



**UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO**

---

---



**CENTRO DE INVESTIGACIONES  
EN OPTICA, A.C.**

**ESTUDIO DE REGISTROS DE  
POLARIZACIÓN EN GELATINA  
SENSIBILIZADA CON COLORANTES  
ORGÁNICOS**

TESIS QUE COMO REQUISITO PARA OBTENER EL GRADO DE  
DOCTOR EN CIENCIAS (ÓPTICA) PRESENTA

**FIS. GEMINIANO DONACIANO MARTÍNEZ PONCE**

**ASESOR: DRA. CRISTINA E. SOLANO SOSA**

LEÓN, GTO.

DICIEMBRE 2001

# **AGRADECIMIENTOS**

---

El presente trabajo de investigación se ha llevado al cabo gracias al apoyo y consejos que he recibido por parte de mi asesor, Dra. Cristina Solano, y las palabras de aliento y motivación del resto de los miembros del comité doctoral encargado de evaluarlo, Dr. Daniel Malacara Hernández, Dr. Orestes Stavroudis y Dr. Sergio Calixto. Gracias también al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), al Consejo de Ciencia y Tecnología del Estado de Guanajuato (CONCyTEG) y al Centro de Investigaciones en Óptica A. C. por el apoyo económico brindado en la consecución de esta meta.

# RESUMEN

---

El objetivo del presente trabajo de investigación fue realizar un estudio de las características y los efectos del registro de un patrón de interferencia con el estado de polarización modulado espacialmente en gelatina sensibilizada para absorber en forma máxima en la parte roja del espectro. En este trabajo se utilizaron dos colorantes orgánicos de diferentes grupos, trifenilmetano y tiazin, como los centros ópticos encargados de almacenar las distribuciones de campo eléctrico obtenidas en los experimentos.

Se desarrolla también un análisis teórico de los dos tipos de birrefringencia que se producen en materiales fotosensibles por métodos holográficos: la birrefringencia inducida por campos eléctricos y la birrefringencia de forma. En el caso de la birrefringencia inducida es necesario que el medio de registro posea *fotoanisotropía*, es decir, que las características del medio, índice de refracción o coeficiente de transmisión, se alteren por campos eléctricos incidentes. Esto es posible debido a que las moléculas de colorante hospedadas en la matriz de gelatina reaccionan a la distribución de campo eléctrico, lo que permite la formación de las rejillas de polarización. Estas rejillas de polarización pueden ser inducidas por dos tipos de interferencia: (a) cuando los haces son ortogonales y linealmente polarizados y (b) cuando los haces son circularmente polarizados pero difieren en el sentido de rotación de campo eléctrico. Con base en la teoría aproximada para incidencia de la iluminación a ángulos pequeños y las eficiencias de difracción medidas experimentalmente se calcula el coeficiente de fotoanisotropía del sistema gelatina-colorante.

La birrefringencia de forma, por otra parte, es el resultado de la frecuencia espacial alta de un medio estratificado. Para la observación de esta anisotropía, en principio artificial, se registraron rejillas de polarización de frecuencia alta observándose como se afectaba la polarización del haz objeto reconstruido por este factor.

Otro efecto que se observa cuando se forma una rejilla de polarización utilizando haces de luz ortogonales y linealmente polarizados en gelatina sensibilizada es la formación de una rejilla de relieve. Se determinó que dicha rejilla de relieve se encontraba desplazada medio ciclo con respecto a la de polarización. Esto se debe a que existen ciertos eslabonamientos con la matriz que son inducidos por un tipo de polarización, mientras que el material que no reacciona migra hacia el lugar donde se encuentra el otro tipo de polarización.

También se estudiaron los efectos de revelar las placas de gelatina expuestas al patrón de interferencia de polarización mediante el método tradicional. Se observó que la frecuencia de la rejilla se incrementaba al doble de su valor inicial cuando los haces de registro eran ortogonales y linealmente polarizados. Este efecto no se observó en el caso de la interferencia de dos haces ortogonales circulares. Después del revelado la placa de gelatina pierde la información de polarización del haz objeto, por lo que la polarización de los ordenes de difracción es la misma polarización que el haz de iluminación.

# LISTA DE FIGURAS

---

## CAPITULO I

**Fig. 1.1** Estructura molecular de la gelatina. R es uno de varios diferentes residuos polipeptidos aminoácidos

**Fig. 1.2** Estructura del ion dicromato ( $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2-}$ )

**Fig. 1.3** Cambios de niveles de energía de una molécula de colorante orgánico cuando absorbe un fotón; A, A' absorción de un fotón de onda larga y onda corta, respectivamente, CI conversión interna

**Fig. 1.4** Curvas de transmitancia de las placas de gelatina dicromatada sensibilizada con verde de malaquita y gelatina sensibilizada con azul de metileno

**Fig. 1.5** Reacción fotoquímica cuando la mezcla gelatina-antihumectante es expuesta a radiación en un ambiente húmedo

## CAPITULO II

**Fig. 2.1** Diagrama de definición de las variables involucradas en el cálculo de probabilidad de transición de una molécula de colorante cuando es iluminada por luz elípticamente polarizada

**Fig. 2.2** Representación esquemática de dos haces de luz  $E_1$  y  $E_2$  linealmente polarizados a ángulos  $\psi_1$  y  $\psi_2$  incidiendo a ángulos  $\theta_1$  y  $\theta_2$ , respectivamente, con respecto a la normal del plano de interferencia

**Fig. 2.3** Patrón de interferencia obtenido con dos haces ortogonales polarizados

linealmente. La frecuencia de modulación a lo largo del eje  $x$  de la elipticidad es  $f = 2 \sin \theta / \lambda$ ,  $\psi_1 = -\psi_2 = \pi / 4$  y  $E_{01} = E_{02}$

**Fig. 2.4** Orientación de la elipse de polarización en un punto sobre el plano de interferencia con respecto a los ejes de laboratorio  $(x,y,z)$

**Fig. 2.5** Representación esquemática de la distribución de índice de refracción a través de la cual una onda plana, con ángulo  $\theta_r$  de incidencia, se propaga. El elipsoide de Fresnel se obtiene después de realizar un registro de polarización

**Fig. 2.6** Patrón de interferencia de polarización cuando se superponen dos haces ortogonales circularmente polarizados. La frecuencia del registro es  $f = 2 \sin \theta_p / \lambda$  y la modulación del ángulo azimutal es a lo largo del eje  $x$ .

**Fig. 2.7** Representación esquemática del problema de difracción oblicua por una rejilla cuando el haz de iluminación tiene componentes de polarización TE y TM

**Fig. 2.8** Solución de las ecuaciones características para la constante de fase  $\beta$  cuando la rejilla se ilumina en forma normal y  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$ ,  $d = 0.625 \lambda_0$ ,  $c = 0.5 d$ ,  $\epsilon_{rd} = (1.27)^2$  y  $\epsilon_{gr} = (1.54)^2$

**Fig. 2.9** Índices de refracción efectivos para el orden cero transmitido obtenidos a partir de las soluciones del problema de valor característico para los modos de polarización TE y TM

**Fig. 2.10** Valores de la birrefringencia artificial de una rejilla en función de la razón longitud de onda de iluminación/periodo de la rejilla

### CAPITULO III

**Fig. 3.1** Coeficiente de diroismo inducido por un haz con polarización lineal en placas de: línea continua) gelatina con azul de metileno y línea segmentada) gelatina dicromatada con verde de malaquita en función de la longitud de onda.

**Fig. 3.2** Arreglo experimental para el registro de las rejillas de polarización

**Fig. 3.3** Arreglo experimental para la medición del ángulo azimutal de polarización del orden  $-1$  difractado por una rejilla de polarización

**Fig. 3.4** Diferencia entre el ángulo azimutal del vector de polarización del haz difractado por una rejilla registrada con haces lineales con polarización lineal arbitraria y el ángulo azimutal del vector de polarización del haz de iluminación en función del ángulo que forman los vectores de campo eléctrico al momento del registro de la rejilla

**Fig. 3.5** Ángulo azimutal  $\psi_1$  de la polarización lineal del orden  $-1$  difractado por una rejilla formada con haces polarizados linealmente y cuyos vectores de campo eléctrico forman un ángulo  $\psi_2 - \psi_1$ , en función del ángulo azimutal de la polarización lineal incidente  $\psi_1$ .

**Fig. 3.6** Ángulo de máxima intensidad difractada en el orden  $-1$  en función de la polarización incidente para el caso  $\Lambda > \lambda$

**Fig. 3.7** Intensidad difractada en el orden  $-1$  en función del ángulo azimutal de la polarización lineal incidente

**Fig. 3.8** Ángulo de intensidad máxima difractada en el orden de difracción  $-1$  en función del ángulo azimutal de la polarización lineal incidente cuando  $\Lambda < \lambda$

**Fig. 3.9** Intensidad difractada en el orden  $-1$  en función del ángulo azimutal de la polarización lineal incidente

#### CAPITULO IV

**Fig. 4.1** Modulación de la superficie cuando una rejilla de polarización en el modo OLP es inducida en gelatina sensibilizada. La línea continua es la superficie medida y la punteada la ideal

**Fig. 4.2** Efectos del revelado sobre un registro del modo OLP

**Fig. 4.3** Patrones de difracción cuando rejillas de fase son iluminadas normalmente obtenidas después del revelado de registros con la misma frecuencia (a) de intensidad y (b) de polarización en el modo OLP.

**Fig. 4.4** Selectividad angular de las rejillas de fase obtenidas de un registro de polarización en el modo OLP

**Fig. 4.5** Efectos del revelado en un registro en el modo OCP

**Fig. 4.6** Patrones de difracción que se obtienen después de revelar rejillas con la misma frecuencia de (a) de intensidad y (b) de polarización formada en el modo OCP

#### APÉNDICE B

**Fig. B-1** Elipticidad  $e$  del orden cero transmitido por una rejilla sub-longitud de onda cuando incide un haz de luz con polarización lineal con un ángulo azimutal  $\eta$ .



# LISTA DE TABLAS

---

## CAPITULO IV

**Tabla I** Proceso de deshidratación de la gelatina sensibilizada para obtener una rejilla de fase

# CONTENIDO

---

<b>AGRADECIMIENTOS</b>	ii
<b>RESUMEN</b>	iii
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	v
<b>LISTA DE TABLAS</b>	ix
<b>CONTENIDO</b>	x
<b>CAPITULO 1 DEL MEDIO DE REGISTRO HOLOGRÁFICO</b>	
1.1 La gelatina como un material fotosensible	1
1.2 La función del dicromato en la gelatina	3
1.3 Sensibilización mediante colorantes orgánicos	5
1.4 Endurecimiento o revelado de la gelatina	8
1.5 Materiales que permiten disminuir el efecto de la humedad ambiente	10
1.6 La gelatina dicromatada autorevelable	12
Comentarios	13
<b>CAPITULO II DE LAS ANISOTROPÍAS INDUCIDAS Y ARTIFICIALES</b>	
2.1 Introducción	14
2.2 Birrefringencia inducida en un material fotoanisotrópico	15
2.2.1 Constante de fotoanisotropía	16

2.2.2 Registro de un patrón de interferencia de dos haces linealmente polarizados .....	18
2.2.3 Registro de un patrón de interferencia de dos haces ortogonales circularmente polarizados .....	25
2.3 Birrefringencia de forma .....	27
2.3.1 Difracción por una rejilla .....	29
2.3.2 Solución de la ecuación de Helmholtz dentro de la rejilla mediante la Teoría modal .....	31
2.3.3 Límite cuasiestático .....	39
Comentarios .....	43

### **CAPITULO III DE LAS REJILLAS DE POLARIZACIÓN**

3.1 Introducción .....	45
3.2 Cambio del coeficiente de transmisión por iluminación polarizada linealmente .....	47
3.3 Registro de una rejilla holográfica mediante haces con polarización lineal arbitraria .....	49
3.4 Reconstrucción de la polarización del haz objeto .....	50
3.5 Reconstrucción de la polarización en el modo de registro OLP .....	53
3.5.1 Rejillas de polarización con periodo mayor a la longitud de onda de iluminación .....	53
3.5.2 Rejillas de polarización con periodo menor a la longitud de onda de iluminación .....	59
Comentarios .....	61

## **CAPITULO IV DE LA FORMACIÓN DE RELIEVES Y EFECTOS DE REVELADO**

### **EN REJILLAS DE POLARIZACIÓN**

<b>4.1</b> Introducción .....	62
<b>4.2</b> Formación de Relieve .....	63
<b>4.3</b> Revelado de rejillas de polarización en gelatina sensibilizada .....	66
<b>4.3.1</b> Efectos del revelado de rejillas de polarización formadas mediante el modo de registro OLP .....	67
<b>4.3.2</b> Efectos del revelado de rejillas de polarización formadas mediante el modo de registro OCP .....	71
Comentarios .....	73

## **CAPITULO V CONCLUSIONES Y TRABAJO A FUTURO**

<b>5.1</b> Conclusiones .....	74
<b>5.2</b> Trabajo a futuro .....	76

## **APENDICE A**

Preparación de las películas de gelatina sensibilizadas con colorante orgánico .....	78
---	----

## **APENDICE B**

Diseño de elementos birrefringentes empleando la birrefringencia de forma.....	80
---	----

## **APENDICE C**

Producción científica .....	82
-----------------------------	----

<b>REFERENCIAS</b> .....	85
--------------------------	----

# CAPITULO I

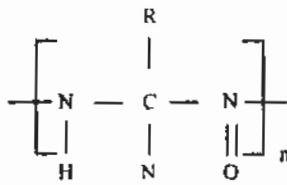
---

## DEL MEDIO DE REGISTRO HOLOGRÁFICO

### 1.1 La gelatina como un material fotosensible

La gelatina es una proteína que esta compuesta por varias cadenas de polipeptidos aminoácidos que se obtienen mediante el cocimiento de huesos, piel, cartílagos y vísceras de ciertos animales. Este polímero posee una estructura molecular compleja que es en parte amorfa y en parte cristalina. La representación esquemática más común de una cadena de gelatina se muestra en la Figura 1.1, donde  $R$  indica la ubicación de uno de varios residuos aminoácidos, tales como la lisina y el ácido glutámico, existentes en el material. Estos aminoácidos se ubican en tal forma que existen regiones polares y no polares en cada cadena permitiendo el eslabonamiento con otras cadenas de moléculas iguales o de agua.

La gelatina generalmente se disuelve en agua a una temperatura  $T_f$  de aproximadamente 40°C. Cuando la temperatura disminuye por debajo de los 30°C y la concentración de gelatina es igual ó mayor al 1% en peso, la solución se solidifica y posee características elásticas. Esta fase gel se caracteriza por formar una red tridimensional en donde las regiones no polares de las cadenas se unen débilmente. Si la temperatura  $T_f$  es excedida en forma pronunciada al disolver la gelatina en agua, las propiedades plásticas de la película que se obtiene después del enfriamiento son diferentes. Tanto en la fase líquida como en la



**Fig. 1.1** Estructura molecular de la gelatina. R es uno de varios diferentes residuos polipeptidos aminoácidos

fase gel, la gelatina absorbe grandes cantidades de agua. A las más bajas concentraciones, las moléculas de agua están ligadas mediante un átomo de hidrógeno a las partes polares de las moléculas de gelatina. Al tiempo que la humedad se incrementa, cada vez más agua se incorpora hasta que una capa de agua se encuentra confinada por capas de gelatina.

Desde hace ya mucho tiempo se observó que al exponer esta sustancia a la luz modificaba su dureza y su solubilidad, siendo la radiación ultravioleta (UV) la causante de este hecho. La absorción de la radiación UV rompe ciertos enlaces en la estructura molecular, los cuales se recombinan para dar una red tridimensional más estable. Más importante aún, y específicamente en el área del almacenamiento de la información, es el endurecimiento de la gelatina por métodos químicos. Estos producen un eslabonamiento de las partes polares de diferentes moléculas de gelatina mediante fuertes enlaces moleculares. En ambos casos, cuando el endurecimiento se incrementa, la rigidez del gel aumenta también, la solubilidad disminuye y el punto de fusión se eleva. Para cualquier aplicación, el grado de endurecimiento debe controlarse para obtener resultados óptimos.

Uno de los más grandes inconvenientes de la gelatina es su inestabilidad ambiental ya que es sensible a la humedad debido a ciertos elementos hidrofílicos que posee en las partes polares, además es muy poco sensible a la radiación visible. Algunos de los procesos

químicos que se han propuesto para la solución de estas carencias se describen en secciones posteriores.

## 1.2 La función del dicromato en la gelatina

Cuando se agregan moléculas de dicromato a la gelatina, la absorción de la placa se incrementa en la parte visible del espectro. De las sustancias dicromatadas empleadas para esta sensibilización, el elemento que mejor combina con la gelatina es el dicromato de amonio,  $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ , debido a que es altamente soluble en agua. La concentración de este material no debe exceder el 20% en peso de la gelatina, en caso contrario se cristaliza durante el proceso de solidificación modificando, en consecuencia, las propiedades ópticas y físicas de la película fotosensible.

Cuando se ilumina la película de gelatina dicromatada los iones  $\text{Cr}^{+6}$  disueltos en la matriz de gelatina inician la fotoreacción en presencia de cadenas oxidables y de agua. Después de la absorción de un cuanto de luz los iones de Cr se reducen a un estado de ionización más bajo, entre +3 y +6. El producto final es óxido de cromo ( $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ) con el ion trivalente de Cr [Meyerhoffer 1977]. Éste reacciona con la parte polar de la gelatina y causa un eslabonamiento de las moléculas de la gelatina con mayor estabilidad que el creado sólo entre moléculas de gelatina. Debido a que el proceso fotoquímico involucra el enlace de unos cuantos iones de dicromato con las moléculas de gelatina en la vecindad, se logra el registro de períodos espaciales inclusive menores a la longitud de onda de iluminación. Se ha demostrado que la concentración de dicromato de amonio es un factor determinante en la máxima modulación de índice de refracción que puede obtenerse [Schulat *et. al.* 1998]. Asimismo, el engrosamiento de la emulsión después del proceso de revelado es función del mismo parámetro, lo cual implica que la absorción de moléculas de

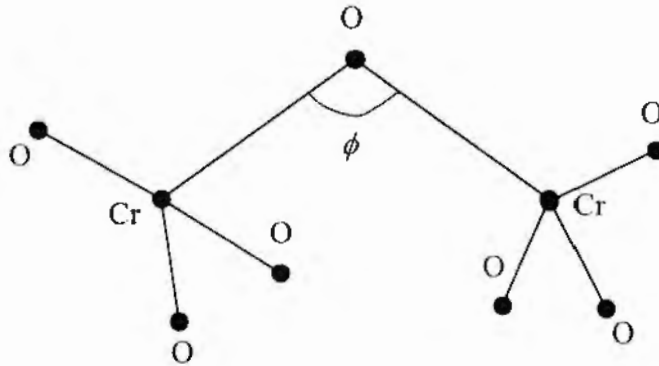


Fig. 1.2 Estructura del ion dicromato ( $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2-}$ )

agua está en función de las moléculas de dicromato existentes en la matriz [Schulat *et. al.* 1998].

Las películas de gelatina dicromatada son sensibles también, aunque en menor medida, a la radiación roja [Solano *et. al.* 1985]. Esta banda de absorción se debe principalmente a una transición de carga-transferencia (C-T) por contacto, resultando la transferencia de un electrón de la gelatina al átomo de cromo. Otra posible contribución al origen de esta banda en la parte roja del espectro se atribuye a la degeneración orbital cuando el ángulo  $\phi$  del enlace Cr-O-Cr, del ion  $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2-}$ , existente en la matriz, difiere del valor característico de  $180^\circ$ . Esta banda de absorción sufrirá un corrimiento hacia el rojo entre mayor sea  $\phi$ , ver Figura 1.2.

La gelatina dicromatada es uno de los medios que posee las mejores propiedades para el registro de hologramas. Este material muestra una eficiencia de difracción alta, una gran capacidad de modulación del índice de refracción y, además, alta resolución ( $\approx 6000$  ciclos/mm). También, una razón señal a ruido significativa debido a su poca dispersión y, cuando se le coloca un substrato de protección adherido con algún cemento óptico o se

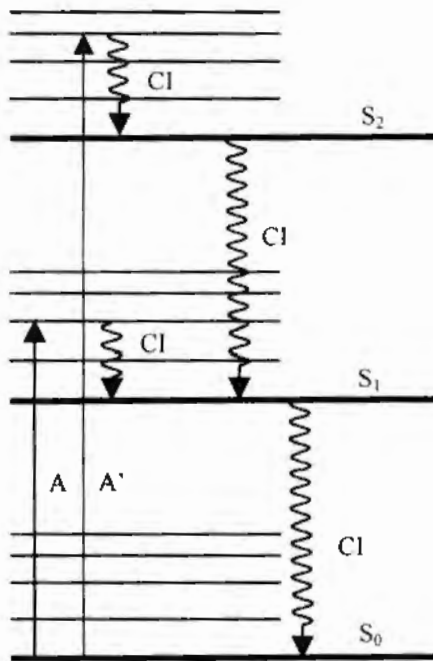


aplica una película polimérica transparente de recubrimiento, una excelente estabilidad ambiental.

