VERSATILIDAD Y
FACILIDAD DE MANEJO



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



 Park Scientific Instruments

Microscopía de tunelaje y cátodos para SEM y TEM

EPI

CAMECA

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