### **1.3 Sensibilización mediante colorantes orgánicos**

Como hemos observado, la gelatina dicromatada presenta sensibilidad en las partes UV, azul-verde y roja del espectro, sin embargo la absorbencia que muestra es muy baja en la región visible. Para incrementar esta absorbencia se agregan colorantes orgánicos adecuados para la región espectral de interés. Así se han reportado en la literatura placas de gelatina dicromatada coloreadas con verde de malaquita [Solano *et. al.* 1989], azul de metileno [Solano *et. al.* 1987], azul ácido 7 [Mangaiyarkarasi *et. al.* 2001], eosin [Mangaiyarkarasi *et. al.* 2000], rodamina 6G y eritrosin B [Pantelic y Muric 2001]. Los tres primeros colorantes incrementan la sensibilidad de la emulsión en la parte roja del espectro, mientras que los tres últimos en la parte verde del mismo. Con esto es posible realizar registros holográficos mediante la utilización de fuentes comerciales de iluminación láser (He-Ne, He-Cd y Ar<sup>+</sup>), y al mismo tiempo reducir los tiempos de exposición.

Generalmente, cuando la placa de gelatina sensibilizada con algún colorante se ilumina se presenta una reacción fotoquímica que puede resultar en un oscurecimiento o blanqueo de la parte irradiada dependiendo de la longitud de onda empleada. Cuando se utiliza una longitud de onda corta la densidad óptica del material puede aumentar o incrementarse la coloración, mientras que cuando se utiliza una longitud de onda larga, que corresponde al máximo de absorción, el colorante se blanquea, es decir, la densidad óptica del material disminuye [Nassau 1983]. El mecanismo básico responsable para el fotocromismo se explica usualmente mediante el ascenso del estado de energía base de la



**Fig. 1.3** Cambios de niveles de energía de una molécula de colorante orgánico cuando absorbe un fotón; A, A' absorción de un fotón de onda larga y onda corta, respectivamente, CI conversión interna

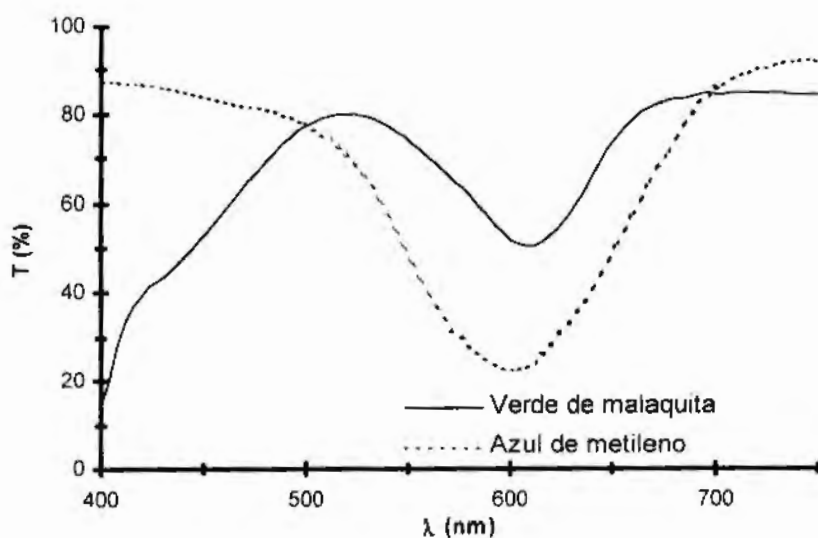
molécula a un estado de energía más alto seguido de una isomerización, Fig. 1.3, resultando en un isómero térmicamente inestable. Este isómero tiene un espectro de absorción diferente al del estado base. Después de un cierto tiempo este isómero se relaja térmicamente y vuelve al nivel de mínima energía, completando el ciclo de transformación estructural. Este mecanismo produce el rompimiento de la cadena de color,  *cromóforo*, en cada colorante como resultado de un proceso fisicoquímico distinto. Existen cinco tipos diferentes de tales mecanismos de reacción involucrados en esta fotoisomerización: isomerización cis-trans, radicalización, disociación iónica, transferencia de hidrógeno, formación de anillos o eslabonamiento de anillos [Huang 1993a].

Existe, no obstante, un límite para la cantidad de colorante que puede introducirse en la solución de la gelatina dicromatada. Debido a la interacción química que puede existir

entre el dicromato y el colorante la uniformidad en la tonalidad de la solución, al momento de fabricar las placas fotosensibles, puede verse alterada por causa de una precipitación.

En la Figura 1.4 se muestran las curvas de absorbencia de las placas de gelatina utilizadas durante de este trabajo de investigación. Para la sensibilización de la gelatina se utilizaron dos colorantes: *verde de malaquita* y *azul de metileno*. En el proceso de fabricación de las placas de gelatina con azul de metileno se eliminó la incorporación de dicromato de amonio. La razón principal de este cambio fue la simplificación del proceso, ya que de lo contrario es necesario llevar a cabo el secado de las placas en una atmósfera de amoníaco [Kurokawa *et. al.* 1998]. Las concentraciones de colorantes en la solución líquida de gelatina fueron de  $4.43 \times 10^{-5}$  mol/litro y de  $2.70 \times 10^{-7}$  mol /litro para el verde de malaquita y el azul de metileno, respectivamente. La concentración de  $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  para las placas con verde de malaquita fue de 0.011 mol/litro.

Una característica adicional que presentan las placas de gelatina, con o sin dicromato, sensibilizadas es la posibilidad de inducir mediante luz linealmente polarizada una anisotropía, la cual es principalmente dicróica. Esto implica que cuando una muestra se



**Fig. 1.4** Curvas de transmitancia de las placas de gelatina dicromatada sensibilizada con verde de malaquita y gelatina sensibilizada con azul de metileno

ilumina por luz linealmente polarizada el coeficiente de transmisión, inicialmente isotrópico, tendrá diferentes valores dependiendo de la dirección del campo eléctrico incidente [Solano 1989]. Sin embargo, debido a los procesos fotoquímicos que se presentan cuando el colorante interactúa con la red, es decir la gelatina, existe también un cambio de índice de refracción. Estos efectos son muy importantes pues permiten el uso de la gelatina dicromatada sensibilizada con un colorante orgánico como un medio de registro para lo que se conoce como holografía de polarización. Es necesario mencionar que no debe haber tratamiento de endurecimiento o revelado para que la emulsión conserve las características de anisotropía.

#### **1.4 Endurecimiento o revelado de la gelatina**

Los procesos de revelado básicos de una película de gelatina para la obtención de un holograma son, en forma general, dos y consisten en lo siguiente:

- (1) Agitación de la placa en agua para desechar la gelatina sin exponer, y que por lo tanto no tuvo un reordenamiento de las moléculas para reforzar los enlaces poliméricos. Cuando la frecuencia de la rejilla es muy baja el proceso da como resultado una rejilla de relieve [Shankoff 1968]. Sin embargo, la profundidad del relieve disminuye conforme la frecuencia se incrementa.
- (2) El lavado de la placa en agua y su inmediata interacción de la película de gelatina con un elemento hidrófobo, que generalmente es alcohol isopropílico, para causar una modulación de índice de refracción grande [Meyerhoffer 1977]. De este proceso se obtiene un holograma de fase que muestra una alta resolución al momento de reconstruir la imagen del objeto. Algunos autores han sugerido el uso de una mezcla adicional de soluciones fotográficas de fijado rápido y de

endurecimiento, la interacción de la película obtenida con una mezcla de agua destilada y dicromato al 5% en peso y manipular las temperaturas de las diferentes soluciones de revelado.

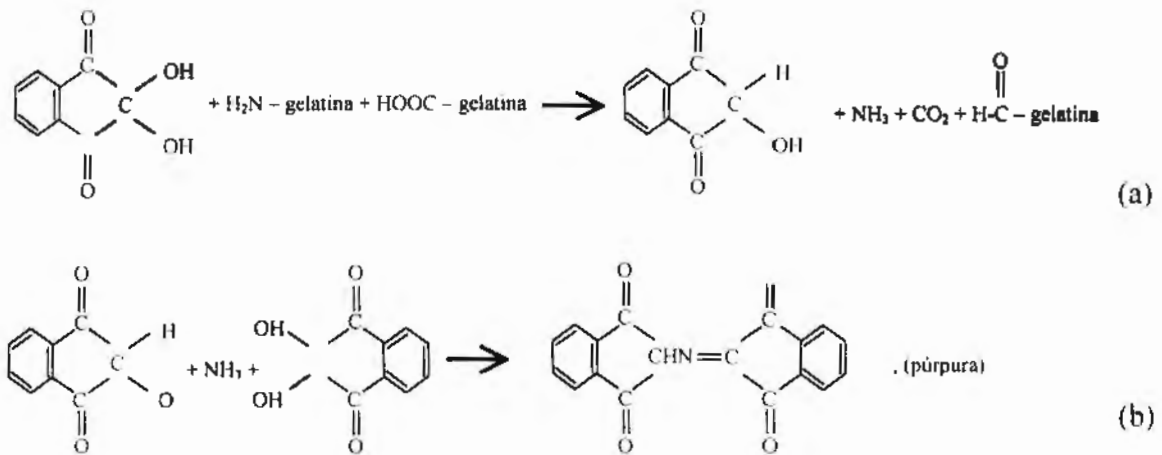
Con el propósito de incrementar la profundidad de relieve mediante el procedimiento (I) se han utilizado algunas sustancias orgánicas. Si tenemos en cuenta que la gelatina es una proteína, es aceptable pensar que algunas enzimas proteolíticas como la hidroxilamina, la tripsina [Pang *et. al.* 2000], la peptina ó la papaína [Pirodda y Moriconi 1988] puedan tener una acción reveladora sobre las partes sensibilizadas y expuestas de las películas de gelatina, entre más expuesta (y eslabonada) un área más resistente será a la acción proteolítica que las menos expuestas. El proceso de desgaste enzimático se lleva al cabo antes del proceso de lavado para disolver todas aquellas cadenas de gelatina que no lograron establecer un enlace fuerte con el  $\text{Cr}^{+3}$ . La hidroxilamina es la enzima que ha mostrado un mejor funcionamiento en la obtención de relieves de frecuencia relativamente alta ( $\approx 500$  líneas/mm). Esta enzima posee menos sitios de desdoblamiento y, por lo tanto, la interacción con las cadenas de gelatina es menos agresiva.

Algunas de las aplicaciones de los hologramas formados en gelatina involucran temperaturas relativamente altas. En estos casos, la cantidad de agua existente en la matriz es un factor determinante. Una molécula de agua puede estar dentro de la gelatina en una variedad de formas: ligada a cadenas polares laterales no cargadas mediante enlaces de hidrógeno, a sitios polares cargados por interacción dipolar, puede establecer conexiones entre aminoácidos o entre moléculas de gelatina, o finalmente, puede estar ligada a otras moléculas de agua. Por esta razón en este tipo de aplicaciones la placa de gelatina, después del proceso de revelado aquí descrito, se introduce a un horno. Sin embargo, este proceso

recorre la longitud de onda de reconstrucción hacia la parte azul del espectro pues modifica el grosor de la película y, algunas veces, deteriora el holograma. Una alternativa es el uso de microondas con una frecuencia cercana a la resonancia de la molécula de agua. Se observó que este proceso de secado no recorre la longitud de onda de reconstrucción ni modifica la eficiencia de difracción del holograma [Rebordao y Andrade 1989].

### **1.5 Materiales que permiten disminuir el efecto de la humedad ambiente**

Uno de las desventajas que posee la gelatina es la degradación que sufren los registros debido a la humedad del medio ambiente. Los aminoácidos que absorben más fuertemente la humedad son la arginina y la lisina, las cuales tiene grupos amino en las cadenas laterales, y el ácido glutámico y el aspartato, que tienen grupos carboxilos en las cadenas laterales, y cuyas escalas hidrófobas son de  $-2.5$  y  $3.0$ , respectivamente. Se han utilizado varios agentes para tratar de incrementar la estabilidad ambiental de la gelatina. Entre estos materiales se puede mencionar la ninhidrina [Wang *et. al.* 1998]. Esta puede reaccionar tanto con los grupos amino como con los carboxilos de la gelatina, convirtiéndolos en aldehídos, los cuales tienen una escala hidrófoba de  $-0.5$ . El procedimiento de adición se lleva al cabo antes del proceso de deshidratación de la gelatina dicromatada. El esquema que representa las reacciones en la película con ninhidrina se representa en la Figura 1.5. La reacción por medio de la cual la ninhidrina modifica a la gelatina es una reacción específica donde las proteínas exhiben color y se retiran sus grupos primarios de aminoácidos y grupos carboxilos. Los componentes químicos de la gelatina son similares a los que componen a la ninhidrina. Todos estos están formados por aminoácidos, lo cual induce la reacción.



**Fig. 1.5** Reacción química entre la ninhidrina y la gelatina cambiando los grupos amino y carboxilo en aldehídos

Otras soluciones que se han propuesto para aislar la gelatina de la humedad ambiente es el uso de substratos de recubrimiento o películas delgadas que permeabilizan la superficie del holograma. Algunos de los materiales que se han empleado como películas protectoras son el polimetil metacrilato (PMMA), el poliestireno y el policarbonato [Naik *et. al.* 1990]. Todos estos materiales mejoran la resistencia a la humedad pero en un plazo relativamente corto. Se ha observado que cuando se deposita poliestireno puro de bajo grado de polimerización en un estado líquido viscoso al holograma recién revelado se mantiene sin cambio notable por un tiempo mucho más prolongado [Wang *et. al.* 1996]. Otro material que puede emplearse para la protección de la gelatina contra la humedad del ambiente es el butil carbinol o butil-ether-glycol. Este material también puede ser depositado como una película protectora que impida a los aminoácidos hidrofílicos reaccionar con la humedad del medio ambiente.

## 1.6 La gelatina dicromatada autorevelable

La necesidad de evitar el proceso de revelado de la gelatina, el cual frecuentemente modifica el registro debido a un cambio en el grosor del material, ha llevado al estudio de agentes que al agregarse a la solución base conviertan a la película fotosensible obtenida después de la deposición y el secado en un medio de registro autorevelable. Uno de estos agentes reveladores es el glicerol [Vigovski *et. al.* 1998, Reinhand *et. al.* 1998], el cual una vez dentro de la gelatina dicromatada cumple con diferentes funciones. En primera instancia es un excelente plastificante de la gelatina, es decir, es un buen agente polimerizador. En segunda, mantiene un número suficiente de moléculas de agua para el revelado debido a los enlaces de hidrógeno que se dan con la estructura molecular de la película. Además, existe una tasa de acumulación más alta de iones de  $\text{Cr}^{+5}$  generados por radiación como consecuencia de las propiedades de donador de electrón del glicerol. Provoca la relativa estabilidad del ion  $\text{Cr}^{+5}$  y, asociado con esto, la existencia de colágeno y agua. También explica la alta sensibilidad de la gelatina autorevelable en comparación con la gelatina tratada con agua.

El agua tiene una influencia substancial en la formación estructural de las macromoléculas de colágeno dentro de la gelatina dicromatada. El ordenamiento de alto nivel de las moléculas de colágeno es causado por los enlaces de estado con agua. Las moléculas de agua forman eslabonamientos específicos entre las cadenas de polipeptidos o entre átomos de carbonilo y el oxígeno de los grupos de colágeno amido. Estos puentes de hidratos pueden unirse con macrocadenas circundantes mediante enlaces de hidrógeno. Algunos de éstos contienen aceptores de electrones, por ejemplo el oxianión de cromo. Otros contienen donadores de electrones tales como el grupo guanidino o el radical formado bajo alguna oxidación electrónica. La interacción entre los centros donadores y



aceptadores llega a ser más efectiva con la incorporación de alcohol multiatómico a la emulsión de gelatina dicromatada. Las estructuras moleculares secundarias y terciarias de colágeno de las capas de gelatina no muestran una deformación fuerte con la adición del glicerol.

## COMENTARIOS

Para el presente trabajo de investigación muchos de los procedimientos que se mencionan en este capítulo no fueron tomados en cuenta debido a su reciente publicación. Este es un hecho alentador, ya que nos permite suponer que si se utilizan en la fabricación de rejillas, tanto de intensidad como de polarización, los efectos del registro podrían acentuarse en gran medida y, en consecuencia, mejorar el funcionamiento de los posibles elementos holográficos que podrían fabricarse mediante las técnicas de registro propuestas. A manera de ejemplo, la modulación de índice de refracción después de revelar un registro de polarización podría transformarse en un registro de relieve mediante el uso del agente enzimático adecuado.

# CAPITULO II

---

## DE LAS ANISOTROPÍAS INDUCIDAS Y ARTIFICIALES

### 2.1 Introducción

Un material anisótropo es aquel que presenta propiedades físicas diferentes en direcciones diferentes. Cuando se habla de propiedades ópticas del material, éste puede recibir los nombres de *dicróico*, cuando la anisotropía se manifiesta mediante los coeficientes de transmisión, o *birrefringente*, cuando se involucra a los índices de refracción. Los materiales birrefringentes a su vez se clasifican en uniaxiales o biaxiales. Los materiales uniaxiales poseen dos índices de refracción iguales y uno diferente, cada uno de éstos en diferente dirección. Los materiales biaxiales muestran tres índices de refracción diferentes en las tres direcciones que definen la estructura interna del elemento.

La aplicación de las propiedades ópticas de los materiales anisótropos es diversa y generalmente se involucran con el manejo de la polarización o la modulación espacial de la luz: polarizadores, retrasadores de fase, retardadores de fase lineales y circulares y divisores de polarización, por ejemplo. Los materiales más comunes para fabricar estos elementos son la calcita y el cuarzo que tienen la desventaja de ser escasos en la naturaleza. Existen otros materiales, generalmente polímeros, que mediante la aplicación de esfuerzos mecánicos es posible modificar sus índices de refracción y así obtener un elemento

anisótropo. Otro tipo de elementos son aquellos en los que la anisotropía se induce por medio de campos eléctricos aplicados, llamados moduladores electroópticos, dentro de los que podemos mencionar a los cristales de  $\text{BaTiO}_3$  y los cristales líquidos. Recientemente, en el área de la fotónica, se han desarrollado materiales que muestran anisotropía al irradiarse con luz linealmente polarizada. A este tipo de modificación se le conoce como *birrefringencia fotoinducida* y al material como fotoanisotrópico. Estos materiales se utilizan, por ejemplo, para el diseño de compuertas ópticas que modifican sus características rápidamente o como medios ópticos para la identificación de señales ópticas. Existen también los elementos birrefringentes artificiales, los cuales a pesar de no tener dos índices de refracción diferentes funcionan como manipuladores de la polarización de la luz incidente en ellos. Estos dispositivos se diseñan con base en un fenómeno conocido como *birrefringencia de forma*. Este fenómeno es el resultado de la propagación de una onda a través de un medio estratificado con una distribución espacial periódica menor a la longitud de onda de iluminación.

En particular en este trabajo nos enfocamos al estudio de los efectos en placas de gelatina sensibilizada con un colorante orgánico al inducir anisotropías por medios de campos eléctricos. En primera instancia, se realizarán registros holográficos de polarización empleando la birrefringencia fotoinducida y, en segundo lugar, observar los efectos de la birrefringencia de forma cuando la frecuencia de la rejilla se incrementa. A continuación se presentan los análisis teóricos para cada uno de estos fenómenos.

## **2.2 Birrefringencia inducida en un material fotoanisotrópico**

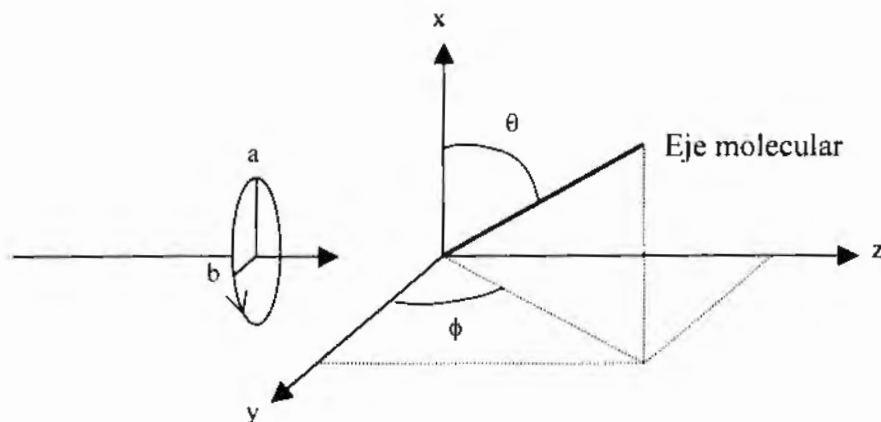
Cuando un material fotoanisotrópico se ilumina con un haz linealmente polarizado, las características de transmisión y/o fase del material cambian. En particular para la gelatina

sensibilizada con colorantes orgánicos el efecto es principalmente dicroico. Este efecto se usa para el registro de información en el área de holografía polarizada. Para ello se hacen interferir dos haces polarizados ortogonalmente. La intensidad en el plano de interferencia es constante, sin embargo existe una modulación del estado de polarización de la luz. Esta modulación puede darse en elipticidad o dirección del acimut de la polarización resultante dependiendo de las polarizaciones que posean los haces usados en la formación del registro holográfico [Nikolova 1984].

### 2.2.1 Constante de fotoanisotropía

La respuesta de un material a la distribución de campo eléctrico está en función de las características estadísticas de las moléculas de colorante inmersas en la matriz de gelatina. La probabilidad de absorber un fotón depende de la orientación del eje principal del oscilador de absorción de la molécula con respecto a la dirección de polarización de la luz actuante. Además, si se toma en cuenta que a pesar de la alta viscosidad de la gelatina las moléculas de colorante tienden a alinearse con la dirección de campo eléctrico incidente, resulta que cada vez más de éstas poseen un eje principal de absorción en dirección paralela a la dirección del campo eléctrico incidente. Estas moléculas alineadas absorben en forma preferente la energía de la iluminación, pasando a un nivel de energía mayor térmicamente inestable, sufriendo una isomerización. Este fenómeno puede describirse mediante el uso de una sección transversal molecular de absorción anisótropa [Huang 1993c]

$$\sigma = \sigma_{\parallel} (a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi) + \sigma_{\perp} [a^2 \sin^2 \theta + b^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi)], \quad (2-1)$$



**Fig. 2.1** Diagrama de definición de las variables involucradas en el cálculo de probabilidad de transición de una molécula de colorante cuando es iluminada por luz elípticamente polarizada

donde  $\sigma_{||}$  y  $\sigma_{\perp}$  son las secciones transversales de absorción de la molécula para luz polarizada paralela y perpendicularmente a su eje principal, respectivamente, suponiendo que la molécula es uniaxial.  $\theta$  y  $\phi$  son las coordenadas polares angulares de la molécula, como se muestra en la Figura 2.1. Los parámetros  $a$  y  $b$  son los semiejes mayor y menor normalizados de la onda polarizada elípticamente y satisfacen  $a^2 + b^2 = 1$ , suponiendo que se encuentran a lo largo de los ejes  $x$  y  $y$ .

Cuando la molécula se encuentra en el estado excitado el coeficiente de transmisión y la distribución espacial de índice de refracción del material fotosensible se alteran. Esta modificación es función de la intensidad de la iluminación y de la constante fotoanisótropa  $\kappa$  del material, la cual se define en función de  $\sigma$ . Los cambios en el material fotosensible dependen de la radiación absorbida por las moléculas de colorante. Entre más larga sea la cadena del colorante existirá una probabilidad mayor de absorción en direcciones preferentes. Esta absorción de radiación induce los mecanismos de isomerización expuestos en el capítulo I, los cuales a su vez inducen el dicroísmo en la película. Como se

puede deducir de la Ec. (2-1), la mayor probabilidad de absorción de un fotón se dará cuando la iluminación utilizada sea linealmente polarizada y la dirección de campo eléctrico coincida con el eje molecular.

### 2.2.2 Registro de un patrón de interferencia de dos haces ortogonales linealmente polarizados

Supongamos que dos haces de luz linealmente polarizados,  $E_1(x,y,z;t)$  y  $E_2(x,y,z;t)$ , son superpuestos sobre un material fotoanisotrópico incidiendo con ángulos  $\theta_1$  y  $\theta_2$ , respectivamente, como se muestra en la Figura 2.2. Si se toma como punto de partida que la distribución de campo eléctrico sobre el plano de interferencia es descrita generalmente por la parte real de la suma de las amplitudes complejas de los haces que interfieren [Kakichashvili 1974],

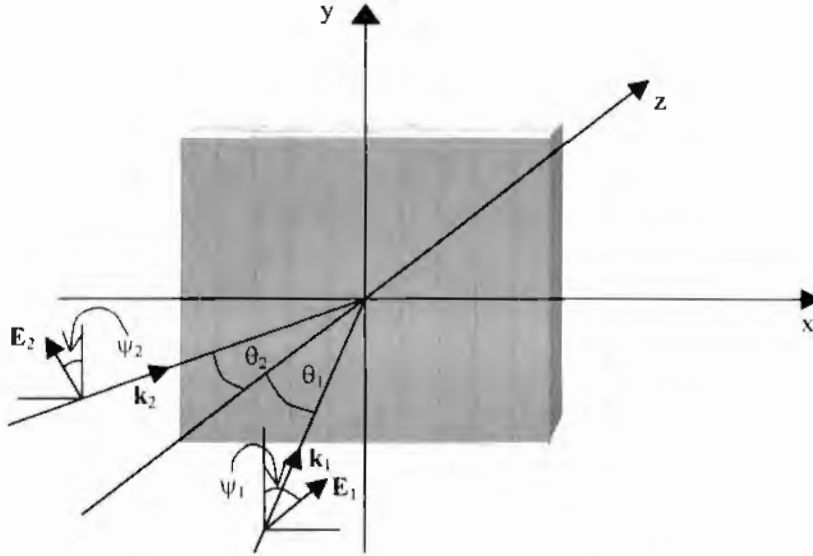
$$\begin{aligned}\Sigma(x,y,z;t) &= \text{Re}\{E_1(x,y,z;t) + E_2(x,y,z;t)\} \\ &= \text{Re}\left\{\left[E_{01}e^{jk_1 \cdot r} + E_{02}e^{jk_2 \cdot r}\right]e^{-j\omega t}\right\}, \\ &= p(x,z)\cos(\omega t) + q(x,z)\sin(\omega t)\end{aligned}\quad (2-2)$$

que es la representación paramétrica de una elipse, se calculará la distribución de índice de refracción inducida. Supongamos además que los vectores de campo eléctrico forman ángulos  $\psi_1$  y  $\psi_2$  con respecto a la normal del plano de incidencia, entonces pueden expresarse mediante

$$E_{01} = E_{01} \begin{bmatrix} -\sin\psi_1 \cos\theta_1 \\ \cos\psi_1 \\ -\sin\psi_1 \sin\theta_1 \end{bmatrix} \quad \text{y} \quad E_{02} = E_{02} \begin{bmatrix} -\sin\psi_2 \cos\theta_2 \\ \cos\psi_2 \\ -\sin\psi_2 \sin\theta_2 \end{bmatrix}. \quad (2-3)$$

Después de un poco de álgebra, y tomando en cuenta que

$$k_1 \cdot r = k(x\sin\theta_1 - z\cos\theta_1) \quad \text{y} \quad k_2 \cdot r = k(-x\sin\theta_2 - z\cos\theta_2), \quad (2-4)$$



**Fig. 2.2** Representación esquemática de dos haces de luz  $E_1$  y  $E_2$  linealmente polarizados a ángulos  $\psi_1$  y  $\psi_2$  incidiendo a ángulos  $\theta_1$  y  $\theta_2$ , respectivamente, con respecto a la normal del plano de interferencia.

donde  $k = 2\pi / \lambda$ , siendo  $\lambda$  la longitud de onda de la iluminación, se encuentra que

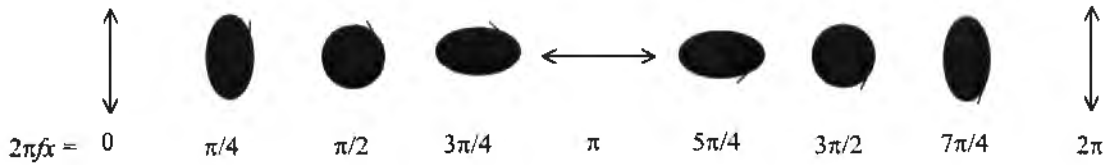
$$p(x,z) = \begin{bmatrix} -E_{01} \sin \psi_1 \cos \theta_1 \cos(k[x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1]) + E_{02} \sin \psi_2 \cos \theta_2 \cos(k[x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2]) \\ E_{01} \cos \psi_1 \cos(k[x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1]) + E_{02} \cos \psi_2 \cos(k[x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2]) \\ -E_{01} \sin \psi_1 \sin \theta_1 \cos(k[x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1]) + E_{02} \sin \psi_2 \sin \theta_2 \cos(k[x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2]) \end{bmatrix} \quad (2-5a)$$

$$q(x,z) = \begin{bmatrix} -E_{01} \sin \psi_1 \cos \theta_1 \sin(k[x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1]) + E_{02} \sin \psi_2 \cos \theta_2 \sin(k[x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2]) \\ E_{01} \cos \psi_1 \sin(k[x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1]) + E_{02} \cos \psi_2 \sin(k[x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2]) \\ -E_{01} \sin \psi_1 \sin \theta_1 \sin(k[x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1]) + E_{02} \sin \psi_2 \sin \theta_2 \sin(k[x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2]) \end{bmatrix} \quad (2-5b)$$

Si los haces son ortogonales entre sí e inciden simétricamente con respecto a la normal del plano de interferencia, entonces  $\psi_2 = \pi/2 - \psi_1$  y  $\theta_2 = -\theta_1$ . De esta forma,

$$p(x,z) = \begin{bmatrix} (-E_{01} \sin \psi_1 + E_{02} \cos \psi_1) \cos \theta_1 \\ E_{01} \cos \psi_1 + E_{02} \sin \psi_1 \\ -(E_{01} \sin \psi_1 + E_{02} \cos \psi_1) \sin \theta_1 \end{bmatrix} \cos(k[x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1]) \quad (2-6a)$$

y



**Fig. 2.3** Patrón de interferencia obtenido con dos haces ortogonales polarizados linealmente. La frecuencia de modulación a lo largo del eje  $x$  de la elipticidad es  $f = 2 \sin \theta / \lambda$ ,  $\psi_1 = -\psi_2 = \pi / 4$  y  $E_{01} = E_{02}$ .

$$\mathbf{q}(x, z) = \begin{bmatrix} (-E_{01} \sin \psi_1 + E_{02} \cos \psi_1) \cos \theta_1 \\ E_{01} \cos \psi_1 + E_{02} \sin \psi_1 \\ -(E_{01} \sin \psi_1 + E_{02} \cos \psi_1) \sin \theta_1 \end{bmatrix} \sin(k[x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1]) \quad (2-6b)$$

Las Ecs. (2.6) representan los vectores que determinarán el estado de polarización en cada punto sobre el plano de interferencia. Combinándolas con la expresión dada por la Ec. (2-2) se concluye que el campo de luz resultante es modulado espacialmente en su grado de elipticidad a lo largo del eje  $x$ , Figura 2.3. Además, la amplitud de los semiejes de la elipse de polarización también está modulada, pero a lo largo del eje  $z$ , manteniendo constantes la dirección de los mismos para los ángulos acimutales de polarización y ángulos de incidencia de los haces utilizados en el registro.

El módulo cuadrado de la Ec. (2-2) se utiliza para determinar la magnitud máxima y mínima de los ejes de la elipse de polarización sobre el plano de interferencia, que se puede expresar como

$$|\Sigma(x, y, z; t)|^2 = |\mathbf{p}|^2 \cos^2 \omega t + |\mathbf{q}|^2 \sin^2 \omega t + \mathbf{p} \cdot \mathbf{q} \sin(2\omega t) \quad (2-7)$$

Para un punto en particular, la amplitud de campo eléctrico máxima o mínima se obtiene cuando la derivada con respecto a  $t$  de la Ec. (2-7) es igual a cero. De esta forma, el instante en que se obtiene uno de los dos semiejes está dado por la condición



$$\tan(2\omega t) = \frac{2\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{|\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2|}, \quad (2-8)$$

de donde se puede llegar a que

$$\sin(2\omega t) = \frac{2\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{\sqrt{(\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2)^2 + 4(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})^2}} \quad \text{y} \quad (2-9a)$$

$$\cos(2\omega t) = \frac{|\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2|}{\sqrt{(\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2)^2 + 4(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})^2}}. \quad (2-9b)$$

De la combinación de las Ecs. (2-9) se puede obtener las expresiones para  $\sin^2(\omega t)$  y  $\cos^2(\omega t)$ , las cuales son

$$\sin^2(\omega t) = \frac{(\mathbf{q}^2 - \mathbf{p}^2) \pm \sqrt{(\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2)^2 + 4(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})^2}}{2\sqrt{(\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2)^2 + 4(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})^2}} \quad \text{y} \quad (2-10a)$$

$$\cos^2(\omega t) = \frac{(\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2) \pm \sqrt{(\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2)^2 + 4(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})^2}}{2\sqrt{(\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2)^2 + 4(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})^2}}. \quad (2-10b)$$

Al sustituir las Ecs. (2-10) y (2-9a) en la Ec. (2-7) se obtienen los valores máximo y mínimo para  $|\Sigma|$  de la elipse de polarización, representados por  $L_1$  y  $L_2$  respectivamente, en función de los vectores  $\mathbf{p}$  y  $\mathbf{q}$ . Esto es,

$$L_i^2 = \frac{(\mathbf{p}^2 + \mathbf{q}^2) \pm \sqrt{(\mathbf{p}^2 - \mathbf{q}^2)^2 + 4(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})^2}}{2}, \quad i=1,2 \quad (2-11)$$

Los cosenos directores para éstos ejes están dados por

$$\alpha_i = \frac{\Sigma \cdot \hat{\mathbf{x}}}{L_i}; \quad \beta_i = \frac{\Sigma \cdot \hat{\mathbf{y}}}{L_i}; \quad \gamma_i = \frac{\Sigma \cdot \hat{\mathbf{z}}}{L_i}, \quad (2-12)$$

donde  $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}$  son los vectores unitarios que definen los ejes del laboratorio, ver Figura 2.4.

La distribución de campo eléctrico obtenida sobre el plano de interferencia induce cambios en el material de registro. Estos cambios involucran al coeficiente de transmisión y, en consecuencia, al índice de refracción. Haciendo una analogía con las deformaciones sufridas por una placa cuando se le aplican esfuerzos tensiles ortogonales se tiene que [Kakichashvili 1974]:

$$\begin{aligned} n_{x'}^2 &= n_0^2 + \kappa(L_1^2 + L_2^2) \\ n_{y'}^2 &= n_0^2 - \kappa(L_1^2 + L_2^2) , \\ n_{z'}^2 &= n_0^2 + \kappa(L_1^2 - L_2^2) \end{aligned} \quad (2-13)$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción antes de la exposición,  $\kappa$  es la constante de fotoanisotropía y  $n_{x'}$ ,  $n_{y'}$ ,  $n_{z'}$  son los índices de refracción en las direcciones definidas por los semiejes de la elipse de polarización y la normal a la superficie definida por los mismos.

Las Ecs. (2-13) representan el elipsoide de Fresnel del elemento holográfico resultante de la exposición de la placa al patrón de interferencia de polarización. Este elipsoide, como es de esperarse, estará modulado a lo largo de los ejes  $x$  y  $z$ . De esta

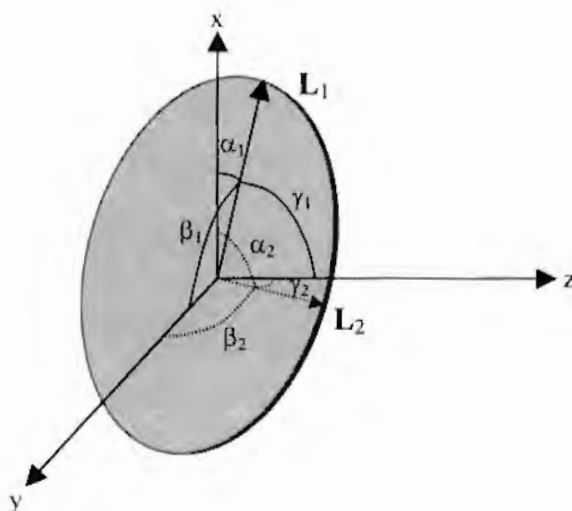


Fig. 2.4 Orientación de la elipse de polarización en un punto sobre el plano de interferencia con respecto a los ejes de laboratorio (x,y,z).

manera, la distribución del índice de refracción que observará un frente de onda de reconstrucción incidiendo a un cierto ángulo  $\theta_R$  se obtendrá haciendo el corte de este elipsoide por el frente de onda plano, Fig. 2.5. Si se considera que el haz de lectura incide a un ángulo pequeño con respecto a la normal del holograma de polarización,  $\theta \approx 0$ , es posible despreciar la componente en dirección  $z$  en las Ecs. (2-6) [Huang 1991].

Suponiendo además que  $\kappa \ll 1$  en las mismas ecuaciones, lo cual implica que la modulación de índice de refracción no es grande, se obtiene que los índices de refracción estarán expresados como  $n_x = n_0 + (\kappa/2n_0)(|p|^2 + |q|^2)$  y  $n_y = n_0 - (\kappa/2n_0)(|p|^2 + |q|^2)$ , después de un desarrollo en series de Taylor y tomando los términos de primer orden solamente. De esta manera el tensor de índice de refracción se reduce a una matriz de  $2 \times 2$  expresado como

$$n = \begin{bmatrix} n_0 + \frac{\kappa}{2n_0} (|p|^2 + |q|^2) \cos 2\alpha & \frac{\kappa}{2n_0} (|p|^2 + |q|^2) \sin 2\alpha \\ \frac{\kappa}{2n_0} (|p|^2 + |q|^2) \sin 2\alpha & n_0 - \frac{\kappa}{2n_0} (|p|^2 + |q|^2) \cos 2\alpha \end{bmatrix}, \quad (2-14)$$

donde  $\alpha$  es el ángulo que se define para uno de los semiejes de la elipse de polarización en la Ec. (2-12).

Si consideramos que los semiejes coinciden con los ejes coordenados del laboratorio, es decir  $\psi_1 = -\psi_2 = \pi/4$ , entonces obtenemos el retraso de fase introducido por el holograma de polarización en cada una de las direcciones que, expresado en forma analítica como una matriz de Jones, estará dado por

$$M_t = \begin{bmatrix} \exp\left[i \frac{k\kappa d}{2n_0} \cos(2\pi f x)\right] & 0 \\ 0 & \exp\left[-i \frac{k\kappa d}{2n_0} \cos(2\pi f x)\right] \end{bmatrix}, \quad (2-15)$$

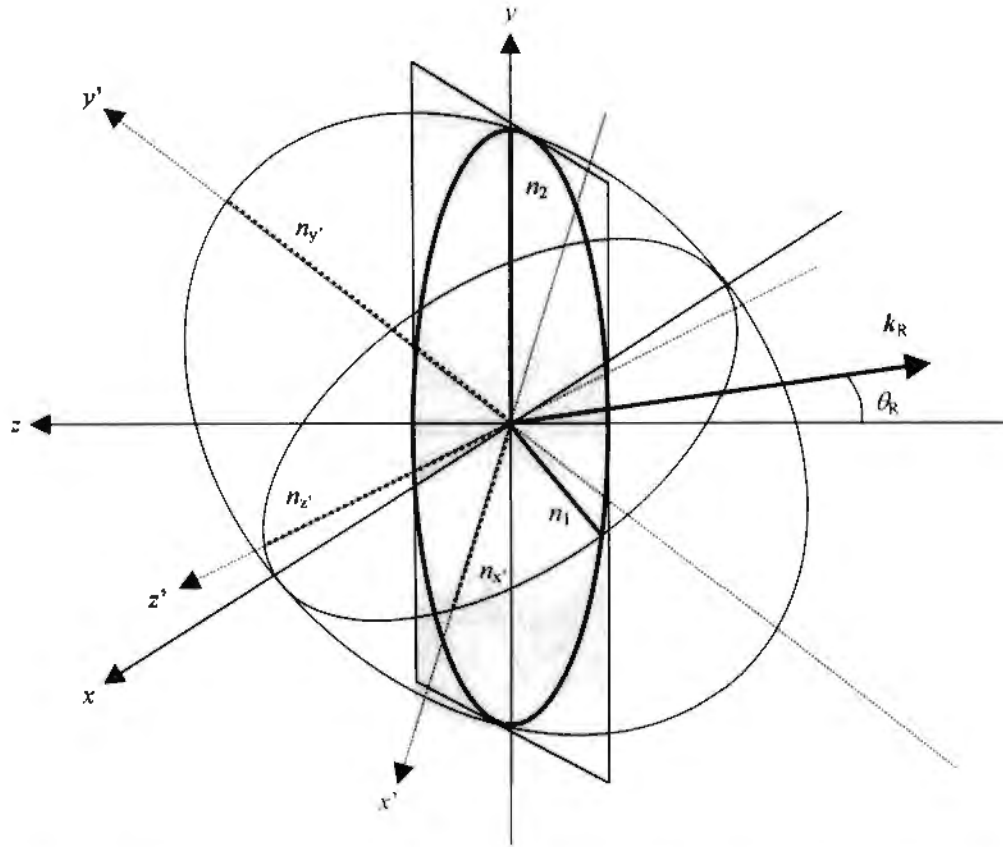


Fig. 2.5 Representación esquemática de la distribución de índice de refracción a través de la cual se propaga una onda plana, con ángulo de incidencia  $\theta_R$ . El elipsoide de Frenel se obtiene después de realizar un registro de polarización.

donde  $k = 2\pi / \lambda$  es el número de onda,  $d$  es el grosor de la emulsión y donde, por simplicidad, se ha eliminado el factor de fase constante  $\exp(i k n_0 d)$ .

La propagación de una onda plana a través del elemento  $M_1$  polarizada linealmente a un ángulo  $\psi_R$ , se obtiene de la siguiente expresión,

$$\Psi(x_1, y_1, z_1; t) = E_R \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M_1(x) \begin{bmatrix} \sin \psi_R \\ \cos \psi_R \end{bmatrix} \exp[ikR(x, y; x_1, y_1, z_1)] dx dy \quad , \quad (2-15)$$

donde  $R(x, y; x_1, y_1, z_1)$  es la distancia desde un punto sobre el holograma hasta un punto sobre el plano de observación. La solución en forma general se forma de cuatro partes expresadas de la siguiente manera,

$$\Psi(x_1, y_1, z_1; t) \approx \Psi_0(x_1, y_1, z_1; t) + \Psi_{\otimes}(x_1, y_1, z_1; t) + \Psi_{+1}(x_1, y_1, z_1; t) + \Psi_{-1}(x_1, y_1, z_1; t), \quad (2-16)$$

donde el subíndice cero corresponde al haz transmitido,  $\otimes$  es el campo de correlación, y los subíndices  $\pm 1$  representan los campos de propagación de los ordenes de difracción de los mismos ordenes, respectivamente [Kachichashvili 1974]. En el capítulo III se hará el análisis de estos términos y se pondrá la condición para la cual es posible despreciar el término cruzado.

### 2.2.3 Registro de un patrón de interferencia de dos haces ortogonales circularmente polarizados

Dos haces ortogonales circularmente polarizados, incidiendo simétricamente con respecto a la normal de la superficie del medio de registro a ángulos  $\pm \theta$  pueden expresarse analíticamente como

$$\mathbf{E}_1(x, y, z; t) = E_{01} \begin{bmatrix} \cos(\omega t) \sin \theta \\ \sin(\omega t) \exp(j \pi/2) \\ \cos(\omega t) \cos(\theta) \end{bmatrix} \exp[ik(x \cos \theta - z \sin \theta)]$$

y

$$\mathbf{E}_2(x, y, z; t) = E_{02} \begin{bmatrix} \cos(\omega t) \sin \theta \\ \sin(\omega t) \exp(-j \pi/2) \\ \cos(\omega t) \cos(\theta) \end{bmatrix} \exp[ik(-x \cos \theta - z \sin \theta)] \quad (2-17)$$

La distribución de campo eléctrico sobre el plano de interferencia está dado por la parte real de  $\mathbf{E}_1(x, y, z; t) + \mathbf{E}_2(x, y, z; t)$ , y puede reducirse a la expresión obtenida en la Ec. (2-2), donde

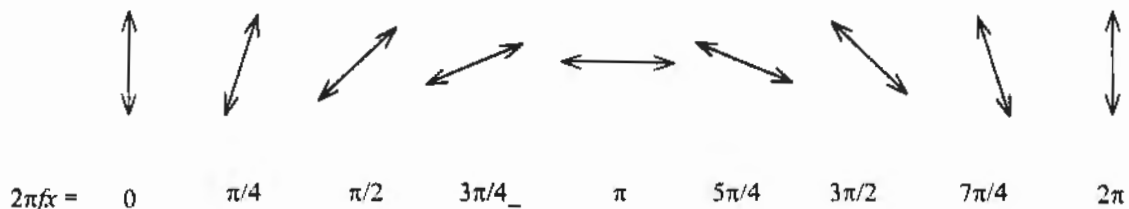
$$\mathbf{p}(x, z) = \begin{bmatrix} \{E_{01} \cos[k(x \cos \theta - z \sin \theta)] + E_{02} \cos[k(x \cos \theta + z \sin \theta)]\} \cos \theta \\ 0 \\ \{E_{01} \cos[k(x \cos \theta - z \sin \theta)] + E_{02} \cos[k(x \cos \theta + z \sin \theta)]\} \sin \theta \end{bmatrix} \quad y$$

$$\mathbf{q}(x, z) = \begin{bmatrix} 0 \\ -E_{01} \sin[k(x \cos \theta - z \sin \theta)] - E_{02} \sin[k(x \cos \theta + z \sin \theta)] \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2-18)$$

Esta distribución de campo eléctrico representa una polarización lineal donde el ángulo azimutal se encuentra modulado con una frecuencia  $f = 2 \sin \theta / \lambda$ , Fig. 2.6, en dirección del eje  $x$ .

Al igual que en el caso donde interferían dos haces ortogonales linealmente polarizados, la amplitud de campo eléctrico esta modulada en dirección  $z$ , conservándose sin embargo el ángulo azimutal.

La amplitud del campo eléctrico sobre el plano de interferencia es constante sobre un plano  $z = cte$  y sus componentes ortogonales están dadas por las Ecs. (2-11) y (2-18), donde  $L_i$  varia desde 0 hasta  $|E_{01}|^2 + |E_{02}|^2$  dependiendo del punto analizado sobre el eje  $x$ . También la dirección del ángulo azimutal varia puntualmente a lo largo del eje  $x$  produciendo, por lo tanto, una modulación de índice de refracción dada en la misma forma que en las Ecs. (2-13). Cuando el ángulo de incidencia de los haces de registro y la constante fotoanisótropa del material son muy pequeños,  $\theta_r \approx 0$  y  $\kappa \ll 1$  respectivamente,



**Fig. 2.6** Patrón de interferencia de polarización cuando se superponen dos haces ortogonales circularmente polarizados. La frecuencia del registro es  $f = 2 \sin \theta_r / \lambda$  y la modulación del ángulo azimutal es a lo largo del eje  $x$ .

la matriz de Jones que representa el holograma resultante del registro del patrón de interferencia de polarización es [Nikolova 1984]

$$M_c = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{k\kappa d}{2n_0}\right) + i \sin\left(\frac{k\kappa d}{2n_0}\right) \cos(2\pi f x) & i \sin\left(\frac{k\kappa d}{2n_0}\right) \sin(2\pi f x) \\ i \sin\left(\frac{k\kappa d}{2n_0}\right) \sin(2\pi f x) & \cos\left(\frac{k\kappa d}{2n_0}\right) - i \sin\left(\frac{k\kappa d}{2n_0}\right) \cos(2\pi f x) \end{pmatrix} \quad (2-19)$$

Si el holograma se ilumina con un haz de lectura incidiendo en forma normal y con la polarización circular utilizada en el haz de referencia al momento del registro, la distribución de campo eléctrico del frente de onda propagado una distancia  $z$  se obtendrá de

$$\Psi(x_1, y_1, z_1) = E_R \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M_c(x, y, z) \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \exp[ikR(x, y; x_1, y_1, z_1)] dx dy \quad (2-20)$$

Si la distancia de propagación es muy grande en comparación con el periodo de la rejilla, la solución de la expresión anterior está dada por

$$\Psi(x_1, y_1, z_1) = 2\pi \cos\left(\frac{k\kappa d}{2n_0}\right) \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \delta(0) + 2\pi \sin\left(\frac{k\kappa d}{2n_0}\right) \left\{ \begin{bmatrix} i \\ 1 \end{bmatrix} \delta(f - f_0) + \begin{bmatrix} i \\ 1 \end{bmatrix} \delta(f + f_0) \right\} \quad (2-21)$$

donde  $f_0 = 2\sin\theta / \lambda$  es la frecuencia de la rejilla de polarización. Se puede observar que el orden cero mantiene la polarización del haz de lectura, mientras que los ordenes de difracción  $\pm 1$  muestran la polarización del haz objeto.

### 2.3 Birrefringencia de forma

La propagación de las ondas electromagnéticas a través de medios estratificados da por resultado lo que conocemos por difracción. La difracción modifica los parámetros de la luz incidente en el medio dispersor tales como amplitud, fase y polarización. Para una rejilla

estos cambios estarán en función de la geometría que presente la misma, esto es, del factor de forma, de la profundidad de relieve, de la periodicidad, etc. No es fácil apreciar todas las modificaciones en las características de las ondas electromagnéticas por reflexión o transmisión, sobre todo cuando las dimensiones de la rejilla son mayores a la longitud de onda de iluminación. Por lo que uno de los procedimientos que se realizan para estudiar el efecto del medio difractor sobre la perturbación luminosa es el de reducir algunas de sus características geométricas.

Supongamos que una onda plana con longitud de onda  $\lambda$  incide en una rejilla de tipo laminar con periodo  $d$  y cuyo vector de propagación hace un ángulo  $\theta_i$  con respecto a la normal de la interfase. Al atravesar la rejilla se generarán varios ordenes de difracción los cuales tendrán una distribución dada por la ecuación de la rejilla [Hecht 1987],

$$d (\text{sen } \theta_m - \text{sen } \theta_i) = m \lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2-22)$$

donde  $\theta_m$  es el ángulo que forma el vector de propagación del orden  $m$ -ésimo difractado con respecto a la normal de la interfase. Cuando  $m \lambda / d > 1$  se da un caso especial de difracción, esto debido a que se producen ondas evanescentes las cuales viajan perpendicularmente a la dirección de propagación del orden central ( $m = 0$ ) y se atenúan a una distancia muy cercana a la rejilla.

Uno de los parámetros que pueden variarse al momento de fabricar una rejilla es el período. Cuando el período de la rejilla es igual o menor que la longitud de onda de la luz incidente, la onda difractada que corresponde al orden central presenta un cambio en su polarización con respecto a la primera. Este fenómeno es conocido como *birrefringencia de forma* [Born y Wolf 1975] y se deriva del hecho que el medio se comporta como una película anisótropa que presenta dos índices de refracción, uno para cuando el vector de



campo eléctrico de la onda incidente se encuentra contenido en el plano de incidencia (modo TM) y otro cuando es perpendicular (modo TE). Este fenómeno se presenta con mayor énfasis cuando la razón  $\lambda/d \gg 1$ , llamado también *límite cuasi-estático* [McPhedran et. al. 1982]. A las rejillas con tales características se les denomina *rejillas sub-longitud de onda*.

A continuación se presenta la manera en que la luz que incide sobre la rejilla se distribuye espacialmente después de difractarse a través del medio incidente (ondas reflejadas), así como a través del medio que se encuentra después del medio dispersor (ondas transmitidas). Posteriormente se hará un análisis del comportamiento de la onda dentro de la rejilla y se establecerán las condiciones para la solución del problema. Este análisis se lleva a cabo mediante la teoría modal [Rytov 1956].

### 2.3.1 Difracción por una rejilla

La función de propagación compleja de una onda plana monocromática dependiente del tiempo, polarizada linealmente y con longitud de onda  $\lambda$  en el vacío, a través de un medio con permitividad constante  $\epsilon_1$ , se expresa como

$$E_i(x, y, z; t) = \exp[j(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \mathbf{u} = \exp[j(\alpha x - \beta y - \omega t)] \mathbf{u}, \quad (2-23)$$

donde  $\mathbf{u}$  es el vector de polarización,  $\alpha = k_1 \sin \theta$  y  $\beta = k_1 \cos \theta$ ,  $\theta$  es el ángulo que hace el vector de onda  $\mathbf{k}_1$  de la onda incidente con respecto al eje  $y$  (Figura 2.7),  $k_1 = |\mathbf{k}_1| = 2\pi(\epsilon_1)^{1/2}/\lambda$  y  $\omega$  es la frecuencia de la luz incidente.

Supongamos que esta onda incide sobre una rejilla de grosor  $h$  la cual tiene las caras paralelas al plano  $x$ - $z$  y que además presenta una distribución periódica de su permitividad dada por

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon_{rd} & 0 < x < c \\ \varepsilon_{gr} & c < x < d \end{cases} \quad (2-24)$$

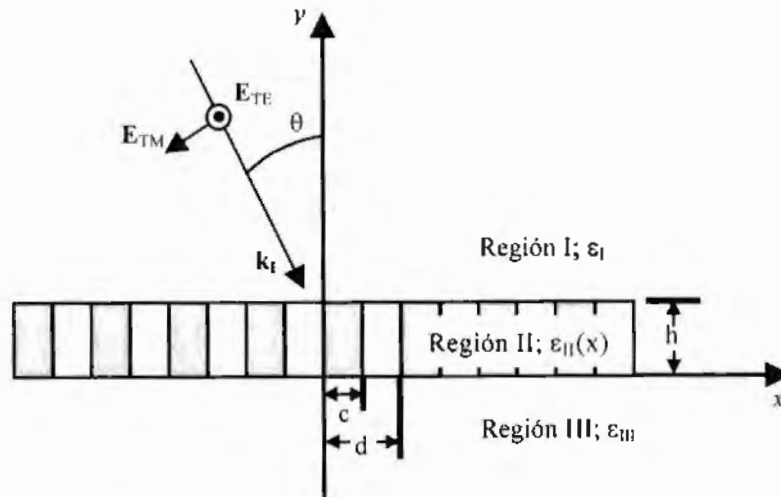
donde  $\varepsilon_{rd}$  y  $\varepsilon_{gr}$  son las permitividades en la región de la rejilla y  $d$  el periodo de la rejilla. La luz al viajar a través de esta estructura periódica se descompondrá en ondas reflejadas y/o transmitidas, de tal forma que al llegar a las interfaces, es decir la cara anterior y posterior de la rejilla, habrá ciertas distribuciones de ondas difractadas tanto en la región I como en la región III. Estas ondas se pueden expresar, eliminando por simplicidad la dependencia del tiempo, mediante una expansión de Rayleigh como [Petit 1980],

$$\mathbf{E}_I = \mathbf{E}_i + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{R}_n \exp[i\alpha_n x + i\beta_{1n}(y-h)], \quad y > h \quad (2-25)$$

y

$$\mathbf{E}_{III} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{T}_n \exp(i\alpha_n x - i\beta_{3n} y), \quad y < 0, \quad (2-26)$$

donde  $\mathbf{R}_n$  es el vector de amplitud de la  $n$ -ésima onda reflejada y  $\mathbf{T}_n$  es el vector de amplitud



**Fig. 2.7** Representación esquemática del problema de difracción oblicua por una rejilla cuando el haz de iluminación tiene componentes de polarización TE y TM.

de la n-ésima onda transmitida. Además

$$\begin{aligned}\alpha_n &= \alpha + nK, \\ \beta_{1n}^2 &= k_1^2 - \alpha_n^2, \\ \beta_{3n}^2 &= k_3^2 - \alpha_n^2,\end{aligned}\tag{2-27}$$

donde  $k_3 = 2\pi(\epsilon_{III})^{1/2}/\lambda$  es la amplitud del vector de propagación  $k_3$  del orden central en la región III, cuya permitividad es  $\epsilon_{III}$ .  $\alpha_n$  resulta de la aplicación de las condiciones de Floquet [Yariv y Yeh 1984].

Si  $\alpha_n > k_{1n}$  ó  $\alpha_n > k_{3n}$  se generan ondas evanescentes, por lo que las expresiones para  $\beta_{1n}$  y  $\beta_{3n}$  corresponden a la ecuación de la rejilla para el caso de ondas reflejadas y ondas transmitidas, respectivamente. En el intervalo  $0 < y < h$  es posible describir el comportamiento de las ondas suponiendo que la rejilla actúa como una guía de ondas.

### 2.3.2 Solución de la ecuación de Helmholtz dentro de la Rejilla mediante la Teoría modal

Una forma de describir el comportamiento de las ondas electromagnéticas dentro de la rejilla es la descomposición en modos de la onda incidente, donde cada uno de estos modos cumple con la ecuación de Helmholtz en forma independiente.

Ahora bien, cualquier onda polarizada linealmente puede descomponerse en sus componentes transversal y longitudinal, por lo que el vector de polarización  $u$  en la Ec. (2-23) estará contenido en el plano  $x$ - $y$  o en dirección del eje  $z$ , respectivamente. El primer caso se denomina polarización transversal TM y el segundo polarización transversal TE. Cada una de estas ondas polarizadas dentro de la rejilla tiene un comportamiento diferente, por lo que es necesario considerarlas por separado. Además, la modulación en la región II

sólo tiene componentes en dirección del eje coordenado  $x$ . esto es, las franjas no tienen inclinación con respecto a los ejes  $y$  o  $z$ .

### POLARIZACIÓN TE

Consideremos la onda plana de la Ec. (2-23), la cual incide sobre la rejilla de la Fig.

2.7. Si la polarización de la luz es del modo TE, es decir, el campo eléctrico es perpendicular al plano de incidencia, puede expresarse como

$$\mathbf{E}_i(x,y) = \exp[j(\alpha x + \beta y)] \mathbf{z} . \quad (2-28)$$

Debido a que el campo eléctrico total  $E$  tiene la misma polarización que el campo incidente es posible omitir la notación vectorial.

En cada región el campo eléctrico,  $E$  debe satisfacer la ecuación de Helmholtz,

$$\nabla^2 E + k_i E = 0, \quad k_i^2 = \omega^2 \epsilon_i \mu_i. \quad (2-29)$$

En la mayoría de los problemas ópticos se asume que la permeabilidad magnética  $\mu_i$  es constante e igual a la permeabilidad en el vacío en cada una de las regiones.

La ecuación de Helmholtz a resolver en la región II es de la forma [Botten 1981]

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + k_2^2(x)E = 0, \quad (2-30)$$

donde

$$k_2^2(x) = \begin{cases} k_{rd}^2, & 0 < x < c \\ k_{gr}^2, & c < x < d \end{cases} \quad (2-31)$$

donde  $k_{rd}^2 = k^2 \epsilon_{rd} = k^2 n_{rd}^2$  y  $k_{gr}^2 = k^2 \epsilon_{gr} = k^2 n_{gr}^2$ ,  $n_{rd}$  y  $n_{gr}$  son los índices de refracción

mayor y menor, respectivamente, dentro de la región II. Además, el campo eléctrico debe satisfacer las siguientes condiciones a la frontera:

$$\begin{aligned}
E(c^-, y) &= E(c^+, y); & \frac{\partial E(c^-, y)}{\partial x} &= \frac{\partial E(c^+, y)}{\partial x}, \\
E(d^-, y) &= E(d^+, y); & \frac{\partial E(d^-, y)}{\partial x} &= \frac{\partial E(d^+, y)}{\partial x},
\end{aligned}
\tag{2-32}$$

donde  $c^-$ ,  $c^+$ ,  $d^-$  y  $d^+$  solo los límites izquierdo y derecho, respectivamente, para la función evaluada en  $x = c$  y  $x = d$ . Al mismo tiempo, deben cumplirse las condiciones de pseudo-periodicidad [Li 1993]

$$E(d^+, y) = \exp(j\alpha d) E(0^-, y); \quad \frac{\partial E(d^+, y)}{\partial x} = \exp(j\alpha d) \frac{\partial E(0^-, y)}{\partial x}
\tag{2-33}$$

donde  $\alpha d$  es el cambio de fase del campo incidente a lo largo de un periodo.

La geometría del problema nos permite proponer una solución de variables separables, esto es,

$$E(x, y) = u(x) v(y)
\tag{2-34}$$

de donde se obtiene para  $u$

$$\begin{aligned}
u'' + k_{rd} u &= \xi^2 u & 0 < x < c \\
u'' + k_{gr} u &= \xi^2 u & c < x < d'
\end{aligned}
\tag{2-35}$$

y para  $v$

$$v'' + \xi^2 v = 0.
\tag{2-36}$$

La Ec. (2-35) puede ser reescrita en forma más concisa de la siguiente manera,

$$u'' + \zeta^2 S(x-c)u = -\beta^2 u,
\tag{2-37}$$

donde

$$\begin{aligned}
\zeta^2 &= k_{gr}^2 - k_{rd}^2 \\
\beta^2 &= k_{rd}^2 - \xi^2,
\end{aligned}
\tag{2-38}$$

y  $S(x)$  es la función escalón definida como

$$S(x) = \begin{cases} 0, & \text{para } x < 0 \\ 1, & \text{para } x \geq 0 \end{cases} \quad (2-39)$$

La Ec. (2-37) es un problema de valor característico para el cual existen sólo ciertas soluciones en función de  $\beta$ . Sean  $\theta$  y  $\psi$  dos soluciones linealmente independientes del problema de valor característico, las cuales son continuas y diferenciables en  $x = c$ , tales que

$$\begin{aligned} \theta(0) &= 1, \quad \psi(0) = 0 \\ \theta'(0) &= 0, \quad \psi'(0) = 1 \end{aligned} \quad (2-40)$$

Luego

$$\theta = \begin{cases} \cos(\beta x), & 0 \leq x \leq c \\ \cos(\beta c) \cos[\gamma(x-c)] - \frac{\beta}{\gamma} \sin[\gamma(x-c)], & c \leq x \leq d \end{cases} \quad (2-41)$$

y

$$\psi = \begin{cases} \frac{1}{\beta} \sin(\beta x), & 0 \leq x \leq c \\ \frac{1}{\beta} \sin(\beta c) \cos[\gamma(x-c)] + \frac{1}{\gamma} \cos(\beta c) \sin[\gamma(x-c)], & c \leq x \leq d \end{cases} \quad (2-42)$$

donde  $\gamma^2 = \beta^2 + \zeta^2$ .

Debido a que  $\theta, \psi$  satisfacen la Ec. (2-37), el wronskiano es constante y de las condiciones dadas en la Ec. (2-40)

$$W(\theta, \psi) = \theta\psi' - \theta'\psi = 1. \quad (2-43)$$

Ahora escribimos la solución como

$$u(x) = A\theta(x) + B\psi(x) \quad (2-44)$$

y se aplican las restricciones de pseudo-periodicidad, Ec. (2-33). Esto es,

$$\begin{aligned} \exp(j\alpha d)A &= A\theta(d) + B\psi(d) \\ \exp(j\alpha d)B &= A\theta'(d) + B\psi'(d) \end{aligned} \quad (2-45)$$

Para que este sistema de ecuaciones tenga una solución no-trivial se requiere que

$$[\theta(d) - \exp(j\alpha d)][\psi'(d) - \exp(j\alpha d)] - \theta'(d)\psi(d) = 0 \quad (2-46)$$

Usando la Ec. (2-43) este último resultado se reduce a

$$\begin{aligned} e^{i\alpha d} [\theta(d) + \psi'(d)] &= 1 + e^{2i\alpha d} \\ \theta(d) + \psi'(d) &= 2 \cos(\alpha d) \end{aligned} \quad (2-47)$$

Sustituyendo la Ec. (2-41) y la derivada de la Ec. (2-42) en la ecuación (2-47) llegamos a la siguiente igualdad,

$$\cos(\beta c) \cos[\gamma(d-c)] - \frac{1}{2} \frac{(\beta^2 + \gamma^2)}{\beta\gamma} \sin(\beta c) \sin[\gamma(d-c)] = \cos(\alpha d) \quad (2-48)$$

La solución de esta ecuación trascendental nos dará todos los posibles valores característicos  $\beta$  que determinarán cada uno de los modos existentes dentro de la rejilla.

La solución de la ecuación (2-36) es

$$v(y) = a \cos(\xi y) + b \sin(\xi y) \quad (2-49)$$

por lo que la solución general de la ecuación (2-30) se expresa como la superposición de todos los modos permitidos dentro de la rejilla [Gaylord y Moharam 1982], esto es,

$$E(x, y) = \sum_m C_m u_m(x) \exp(\xi_m y), \quad (2-50)$$

donde  $m$  es el índice de modo y  $C_m$  se determina a partir de la aplicación de las condiciones a la frontera del campo eléctrico en la región I y III. Para que la onda que se propaga a través de la rejilla no sea evanescente se debe cumplir que  $\beta$  sea un número complejo.  $\xi_m$  se obtiene a partir de la solución  $\beta_m$  y de la Ec. (2-38). Posteriormente, para la aplicación de

las condiciones de continuidad del campo magnético  $B(x,y)$ , se aplica la ecuación de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{B} \quad (2-51)$$

a la Ec. (2-50).

### POLARIZACIÓN TM

En este caso el vector magnético  $\mathbf{H}$  es el que esta en dirección del eje  $z$  y, nuevamente debido a la independencia de la polarización, podremos escribir la representación del campo en forma escalar. Como consecuencia de las discontinuidades de la constante de permitividad a lo largo del eje  $x$ , la ecuación de Helmholtz adecuada se expresa de la siguiente forma:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{k_2(x)^2} \frac{\partial H}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{1}{k_2(x)^2} \frac{\partial H}{\partial y} \right] + H = 0, \quad (2-52)$$

la cual puede reescribirse como

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + k_2(x)^2 H = \frac{1}{k_2(x)^2} \frac{\partial H}{\partial x} \zeta^2 \delta(x-c). \quad (2-53)$$

La función  $\delta(x)$  evaluada en el punto  $x = c$  representa la discontinuidad de la derivada de la función de propagación del campo electromagnético.  $\zeta$  esta definida como en la igualdad (2-38) y  $k_2(x)$  como en la ecuación (2-31). Nuevamente se propone una solución de variables separables de la forma

$$H(x, y) = u(x) v(y). \quad (2-54)$$



Al sustituir la Ec. (2-54) en la ecuación de Helmholtz se obtienen dos expresiones que representan el problema de valor característico, una para la dependencia en  $x$  y otra para la dependencia en  $y$ ,

$$k_2(x)^2 \left[ \frac{u'}{k_2(x)^2} \right]' + \zeta^2 S(x-c)u = -\beta^2 u, \quad (2-55)$$

$$v'' + \xi^2 v = 0, \quad (2-56)$$

donde

$$\xi^2 = k_1^2 - \beta^2. \quad (2-57)$$

Las condiciones a la frontera para el caso de polarización TM con respecto a la variable  $x$  se expresan como

$$\begin{aligned} u(c^-) = u(c^+) & \quad ; \quad \frac{1}{\epsilon_{rd}} u'(c^-) = \frac{1}{\epsilon_{gr}} u'(c^+) \\ u(d^-) = u(d^+) & \quad ; \quad \frac{1}{\epsilon_{gr}} u'(d^-) = \frac{1}{\epsilon_{rd}} u'(d^+) \end{aligned} \quad (2-58)$$

mientras que las condiciones de pseudo-periodicidad están dadas por

$$\exp(j\alpha d)u(0^-) = u(d^-) \quad ; \quad \frac{1}{\epsilon_{rd}} \exp(j\alpha d)u'(0^-) = \frac{1}{\epsilon_{gr}} u'(d^-) \quad (2-59)$$

Al igual que para el caso de polarización TE, se definen dos soluciones linealmente independientes para el caso de la ecuación diferencial de segundo grado dependiente de la variable  $x$  las cuales se definen como  $\theta$  y  $\psi$ . Al aplicar las condiciones (2-59) y las condiciones de continuidad dadas por la expresión (2-58), se obtiene que

$$\theta(x) = \begin{cases} \cos(\beta x), & 0 \leq x \leq c \\ \cos(\beta c) \cos[\gamma(x-c)] - \frac{\varepsilon_{gr}}{\varepsilon_{rd}} \frac{\beta}{\gamma} \sin[\gamma(x-c)], & c \leq x \leq d \end{cases} \quad (2-60)$$

y

$$\psi(x) = \begin{cases} \frac{1}{\beta} \sin(\beta x), & 0 \leq x \leq c \\ \frac{1}{\beta} \sin(\beta c) \cos[\gamma(x-c)] + \frac{\varepsilon_{gr}}{\varepsilon_{rd}} \frac{1}{\gamma} \cos(\beta c) \sin[\gamma(x-c)], & c \leq x \leq d \end{cases}, \quad (2-61)$$

donde  $\gamma^2 = \beta^2 + \zeta^2$ .

El wronskiano apropiado esta dado por

$$W(\theta, \psi) = \frac{1}{\varepsilon(x)} (\theta\psi' - \theta'\psi) = \frac{1}{\varepsilon_{rd}} \quad (2-62)$$

el cual es constante, luego  $\theta$  y  $\psi$  cumplen con la ecuación (2-55) y la solución puede escribirse como la superposición de estas funciones,

$$u(x) = A\theta(x) + B\psi(x). \quad (2-63)$$

Al aplicar las condiciones de pseudo-periodicidad (2-59) a la expresión anterior, se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones simultáneas,

$$\begin{aligned} \exp(j\alpha d)A &= A\theta(d) + B\psi(d) \\ \frac{1}{\varepsilon_{rd}} \exp(j\alpha d)B &= \frac{1}{\varepsilon_{gr}} [A\theta'(d) + B\psi'(d)] \end{aligned} \quad (2-64)$$

el cual tendrá una solución no-trivial siempre y cuando se cumpla que

$$[\theta(d) - \exp(j\alpha d)] \left[ \frac{1}{\varepsilon_{gr}} \psi(d) - \frac{1}{\varepsilon_{rd}} \exp(j\alpha d) \right] - \psi(d) \frac{1}{\varepsilon_{gr}} \theta'(d) = 0, \quad (2-65)$$

la cual se reduce, después de aplicar el resultado obtenido en (2-62), a

$$\theta(d) + \frac{\epsilon_{rd}}{\epsilon_{gr}} \psi'(d) = 2 \cos(\alpha d). \quad (2-66)$$

Sustituyendo las expresiones para  $\theta(x)$  y la derivada de  $\psi(x)$  en el intervalo  $(c,d)$  en la ecuación (2-66) se llega a la ecuación trascendental

$$\cos(\beta c) \cos[\gamma(d-c)] - \frac{1}{2} \left( \frac{\epsilon_{gr} \beta}{\epsilon_{rd} \gamma} + \frac{\epsilon_{rd} \gamma}{\epsilon_{gr} \beta} \right) \sin(\beta c) \sin[\gamma(d-c)] = \cos(\alpha d). \quad (2-67)$$

Esta ecuación característica se cumple para un número infinito de valores de  $\beta$ , valores propios, por lo que existe un número infinito de modos propagándose a través de la rejilla, los cuales serán diferentes a los obtenidos para la polarización TE. La solución para la parte dependiente de  $y$  tiene la misma forma que la ecuación (2-49), por lo que la solución para los modos propagándose en la región II tiene la forma general

$$H(x, y) = \sum_m D_m u_m(x) \exp(\xi_m y), \quad (2-68)$$

donde el subíndice  $m$  corresponde al  $m$ -ésimo modo dentro de la rejilla y  $D_m$  se determina a partir de las condiciones de continuidad del campo eléctrico a través de las interfaces. Para que la Ec. (2-68) corresponda a una onda electromagnética propagándose se debe cumplir que  $\beta$  sea compleja. El campo eléctrico  $E(x, y)$  se deriva de la aplicación de la ecuación de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon \mathbf{E} \quad (2-69)$$

a la Ec (2-68).

### 2.3.3 Limite cuasiestático

Las soluciones de las ecuaciones trascendentales (2-48) y (2-67) para ordenes de propagación corresponderán a los valores de  $\beta^2 < 0$  en ambos casos. En la Fig. 2.8 se

muestra el comportamiento en función de la razón  $\lambda / d$  de las funciones  $\theta(d) - \psi'(d) - 2 \cos(\alpha_0 d)$  y  $\theta(d) - (\epsilon_{rd} - \epsilon_{gr}) \psi'(d) - 2 \cos(\alpha_0 d)$  cuando la rejilla se ilumina en forma normal y  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$ ,  $d = 0.625 \lambda_0$ ,  $c = 0.5 d$ ,  $\epsilon_{rd} = (1.27)^2$  y  $\epsilon_{gr} = (1.54)^2$ . Las curvas cruzan el eje horizontal sólo una vez cuando  $\beta^2 < 0$ , lo que indica que existe sólo un orden de propagación siendo el resto de los ordenes, los cuales suman un número infinito, evanescentes. La solución del problema de valor característico para cada polarización corresponde a un valor diferente de  $\beta$  y, por lo tanto, a un índice de refracción efectivo diferente también.

Cuando la razón longitud de onda de iluminación a periodo de la rejilla  $\lambda/d > 1$  los ordenes de difracción disminuyen en número debido a la generación de ondas evanescentes.

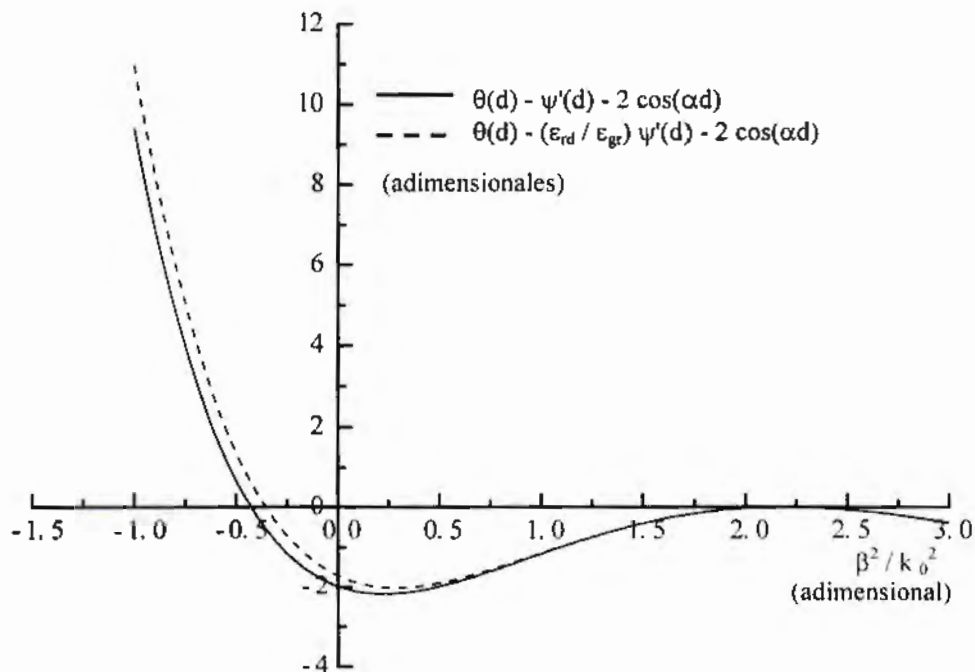


Fig. 2.8 Solución de las ecuaciones características para la constante de fase  $\beta$  cuando la rejilla se ilumina en forma normal y  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$ ,  $d = 0.625 \lambda_0$ ,  $c = 0.5 d$ ,  $\epsilon_{rd} = (1.27)^2$  y  $\epsilon_{gr} = (1.54)^2$

Sin embargo, el estado de polarización de los ordenes difractados cambia debido a un comportamiento similar a un cristal anisótropo. El efecto de anisotropía es mayor cuando sólo existe un orden de propagación, el orden cero. En la Fig. 2.9 se muestra la tendencia de las soluciones de las Ecs. (2.48) y (2.67) a un valor constante en función de  $\beta^2$  cuando  $\lambda/d \gg 1$ . El valor al cual tienden estas dos ecuaciones es diferente, por lo que se obtendrá un índice de refracción efectivo diferente para cada caso. De lo anterior concluimos que la llamada *birrefringencia de forma* del medio será independiente de la longitud de onda cuando se trabaja en el límite cuasiestático.

Los índices de refracción artificiales ordinario y extraordinario se encuentran en una dirección perpendicular y paralela a la de la modulación del índice de refracción, respectivamente. Estos índices de refracción que posee la rejilla sub-longitud de onda están en función de su geometría y de la longitud de onda incidente. Existen varios criterios en las aproximaciones para la obtención del valor de la birrefringencia [Kikuta *et. al.* 1995]. De cada criterio surge una teoría llamada de orden cero debido a que sólo existe un orden de propagación, el cero. Una de estas teorías propone la expansión en series de las soluciones del problema de valor característico, Ecs. (2-48) y (2-67), tomando solo los términos de primer orden del periodo, que para  $\beta^2$  puede expresarse como

$$\begin{aligned}\beta_{TE}^2 &= (k_{gr}^2 - k_{rd}^2)D + k_{rd}^2 \\ \beta_{TM}^2 &= \frac{(k_{gr}^2 - k_{rd}^2)\epsilon_{rd} D}{(1-D)\epsilon_{gr} + D\epsilon_{rd}} + k_{rd}^2,\end{aligned}\tag{2-70}$$

donde podemos definir,

$$\begin{aligned}k_0^2 n_o^2 = \beta_{TE}^2 &\quad \Rightarrow \quad n_o^2 = \epsilon_{rd} (1-D) + \epsilon_{gr} D \\ k_0^2 n_e^2 = \beta_{TM}^2 &\quad \Rightarrow \quad n_e^2 = \frac{\epsilon_{rd} \epsilon_{gr}}{\epsilon_{gr} (1-D) + \epsilon_{rd} D},\end{aligned}\tag{2-71}$$

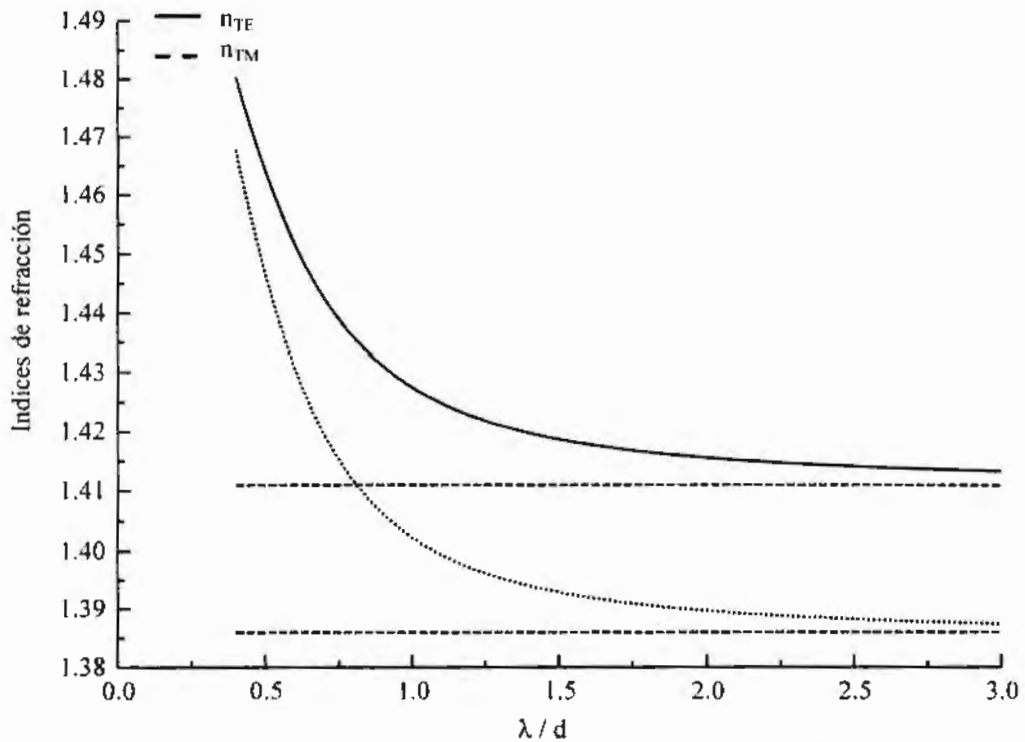


Fig. 2.9 Índices de refracción efectivos para el orden cero transmitido obtenidos a partir de las soluciones del problema de valor característico para los modos de polarización TE y TM

siendo  $n_o$  y  $n_e$  los índices de refracción ordinario y extraordinario, respectivamente, de un cristal uniaxial equivalente y  $D = c/d$ .

El resultado expresado en la Ec. (2-71) permite el diseño de elementos birrefringentes basados en rejillas sub-longitud de onda. El retraso de fase de la componente TM con respecto a la TE obtenido estará dado por el producto  $k(n_o - n_e)h$ , el cual es función de la longitud de onda, periodo, el grosor de la rejilla y de los índices de refracción, lo cual puede utilizarse para el diseño de placas retardadoras de fase [Kikuta et. al. 1997, Lima et. el. 1997, Tyan et. al. 1996, Cescato et. al. 1990]. En la Fig. 2.10 se muestra la dependencia de la birrefringencia  $\Delta n = n_o - n_e$  en función de la longitud de onda de iluminación para  $\epsilon_{rd} = (1.27)^2$ ,  $\epsilon_{gr} = (1.54)^2$ ,  $d = 0.625 \lambda_0$ ,  $\lambda_0 = 632.8 \text{ nm}$ , y  $h = 10 \mu\text{m}$ . Utilizando la Ec. (2.71) se encuentra un valor de índices de refracción artificiales  $n_o = 1.411$

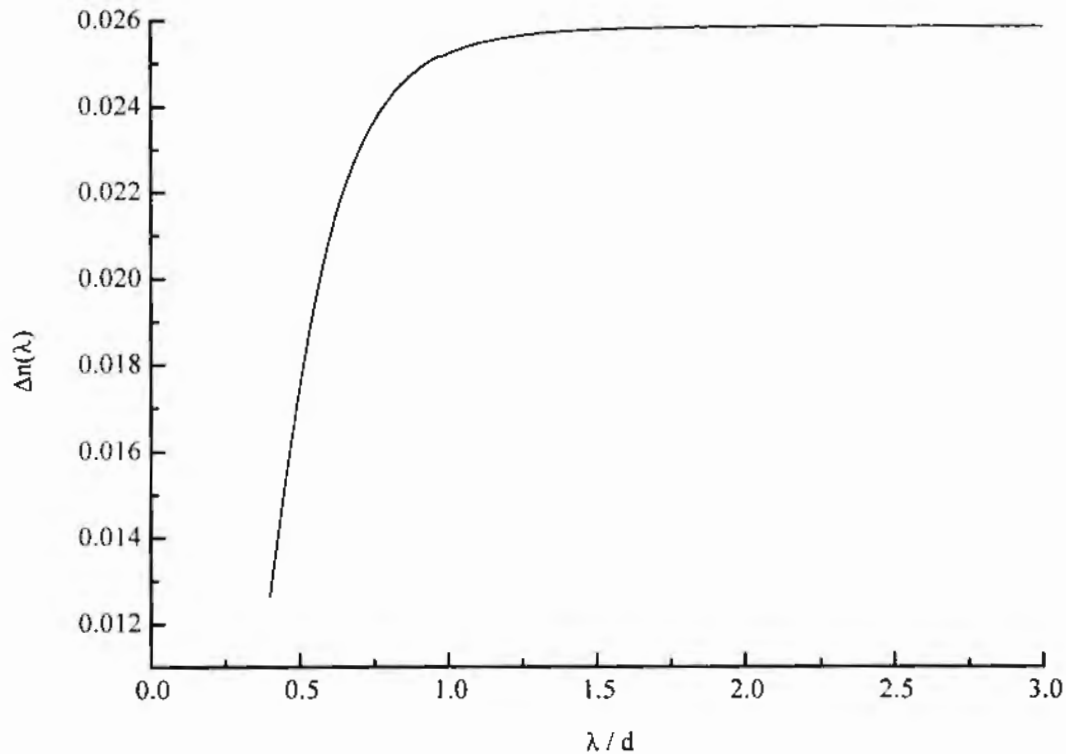


Fig. 2.10 Valores de la birrefringencia artificial de una rejilla en función de la razón longitud de onda de iluminación/periodo de la rejilla.

y  $n_e=1.386$ , que son los mismos valores hacia los que tiende la solución exacta cuando  $\lambda/d > 1$ .

## COMENTARIOS

Los dos tipos de birrefringencia presentados en forma teórica en este capítulo pueden emplearse para el diseño y fabricación de elementos holográficos birrefringentes mediante métodos holográficos. Mediante la birrefringencia inducida se obtiene una rejilla de polarización que, además de proporcionar la polarización del haz de iluminación en el

orden cero transmitido, generará un haz difractado que tendrá una componente de campo eléctrico retrasada  $180^\circ$  con respecto de la otra.

El otro tipo de birrefringencia, la de forma, es una anisotropía artificial que puede ser manipulada mediante el ángulo de incidencia del haz de iluminación o mediante el grosor de la emulsión para obtener un retraso de fase de una componente de campo eléctrico con respecto a la otra. Es posible producirla holográficamente en medios que posean una alta resolución.



# CAPITULO III

---

## DE LAS REJILLAS DE POLARIZACIÓN

### 3.1 Introducción

Una rejilla holográfica resulta de la superposición de dos ondas planas mutuamente coherentes sobre una emulsión sensible a la radiación electromagnética. El patrón de intensidad que se obtiene de la interferencia de los dos haces de luz muestra un perfil senoidal y cambia en forma proporcional el índice de refracción del material de registro. La visibilidad de las franjas de este patrón de intensidad es función de la polarización de los haces que interfieren. Por ejemplo, la intensidad sobre el plano de interferencia cuando los haces son linealmente polarizados en direcciones  $\psi_1$  y  $\psi_2$ , respectivamente e inciden a ángulos  $\theta_1$  y  $\theta_2$  con respecto a la normal del plano de observación esta dada por

$$I(x, y, 0; t) = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \left[ \sin \psi_1 \sin \psi_2 \cos(\theta_2 - \theta_1) + \cos \psi_1 \cos \psi_2 \right] \times \cos[kx(\sin \theta_1 + \sin \theta_2)] \quad (3-1)$$

donde  $I_1$  e  $I_2$  son las intensidades de cada uno de los haces y  $k = 2\pi / \lambda$  es el número de onda siendo  $\lambda$  la longitud de onda en el vacío de la luz incidente. La visibilidad de las franjas es máxima cuando el ángulo  $\psi_2 - \psi_1$  es de 0 o 180° y es la configuración de campos eléctricos usualmente empleada en holografía. Sin embargo, si el ángulo entre los campos

eléctricos es de  $90^\circ$  entonces no existe modulación de intensidad, por lo que no es posible grabar un holograma tradicional.

La gelatina sensibilizada por medio de colorantes orgánicos posee la capacidad de registrar un patrón periódico aún cuando los haces usados en el registro estén polarizados ortogonalmente [Kakichashvili 1977, Nikolova *et. al.* 1983, Solano *et. al.* 1985]. Como ya se demostró en el capítulo anterior, la distribución de campo eléctrico sobre el plano de interferencia muestra una modulación en el estado de polarización de la luz. Cuando los haces están polarizados linealmente la modulación se da en la elipticidad de la luz, mientras que si los haces están polarizados circularmente la modulación se da en el ángulo azimutal de la polarización lineal resultante. Existen otras matrices poliméricas sensibilizadas mediante colorantes orgánicos que pueden almacenar información de una distribución de campo eléctrico [Blanche *et. al.* 1999, Labarthe *et. al.* 1999, Calixto y Lessard 1984).

Los hologramas de polarización pueden emplearse como moduladores de información [Kakichashvili 1989, Calixto *et. al.* 1985, Fleck *et. al.* 1998], como convertidores ópticos de coherencia [Huang 1993b] y correladores de transformación adjuntos no convencionales [Huang 1994], así como elementos para la medición del grado de polarización de la luz [Todorov y Nikolova 1992].

En este capítulo se analizarán las características del registro de un patrón de interferencia obtenido con haces polarizados linealmente no paralelos. El medio de registro utilizado es la gelatina sensibilizada para absorber en forma máxima en la parte roja del espectro. Esto es, se observarán las características del registro holográfico cuando el ángulo  $\psi_2 - \psi_1$  varía desde  $0^\circ$  hasta  $90^\circ$ . Además, se determinará la polarización del haz difractado de primer orden en función de la polarización del haz de lectura para el mismo

tipo de registros. Por último, se establecerá la dependencia de la misma polarización en relación con la frecuencia de la rejilla con el propósito de analizar la limitante en la reconstrucción de la polarización del haz objeto.

### **3.2 Cambio del coeficiente de transmisión por iluminación polarizada linealmente**

La mayor parte de los materiales fotoanisótropos poseen un coeficiente de transmisión independiente del modo de polarización, TE o TM, de la luz que se propaga a través de él. Sin embargo, cuando se irradia con luz linealmente polarizada con una longitud de onda que corresponda al máximo de absorción de la emulsión se induce una anisotropía [Solano 1988]. Como ya se demostró en el capítulo II, la probabilidad de absorción depende del ángulo que formen el eje molecular del centro óptico (es decir, el colorante) y la dirección de campo eléctrico de la luz incidente. Una vez absorbido un fotón la molécula pasa a un nivel energético mayor tomando una distribución molecular diferente. Este nuevo nivel de energía es térmicamente inestable y se caracteriza por que el colorante disminuye su densidad óptica. Esta distribución puede traducirse a diferentes mecanismos que ya fueron expuestos en el mismo capítulo.

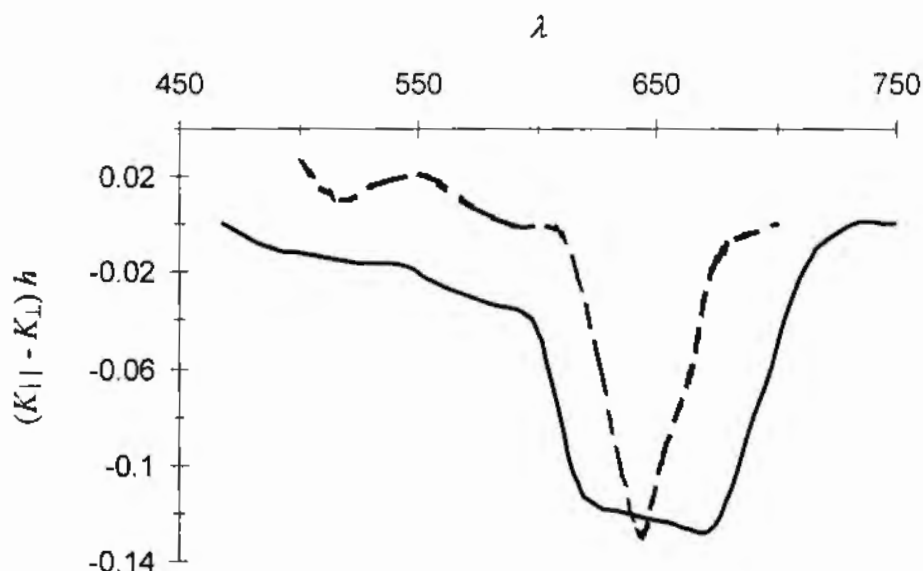
De esta manera se irradiaron placas sensibilizadas con verde de malaquita y azul de metileno. La fuente de luz utilizada fue un láser He-Ne linealmente polarizado con una longitud de onda de 632.8nm. En forma posterior a la exposición las muestras se analizaron en un espectrofotómetro utilizando polarizadores tanto en el haz de referencia como en el de la placa expuesta. Los polarizadores se colocaron en tal forma que las direcciones de los ejes ópticos coincidieran con la dirección del vector de campo eléctrico de la luz utilizada en la exposición en el primer caso y, en la segunda medición, que los ejes ópticos tuvieran una dirección perpendicular. En la Figura 3.1 se muestran las curvas

espectrales obtenidas después de calcular la diferencia entre el coeficiente de transmisión paralelo y perpendicular. Los coeficientes se calculan a partir de la expresión

$$K = \frac{1}{h} \ln \left( \frac{I}{I_0} \right), \quad (3-2)$$

donde  $I$  e  $I_0$  son las intensidades transmitida e incidente,  $K$  es el coeficiente de absorción y  $h$  el grosor de la emulsión. Estos resultados nos confirman la propiedad de fotoanisotropía y dan la posibilidad de emplear las placas como un medio de registro de rejillas de polarización.

En la Figura 3.1 observamos que el dicroísmo inducido por la radiación linealmente polarizada posee su máximo valor alrededor de la longitud de onda donde se presenta la mayor absorción. Esta anisotropía es siempre positiva para el azul de metileno, mientras que para el verde de malaquita existen regiones espectrales donde el signo es negativo.

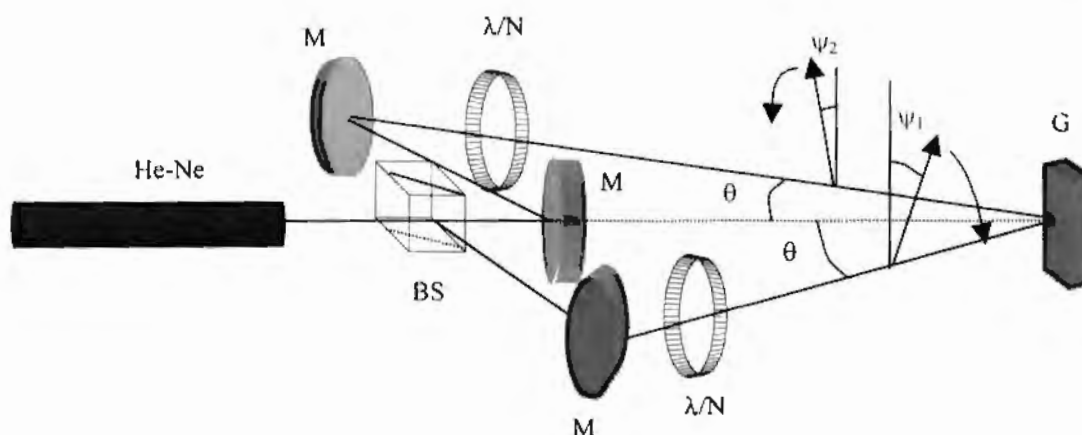


**Fig. 3.1** Coeficiente de dicroísmo inducido por un haz con polarización lineal en placas de: línea continua) gelatina con azul de metileno y línea segmentada) gelatina dicromatada con verde de malaquita en función de la longitud de onda.

Esto implica que la anisotropía inducida dependerá de la longitud de onda empleada para la iluminación de la placa expuesta.

### 3.3 Registro de una rejilla holográfica usando haces con polarización lineal arbitraria

Para llevar a cabo el almacenamiento de un patrón de interferencia de baja frecuencia resultado de superponer dos haces polarizados arbitrariamente y, en consecuencia, obtener un holograma que posea la información tanto de fase como de polarización de los haces objeto y de referencia, es una condición necesaria que el medio deba poseer fotoanisotropía. Como ya se mencionó en la sección 1.3 de este trabajo, los materiales empleados para la presente investigación son los siguientes: (a) placas de gelatina dicromatada sensibilizada con verde de malaquita y (b) placas de gelatina sensibilizada con azul de metileno, en las cuales es posible inducir una anisotropía por medio de luz. El arreglo experimental que se utilizó de manera general para la formación de las rejillas se muestra en la Figura 3.2. Para los registros con polarización lineal se utilizaron placas



M = Espejos, BS = Divisor de haz,  $\lambda/N$  = Placas retardadoras  $N = 2, 4$   
 $\theta$  = ángulo de registro,  $\psi$  = ángulo de polarización, G = Gelatina

Fig. 3.2 Arreglo experimental para el registro de las rejillas de polarización.

retardadoras  $\lambda/2$  en cada brazo manipulando los ángulos de campo eléctrico de tal forma que el ángulo  $\psi_1 - \psi_2$  entre ellos variara desde  $0^\circ$  hasta  $90^\circ$ . Los ángulos de incidencia de los haces son simétricos con respecto a la normal del plano de la emulsión y la razón de intensidades  $R = I_2 / I_1 \approx 1$ .

### 3.4 Reconstrucción de la polarización del haz objeto

La reconstrucción del haz objeto se realizó utilizando uno de los haces involucrados en la formación del holograma, Fig. 3.3, teniendo en cuenta que la intensidad del haz de lectura fuera menor con el propósito de no degradar el registro. Por esta razón se colocó un filtro neutro con un coeficiente de transmisión de 10%. Además, una placa retardadora  $\lambda/2$  montada en un goniómetro giraba el ángulo azimutal de la polarización del haz objeto para reproducir la polarización del haz de referencia. Para la detección del ángulo azimutal  $\alpha$

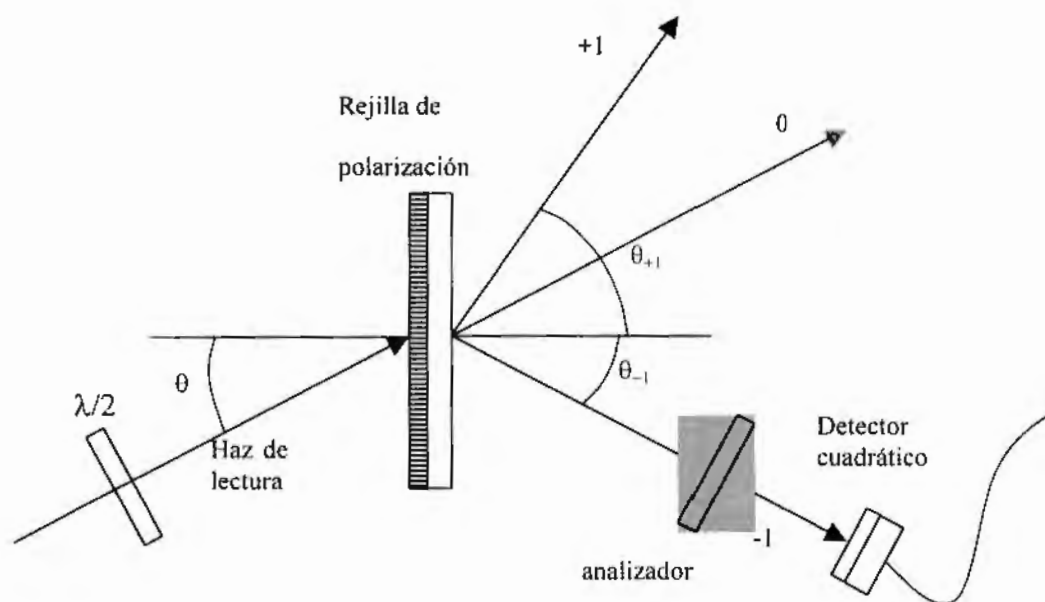
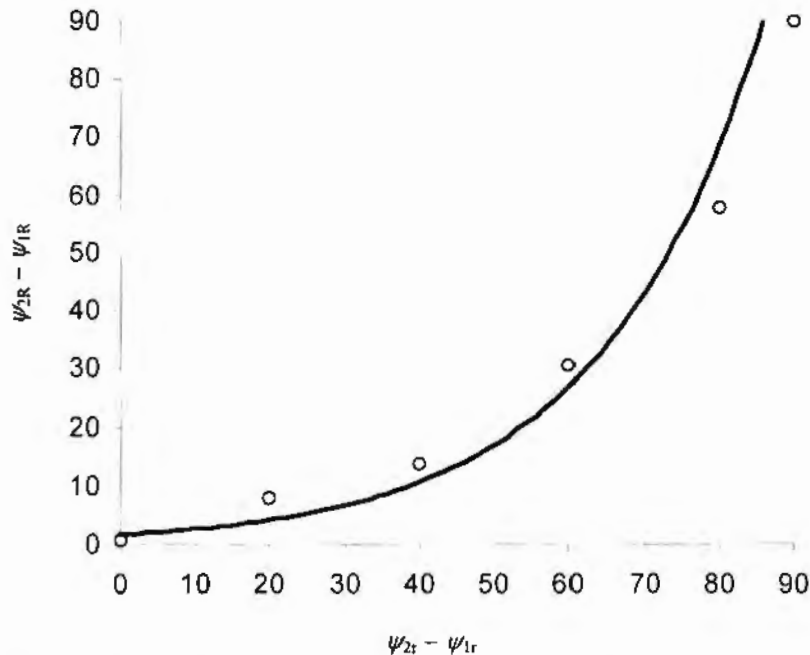


Fig. 3.3 Arreglo experimental para la medición del ángulo azimutal de polarización del orden  $-1$  difractado por una rejilla de polarización.

del haz difractado por la rejilla de polarización holográfica se utilizó un analizador y un detector de ley cuadrática. El valor de  $\alpha$  correspondía al ángulo de mayor intensidad transmitida en el orden difractado.

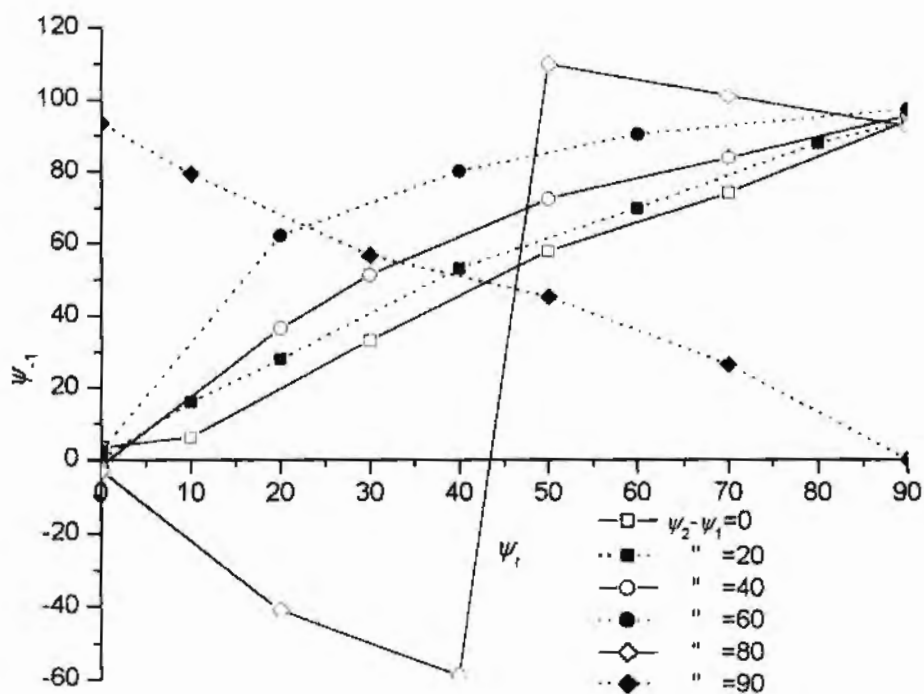
El procedimiento descrito anteriormente se aplicó a hologramas formados con haces linealmente polarizados donde los planos de oscilación de campo eléctrico formaban ángulos  $\psi_1 - \psi_2$  de  $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $80^\circ$  y  $90^\circ$ . La recuperación de la polarización del haz objeto no es una relación lineal, Figura 3.4. Sólo los extremos,  $0^\circ$  y  $90^\circ$ , muestran la misma polarización que el haz objeto. El primer caso corresponde al registro de interferencia tradicional y el segundo al de la holografía polarizada. Esto sucede porque en las etapas intermedias se tienen dos tipos de rejillas, una de intensidad y otra de



**Fig. 3.4** Diferencia entre el ángulo azimutal del vector de polarización del haz difractado por una rejilla registrada con haces lineales con polarización lineal arbitraria y el ángulo azimutal del vector de polarización del haz de iluminación en función del ángulo que forman los vectores de campo eléctrico al momento del registro de la rejilla

polarización. Al momento de reconstruir la rejilla de intensidad se obtiene un orden de difracción con la misma polarización que el haz de iluminación, mientras que la rejilla de polarización difracta un haz con la polarización del haz objeto. Ambos haces se propagan con la misma dirección, observándose un efecto promedio de los haces empleando como función de peso la intensidad que posee cada uno.

Posteriormente, cada una de las rejillas fue iluminada con un haz linealmente polarizado cuyo ángulo azimutal  $\psi_i$  giraba de  $0^\circ$  hasta los  $90^\circ$  y se detectó el ángulo de transmisión de intensidad máxima  $\psi_{-1}$  para el orden difractado -1. Las curvas obtenidas muestran que estos ángulos, Fig. 3.5, no son una función lineal del ángulo de polarización



**Fig. 3.5** Ángulo azimutal  $\psi_{-1}$  de la polarización lineal del orden  $-1$  difractado por una rejilla formada con haces polarizados linealmente y cuyos vectores de campo eléctrico forman un ángulo  $\psi_2 - \psi_1$ , en función del ángulo azimutal de la polarización lineal incidente  $\psi_i$ .



lineal incidente. Los únicos dos casos donde las rejillas muestran un comportamiento lineal corresponden a las curvas donde los campos eléctricos de los haces eran paralelos y donde formaban un ángulo de  $90^\circ$ , es decir, en los casos donde se forma una rejilla puramente de intensidad o puramente de polarización, respectivamente. Como se puede observar los efectos de la rejilla de intensidad son de mayor proporción, ya que sólo se observa un efecto de la rejilla de polarización cuando el ángulo entre los vectores de campo eléctrico de los haces utilizados en la formación de la rejilla es de  $80^\circ$ .

### **3.5 Reconstrucción de la polarización en el modo de registro PLO**

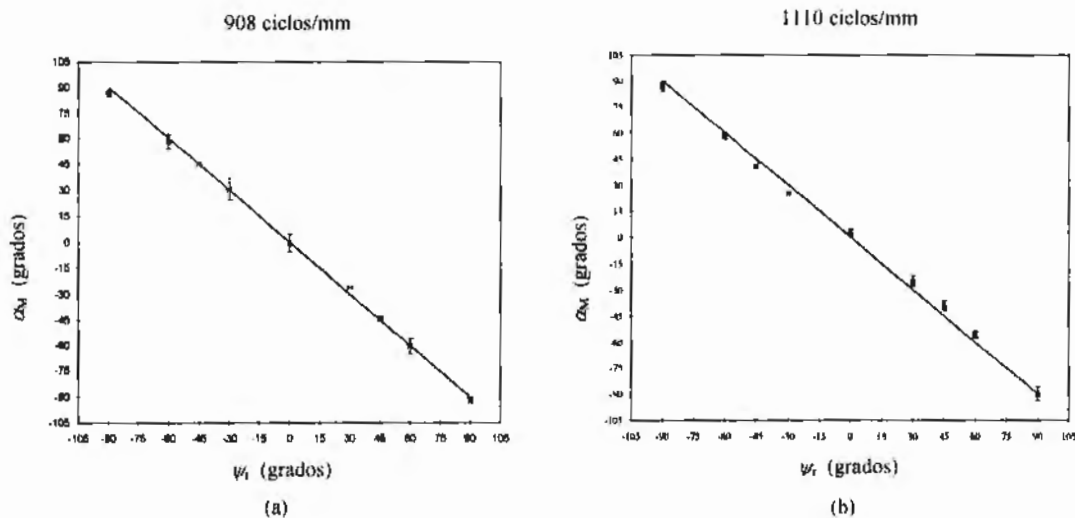
En esta sección presentamos las características de los ordenes difracción generados al iluminar rejillas de polarización, fabricadas mediante el modo de registro PLO, cuando la frecuencia espacial se incrementa. Por primera vez se obtuvieron rejillas cuyo periodo es menor a la longitud de onda de iluminación y, además, se estudia los límites de validez para el uso de la aproximación de incidencia a ángulo pequeño usada tradicionalmente en holografía polarizada dada por la Ec. (2-15) [Martinez-Ponce y Solano 2001].

#### ***3.5.1 Rejillas de polarización con periodo mayor a la longitud de onda de iluminación***

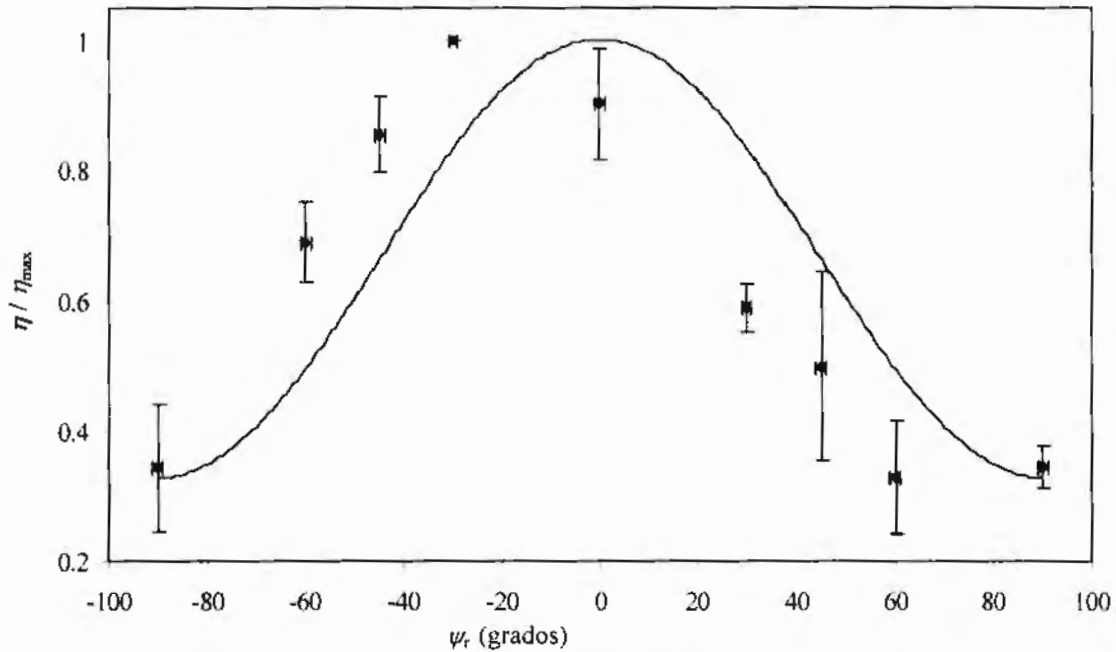
Uno de los hologramas que muestra una dependencia lineal de la polarización del haz objeto en función del haz de lectura es aquél que se forma utilizando dos haces polarizados linealmente, donde los campos eléctricos subtenden un ángulo de  $90^\circ$ . Para registros cuyo periodo esta por debajo de la longitud de onda de iluminación se recupera la polarización del haz objeto. Como veremos más adelante, este resultado es de importancia, pues nos indica que la polarización de objetos con bajas frecuencias espaciales puede reconstruirse

por completo. Además, cuando se varía el ángulo azimutal de la luz utilizada en el haz de referencia, se observa un retraso constante de  $180^\circ$  en la componente vertical de campo eléctrico con respecto a la componente horizontal, girando consecuentemente, el ángulo azimutal de la luz de iluminación en los ordenes difractados  $\pm 1$ . Esto hecho implica que la rejilla de polarización muestra una respuesta similar a la observada en una placa retardadora  $\lambda/2$ , pero solo en los ordenes de difracción, ya que el orden de transmisión conserva sin cambio alguno el ángulo azimutal de la polarización [Nikolova 1996]. Este resultado se reproduce con los registros en los dos tipos de gelatina sensibilizada utilizada en nuestros experimentos. En la Figura 3.6 se muestra esta dependencia en rejillas de polarización con periodos espaciales iguales a  $1.74\lambda$  y  $1.42\lambda$ , donde  $\lambda = 632.8 \times 10^{-9}$  es la longitud de onda de registro.

La intensidad del haz difractado se midió también en función del ángulo azimutal de la polarización lineal incidente. En la Figura 3.7 se observa que existe una dependencia



**Fig. 3.6** Ángulo de máxima intensidad difractada en el orden  $-1$  en función de la polarización incidente para el caso  $\Lambda > \lambda$ .



**Fig. 3.7** Intensidad difractada en el orden  $-1$  en función del ángulo azimutal de la polarización lineal incidente

similar a una función seno elevada al cuadrado. Esta respuesta es diferente a la obtenida por Nikolova y Todorov [1984], pues en este caso el medio de registro no posee birrefringencia adicional a la inducida mediante la distribución de polarización. Por esta razón se procedió a calcular la birrefringencia inducida en la película de gelatina sensibilizada introduciendo la dependencia de la eficiencia de difracción de la rejilla de polarización como un coeficiente de transmisión que multiplicaba cada componente en la expresión obtenida para rejillas de polarización formadas con haces incidiendo a ángulos pequeños, Ec. (2-14). De esta forma, la expresión puede escribirse como [Martinez-Ponce y Solano 2001]

$$M = \begin{bmatrix} T_{\parallel} \exp[i \Delta\phi \cos(2\delta)] & 0 \\ 0 & T_{\perp} \exp[-i \Delta\phi \cos(2\delta)] \end{bmatrix}, \quad (3-3)$$

donde  $T_{\parallel}$  y  $T_{\perp}$  son los coeficientes de transmisión paralelo y perpendicular a la dirección de modulación,  $\Delta\phi = k\kappa d / 2n_0$  es la birrefringencia inducida siendo  $k = 2\pi/\lambda$  el número de onda,  $\kappa$  la constante de fotoanisotropía,  $d$  el grosor de la película holográfica y  $n_0$  el índice de refracción antes de la exposición.  $\delta = 2\pi/\lambda$  es la modulación de las birrefringencias inducidas a lo largo del eje  $x$ . Nikitine [1937] demostró que el coeficiente de transmisión un material fotoanisotrópico dependía de la dirección del vector de polarización del haz incidente. La dependencia estaba dada por el seno del ángulo que formaban el semieje de la elipse del índice de refracción del material y el vector de polarización del haz de iluminación. De esta forma  $T_{\parallel} = T_{\perp} = \sin^2 \psi$ .

Si se ilumina el holograma descrito por la Ec. (3-3) por un frente de onda plano de longitud de onda igual a la del registro ( $\lambda_r = \lambda_R$ ) e incidiendo al mismo ángulo ( $\theta_r = \theta_R$ ), el campo eléctrico inmediatamente detrás del mismo estará dado por

$$E_r = E_0 \begin{bmatrix} T_{\parallel} \exp[i\Delta\phi_x \cos(2\delta)] \sin\psi_r \\ T_{\perp} \exp[-i\Delta\phi_y \cos(2\delta)] \cos\psi_r \end{bmatrix} \exp[ik_r (-x \sin\theta_r + z \cos\theta_r)] , \quad (3-4)$$

donde  $E_0$  es la amplitud de campo eléctrico de la onda incidente,  $\psi_r$  el ángulo que subtenden el campo eléctrico incidente y la normal al plano de incidencia y  $k_r = 2\pi / \lambda_r$  es el número de onda.

Suponiendo que las birrefringencias inducidas son pequeñas, los términos exponenciales de la Ec. (3-4) se pueden expandir en una serie de Taylor y utilizar solamente los dos primeros términos, esto es,

$$E_r = E_0 \begin{bmatrix} T_{\parallel} [1 + i\Delta\phi_x \cos(2\delta)] \sin\psi_r \\ T_{\perp} [1 - i\Delta\phi_y \cos(2\delta)] \cos\psi_r \end{bmatrix} \exp[ik_r (-x \sin\theta_r + z \cos\theta_r)] . \quad (3-5)$$

Al propagarse la onda una distancia muy grande en comparación con la longitud de onda, podemos representar la amplitud del campo propagado despreciando la contribución del término de correlación expresado en la Ec. (2-16) como:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_z = E_0 & \begin{bmatrix} T_{\perp} \sin \psi_r \\ T_{\parallel} \cos \psi_r \end{bmatrix} \exp[ik_r(-x \sin \theta_r + z \cos \theta_r)] \\ & + E_0 \begin{bmatrix} i\Delta\phi_x T_{\perp} \sin \psi_r \\ -i\Delta\phi_y T_{\parallel} \cos \psi_r \end{bmatrix} \exp[ik_r(x \sin \theta_r + z \cos \theta_r)] \\ & + E_0 \begin{bmatrix} i\Delta\phi_x T_{\perp} \sin \psi_r \\ -i\Delta\phi_y T_{\parallel} \cos \psi_r \end{bmatrix} \exp[ik_r(-3x \sin \theta_r + z \cos \theta_r)] \end{aligned} \quad (3-6)$$

En la Ec. (3-6) se representan tres ordenes de difracción: 1) el orden cero o transmitido que corresponde al primer término, donde se observa además que el campo eléctrico conserva la polarización si  $T_{\parallel} = T_{\perp}$ , 2) los ordenes  $\pm 1$ , que corresponden al segundo y tercer término respectivamente, en donde si  $T_{\parallel} \neq T_{\perp}$  se cumple podemos inferir que  $\Delta\phi_x = \Delta\phi_y$  y de esta forma los ordenes difractados tendrán una polarización ortogonal a la del haz de reconstrucción.

Supongamos que para medir el ángulo azimutal de polarización  $\alpha$  del orden -1 puede utilizarse un analizador diótrico. Entonces el campo eléctrico transmitido  $\mathbf{E}_{-1,z}$ , representado por el tercer término de la Ec. (3-6), estará dado por

$$\mathbf{E}_{-1,z}(\psi_r, \alpha) = E_0 \mathbf{R}(\alpha) \begin{bmatrix} t_{-} & 0 \\ 0 & t_{+} \end{bmatrix} \mathbf{R}(-\alpha) \begin{bmatrix} i\Delta\phi_x T_{\perp} \sin \psi_r \\ -i\Delta\phi_y T_{\parallel} \cos \psi_r \end{bmatrix}, \quad (3-7)$$

donde

$$\mathbf{R}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}, \quad (3-8)$$

es la matriz de rotación y  $t$  y  $t_*$  son los coeficientes de transmisión del analizador de polarización dióptico real [Dubra y Ferrari]. En esta ecuación se ha suprimido el término de fase por simplicidad.

Por lo tanto, la intensidad de campo eléctrico  $I_{-1,z}$  del orden de difracción será determinada por un detector de ley cuadrática, la cual se calcula mediante

$$I_{-1,z}(\psi_r, \alpha) = E_{-1,z}(\psi_r, \alpha) \cdot E_{-1,z}^*(\psi_r, \alpha) \quad , \quad (3-8)$$

donde  $*$  significa el complejo conjugado.

Para calcular la amplitud de la birrefringencia inducida en la película de gelatina sensibilizada se midieron experimentalmente dos intensidades, la intensidad máxima  $I_M$  localizada en un ángulo  $\alpha = \alpha_M$  y la intensidad  $I_m$  a un ángulo  $\alpha = \alpha_M - 90^\circ$ . Evaluando la Ec. (3-8) a los mismos ángulos y minimizando la diferencia con los datos experimentales, esto es,

$$I_M - I_{-1,z}(\psi_r, \alpha) = 0 \quad y \quad I_m - I_{-1,z}(\psi_r, \alpha - \frac{\pi}{2}) = 0 \quad , \quad (3-10)$$

se obtuvo una birrefringencia inducida  $\Delta\phi_x = \Delta\phi_y = 0.262$ .

Para comprobar la validez de las aproximaciones realizadas para la obtención de la Ec. (3-6), se incluyeron más términos del desarrollo en series del término de fase en la Ec. (3-5). Los valores que se obtuvieron para la birrefringencia inducida no variaron apreciablemente, por lo que se consideró que nuestras ecuaciones tienen validez cuando el periodo de la rejilla de polarización es mayor que la longitud de onda de iluminación.

### 3.5.2 Rejillas de polarización con periodo menor a la longitud de onda de iluminación

Con el propósito de establecer una relación entre la reconstrucción de la polarización del haz objeto y la frecuencia del patrón de interferencia se fabricaron rejillas de polarización cuyo período era menor que la longitud de onda de iluminación. La polarización de los haces de registro utilizados fue lineal, al igual que la polarización del haz de lectura. Al repetir en este caso el procedimiento de variar el ángulo azimutal de la polarización del haz de lectura utilizando una placa retardadora  $\lambda/2$  y midiendo el ángulo azimutal de la polarización del haz difractado de orden  $-1$  con el sistema analizador de polarización-detector de ley cuadrática se obtuvieron los resultados mostrados en la Fig. 3.8. Se puede observar que la polarización del haz objeto reconstruido ya no corresponde a la polarización del haz objeto registrado, siendo función de la polarización incidente. Una posible explicación para esta rotación adicional es el efecto causado por la alta frecuencia

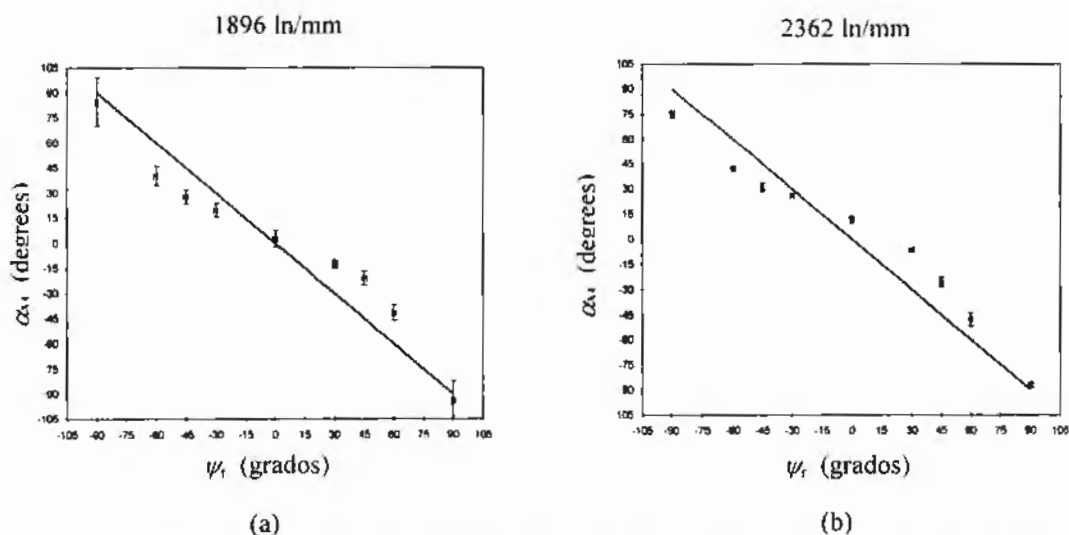
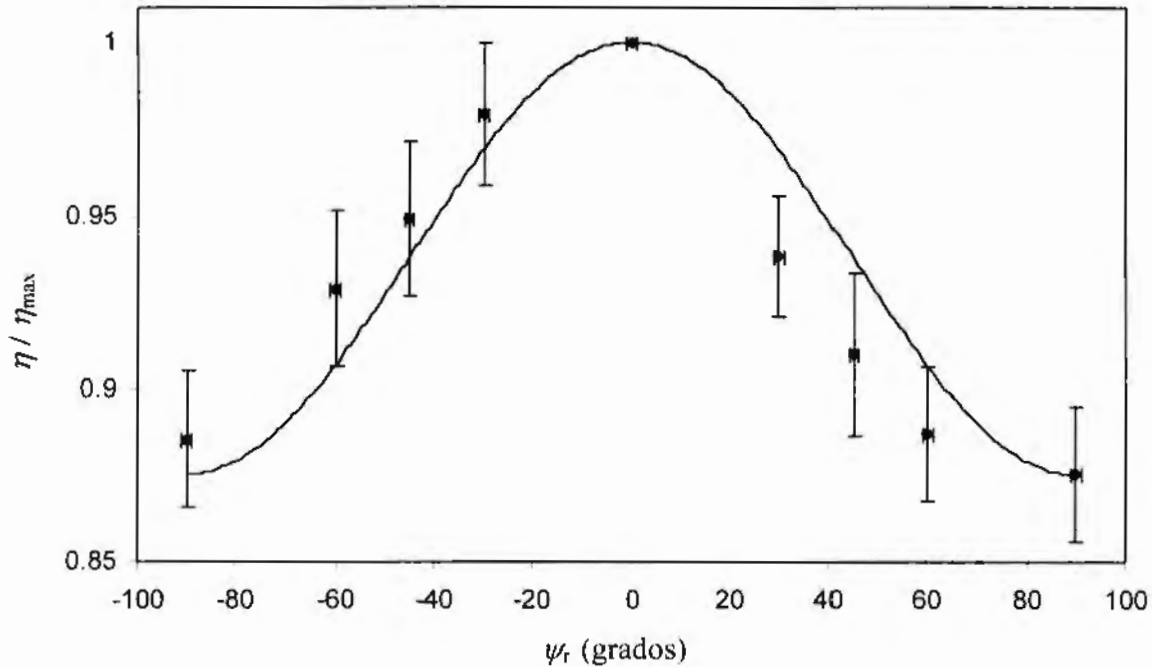


Fig. 3.8 Ángulo de intensidad máxima difractada en el orden de difracción  $-1$  en función del ángulo azimutal de la polarización lineal incidente cuando  $\lambda < \Lambda$ .



**Fig. 3.9** Intensidad difractada en el orden  $-1$  en función del ángulo azimutal de la polarización lineal incidente

de la rejilla que muestra índices de refracción diferentes dependiendo de la dirección que se analice. Es decir, los efectos de la birrefringencia de forma son más significativos [Habraken 1995]. Como se comentó en el capítulo anterior, uno de estos índices de refracción efectivos está definido en una dirección paralela a la dirección de elipticidad constante sobre el plano de interferencia de polarización y el otro en la dirección de la modulación de la elipticidad. Como los coeficientes de transmisión son función de los índices de refracción, entonces, se observan dos coeficientes de transmisión diferentes en este caso. Por lo tanto se obtiene que  $T_{\parallel} \neq T_{\perp}$  y, de esta forma, la desviación máxima de la polarización es aproximadamente  $45^{\circ}$ .

La modulación de la intensidad transmitida en el orden de difracción  $-1$  es de la misma forma que para las rejillas cuyo período es mayor que la longitud de onda, Figura



3.9. Como se verá en el capítulo siguiente, esta dependencia de la intensidad transmitida es producida por la formación de una rejilla de relieve.

## COMENTARIOS

Se ha observado que la gelatina sensibilizada con colorantes orgánicos es un medio con la capacidad de almacenar la distribución de la polarización un frente de onda proveniente de un objeto. Sin embargo, sólo puede lograrse una reconstrucción fidedigna de esta distribución cuando los campos eléctricos de los haces utilizados en el registro son paralelos u ortogonales. En los otros casos, debido a una respuesta no lineal de la emulsión, la polarización del haz objeto se ve modificada. También se comprobó, por primera vez a nuestro conocimiento, que la polarización del haz reconstruido dependerá de la frecuencia espacial del objeto que se reconstruye. Este efecto es consecuencia de la aparición de una birrefringencia adicional a la inducida por los campos eléctricos. Esta es la birrefringencia de forma y sus efectos ocasionan una distribución no isótropa del coeficiente de transmisión, existiendo dos valores diferentes, el primero en dirección paralela a región de elipticidad constante y la otra en forma perpendicular.

Desafortunadamente las eficiencias de difracción obtenidas, incluso en el caso de incidencia de Bragg, fueron muy pequeñas para el uso práctico de este tipo de registro como una placa retardadora  $\lambda / 2$ .

# CAPITULO IV

---

## DE LA FORMACIÓN DE RELIEVES Y EFECTOS DEL REVELADO EN REJILLAS DE POLARIZACIÓN

### 4.1 Introducción

Generalmente para la obtención de una rejilla de relieve mediante métodos holográficos se requiere de un proceso químico posterior a la exposición del medio fotosensible al patrón de interferencia. Esta modulación de la superficie puede mejorarse mediante la optimización de la visibilidad de las franjas o utilizando el método de revelado más conveniente para el material de registro. Este procedimiento introduce una modificación del grosor de la emulsión que produce un corrimiento en las características espectrales de la rejilla obtenida de esta forma. Sin embargo, recientemente se ha observado que en la formación de rejillas de polarización en materiales poliméricos, tales como el polyester en estado cristalino líquido sensibilizado en su cadena lateral con colorantes azo, se produce la formación de una rejilla de relieve en forma simultánea [Naydenova *et. al.* 1998, Holme *et. al.* 1997, Ramanujam *et. al.* 1996]. Para este material el relieve es función de los haces empleados para el registro de la rejilla de polarización. La gelatina es un medio viable para el registro de patrones de polarización. Sin embargo, debido a la alta viscosidad que posee, la formación de un relieve debido a la radicalización fotoinducida de las moléculas de colorante y de la interacción del producto con las

moléculas de agua y de la misma gelatina se vería afectada, principalmente por la falta de movilidad de las mismas. De esta forma no es posible predecir la formación de tal modulación superficial.

Por otra parte, una de las desventajas de la fabricación de rejillas de relieve con gelatina es que la profundidad de relieve es inversamente proporcional a la frecuencia espacial del registro holográfico [Shankoff 1968]. Además, existe un límite geométrico en el dispositivo experimental de registro para la obtención de altas frecuencias en hologramas de transmisión. Este tipo de elementos holográficos es de importancia ya que actualmente se desarrollan elementos birrefringentes artificiales los cuales tienen la propiedad de ser acromáticos y la técnica holográfica es una de las más económicas.

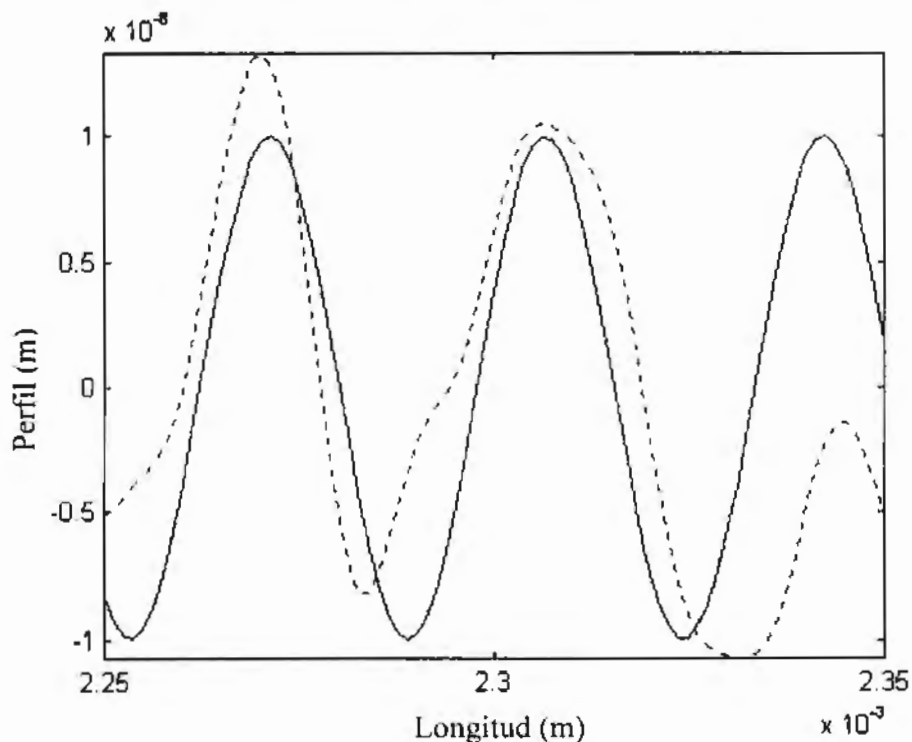
#### **4.2 Formación de relieve**

Como se indicó anteriormente se ha reportado la formación de rejillas de relieve al momento de irradiar películas de un polímero sensibilizado con azobenzeno con dos haces con la misma longitud de onda y polarización. Este efecto se atribuía a efectos térmicos causados por la distribución de intensidad en el plano de interferencia que causaban un flujo de partículas sin reaccionar a las partes no expuestas de la película. Sin embargo, recientemente se ha observado que la formación de estos relieves puede ser consecuencia del tipo de polarización de los haces empleados al momento del registro. Este resultado se derivó de la detección de una rejilla de relieve al momento de registrar una rejilla de polarización, en donde la modulación está en función del grado de polarización de la luz sobre el plano de interferencia y no a la variación de intensidad. En este tipo de materiales se ha observado también que los ejes de las moléculas del colorante se alinean en forma perpendicular a la dirección de campo eléctrico local. Además, cuando se utilizan dos

haces ortogonales linealmente polarizados en la formación de la rejilla de polarización, se ha determinado que los picos y los valles de los relieves se localizan desplazados con respecto a los lugares donde se localiza luz con una polarización lineal en estado TE y TM. Este desplazamiento corresponde a una distancia  $\lambda/4$ , donde  $\lambda = \lambda / \sin \theta_i$  es el periodo de la rejilla de polarización, siendo  $\theta_i$  el ángulo de incidencia con respecto a la normal del plano de la placa fotosensible de los haces empleados para el registro.

Como ya se demostró en el capítulo anterior, la gelatina sensibilizada con colorantes orgánicos es un medio que tiene la propiedad de almacenar patrones de interferencia de polarización. Recientemente se ha reportado la formación de una rejilla de relieve al registrar rejillas de intensidad utilizando el colorante eosin B [Mangaiyarkarasi *et. al.* 2000]. En este trabajo se atribuye la modulación superficial al incremento del grosor de la película causada por la migración de las moléculas de colorante sin reaccionar a las partes oscuras del patrón de interferencia y, en consecuencia, a la disminución del grosor en las partes iluminadas. De lo anterior, es posible inferir que esta deformación superficial es el resultado de la alineación de las moléculas de colorante hospedadas por la matriz de gelatina. Debido a que las moléculas de colorantes reaccionan al campo eléctrico debe esperarse la formación de un relieve al momento de registrar un patrón de interferencia de polarización.

Con el propósito de comprobar la hipótesis anterior se formaron rejillas de baja frecuencia utilizando las configuraciones de polarización antes descritas: OLP, con campos eléctricos con dirección arbitraria manteniendo el ángulo subtendido fijo a  $90^\circ$ , y OCP. Los resultados obtenidos demuestran que cuando la rejilla de polarización se forma en el modo OLP se obtiene en forma simultánea una rejilla de relieve de aproximadamente 20nm



**Fig. 4.1** Modulación de la superficie cuando una rejilla de polarización en el modo OLP es inducida en gelatina sensibilizada. La línea continua es la superficie ideal y la punteada la medida.

de profundidad, Figura 4.1. La modulación de la superficie fue detectada mediante un analizador de superficies SURFANALYZER. Cuando se giró la dirección de los campos eléctricos, manteniendo las mismas condiciones de tiempo de exposición e intensidad de los haces de registro, se obtuvo el mismo relieve. En el capítulo anterior se demostró que la dependencia de la intensidad transmitida en función de la polarización incidente presenta una forma senoidal. Esta dependencia indica que la formación de las simas y las cimas del relieve están desplazados con respecto a los campos eléctricos locales con polarización TE y TM, respectivamente, una longitud  $\lambda/4$ .

Cuando se utilizaron haces de registro en el modo OCP no se observó modulación en la superficie de la gelatina sensibilizada. Aún no es posible explicar porque en este caso

en particular la superficie no muestra una deformación aparente, pues al igual que en el caso lineal se obtienen polarizaciones locales del modo TE y TM desplazadas una distancia  $\lambda/2$ , aunque ciertamente las modulaciones intermedias son diferentes.

### **4.3 Revelado de rejillas de polarización en gelatina sensibilizada**

Un holograma de polarización registra la información acerca de la distribución de campo eléctrico del haz reflejado por el objeto. Esta distribución registrada no puede ser fijada en la emulsión por métodos químicos en los polímeros utilizados con tal fin. Sin embargo, los resultados que se obtienen con el endurecimiento de la gelatina son de particular interés.

En la Tabla 1 se describe el proceso de endurecimiento (revelado) de las películas de gelatina después de ser expuestas a patrones de interferencia de polarización. El objetivo del primer paso es eliminar el dicromato y el colorante orgánico que no reaccionó con la matriz de gelatina, asimismo el de retirar la gelatina que no logró establecer enlaces fuertes después del reordenamiento inducido por la exposición a la distribución de campos eléctricos. Una vez logrado lo anterior se procede a una fijación de la distribución de índice de refracción mediante la interacción de la película de gelatina con un elemento hidrófobo, el cual tendrá el objetivo de extraer las moléculas de agua existentes en la matriz de gelatina. El elemento deshidratante que surtió mejor efecto fue el alcohol isopropílico. Después de este proceso se obtiene un elemento de fase con grosor uniforme. Por último, se procedió a un secado de la gelatina con aire a presión con el objetivo de incrementar los efectos del alcohol isopropílico en la gelatina, obteniendo de esta forma una modulación de índice de refracción mayor.

PASO	DESCRIPCIÓN
1	Lavar en agua corriente a 30°C por 1min
2	Sumergir en una solución 50% agua + 50% alcohol isopropílico por 1 min
3	Sumergir en alcohol isopropílico al 100% por 1 min
4	Secar con aire a presión

**Tabla 1** Proceso de deshidratación de la gelatina sensibilizada para obtener una rejilla de fase

#### 4.3.1 Efectos del revelado de rejillas de polarización formadas mediante el modo OLP

Cuando se lleva al cabo un registro holográfico de polarización con los haces en el modo OLP existe una distribución de luz modulada espacialmente en el grado de polarización sobre el plano de interferencia. La elipticidad cambia de ser linealmente polarizada con un ángulo azimutal de campo eléctrico  $\psi = \psi_0$  en un punto  $x = x_0$  hasta convertirse en polarización lineal con un ángulo  $\psi = \psi_0 \pm 90^\circ$  en un punto  $x = x_0 + \Lambda/2$ , donde  $\Lambda = \lambda / (2 \sin \theta)$  es el periodo de la rejilla. En el proceso de esta transformación espacial la luz pasa por estados de polarización elípticos con el semieje mayor en dirección  $\psi = \psi_0$ , posteriormente por un estado de polarización circular y por último por un estado de polarización elíptico con el semieje mayor en dirección  $\psi = \psi_0 + 90^\circ$ . La dirección de rotación del campo eléctrico en los estados de polarización intermedios en la región  $x_0 < x < x_0 + \Lambda/2$  cambia en la región  $x_0 + \Lambda/2 < x < x_0 + \Lambda$ , es decir, el estado de polarización de la luz pasa de ser elíptico derecho a ser elíptico izquierdo o viceversa, dependiendo del punto analizado.

El revelado de la película de gelatina sensibilizada después de ser expuesta al patrón de interferencia de polarización produce un efecto similar al obtener un promedio temporal de los efectos de campo eléctrico punto a punto. Esto es, en aquellos lugares donde existe una polarización lineal de la luz los efectos del revelado son de mayor énfasis que en aquellos lugares donde la polarización es circular, pues en este último caso el promedio temporal de los efectos de campo eléctrico no tienen una dirección definida. En la Figura 4.2 se muestra que el cambio de índice de refracción después del revelado será de dos veces la frecuencia del patrón de polarización.

En la Figura 4.3 se muestran el patrón de difracción obtenido cuando se ilumina normalmente la placa de gelatina con registro de polarización en el modo OLP después de llevar a cabo el proceso de revelado. Con el propósito de hacer una comparación con un registro de intensidad (haces con polarizaciones paralelas al momento del registro) en el mismo material y sobre el cual se realizó un proceso de deshidratación idéntico, se muestran también en la figura el patrón de intensidad obtenido después de iluminarlo bajo las mismas condiciones. Claramente se observa que los ordenes de difracción  $\pm 1$  de la

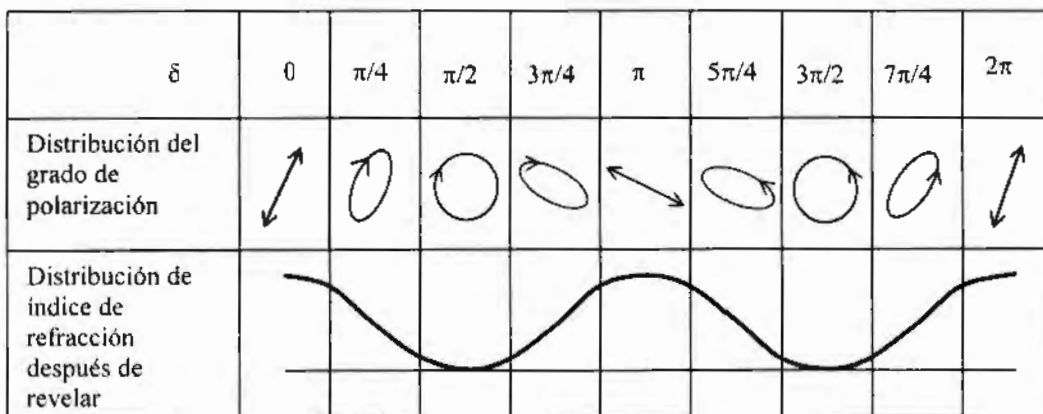
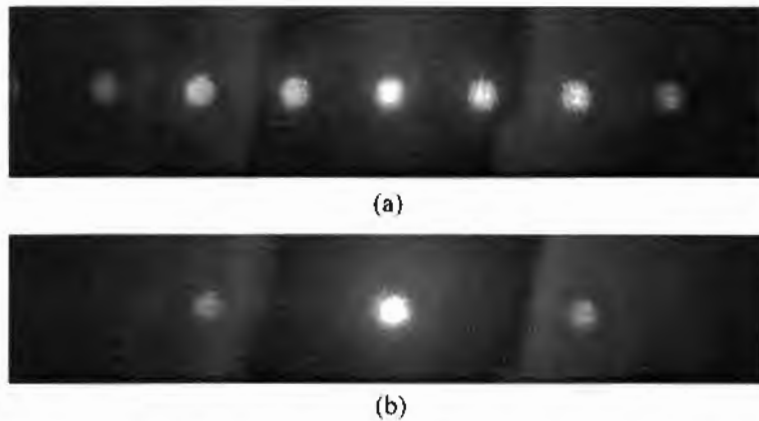


Fig. 4.2 Efectos del revelado sobre un registro del modo OLP

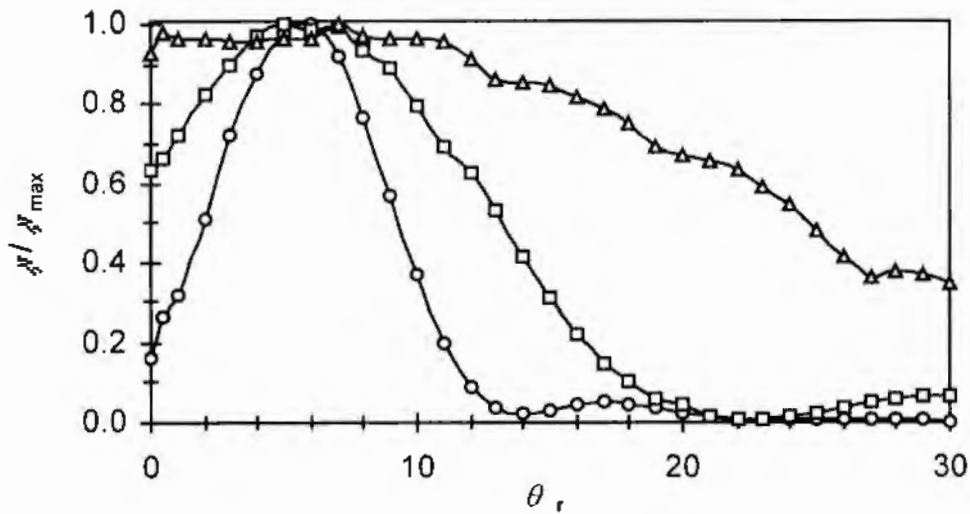




**Fig. 4.3** Patrones de difracción cuando rejillas de fase son iluminadas normalmente obtenidas después del revelado de registros con la misma frecuencia (a) de intensidad y (b) de polarización en el modo OLP.

rejilla de polarización revelada corresponden a los ordenes de difracción  $\pm 2$  de la rejilla de intensidad revelada. Esto nos indica que la frecuencia de la rejilla de polarización revelada es el doble de la frecuencia de la rejilla de intensidad.

El análisis de la sensibilidad angular de la rejilla de fase formada en la gelatina deshidratada se realizó colocándola en una montura rotatoria con una precisión de  $\pm 0.5'$ . De esta manera se varió el ángulo de incidencia del haz de iluminación y se obtuvieron las eficiencias de difracción para el orden  $-1$  para los casos de rejillas con frecuencia  $f$  (a) de intensidad y (b) de polarización. En la Figura 4.4 se muestran las curvas de sensibilidad angular de los dos casos anteriores. La curva para el caso (a) muestra una independencia angular de la eficiencia de difracción, lo que implica que se ha obtenido una rejilla delgada, es decir, el factor  $Q < 10$ . Para el caso (b), además de observar un ángulo de propagación del orden de difracción diferente, la curva de sensibilidad angular muestra un máximo bien definido. Esta dependencia angular de la eficiencia de difracción es observada en hologramas gruesos ( $Q > 10$ ), lo cual implica que la frecuencia de la rejilla se ha incrementado después del revelado. Este ángulo de eficiencia máxima es el ángulo de



**Fig. 4.4** Selectividad angular de las rejillas de fase obtenidas después de revelar (- $\Delta$ -) una rejilla de intensidad de frecuencia  $f$ , (- $\circ$ -) un registro de polarización en el modo OLP de frecuencia  $f$  y (- $\square$ -) una rejilla de intensidad de frecuencia  $2f$ .

Bragg, que está relacionado con la frecuencia de la rejilla. Un patrón de intensidad se registró con el doble de la frecuencia  $f$  para verificar la frecuencia de la rejilla. En la misma Figura 4.4 se compara la curva de sensibilidad de la rejilla de polarización de frecuencia  $f$  revelada y la de intensidad revelada de frecuencia  $2f$ . Los resultados muestran que los ángulos en los cuales las rejillas transmiten el máximo de intensidad, ángulos de Bragg, coinciden, pero aún el comportamiento de la rejilla de polarización es más selectivo lo que implica que la distribución de índice de refracción tiene un perfil más aproximado a una función seno.

La respuesta anteriormente descrita fue similar para rejillas de polarización registradas en gelatina sensibilizada con verde de malaquita o azul de metileno. Sin embargo, la máxima eficiencia de difracción del orden -1 es mayor en el segundo caso, además de ser del mismo orden de magnitud de la eficiencia de difracción obtenida en el orden -1 difractado por una rejilla de intensidad con el doble de la frecuencia revelada.

Esto significa que la respuesta en el incremento de la frecuencia en las rejillas de polarización después del revelado es independiente del material sensible a campo eléctrico. Sin embargo, el colorante azul de metileno muestra una mayor afinidad con la matriz de gelatina obteniéndose, en consecuencia, una mayor eficiencia de difracción.

Al igual que en el caso para la formación de la rejilla de relieve, se fabricaron rejillas de polarización con haces en el modo OLP variando la dirección del campo eléctrico. Los resultados demostraron que existe también una independencia de esta dirección, pues para todos los casos se obtuvieron rejillas con la frecuencia duplicada. También se observó que existe independencia del mecanismo mediante el cual se logra el registro de polarización, pues para los dos tipos de colorante la distribución de índice de refracción fue similar.

#### *4.3.2 Efectos del revelado de rejillas de polarización formadas mediante el modo OCP*

Cuando una rejilla de polarización se graba en gelatina sensibilizada utilizando haces dispuestos en el modo OCP se obtiene una modulación espacial del ángulo azimutal de la luz linealmente polarizada sobre el plano de interferencia. La luz modifica su polarización de ser lineal vertical en un punto  $x = x_0$  a una polarización lineal horizontal en un punto  $x = x_0 + \lambda/2$ . En la región  $x_0 < x < x_0 + \lambda/2$  la dirección del plano de oscilación de campo eléctrico varía el ángulo azimutal en una forma senoidal, obteniéndose una dirección de campo eléctrico de  $45^\circ$  cuando  $x = x_0 + \lambda/4$ .

El revelado de la placa expuesta no debe mostrar modulación alguna, ya que como se explicó en la sección anterior, los efectos del revelado se dan sólo en los lugares en los que existe una dirección neta del campo eléctrico sin importar la dirección del mismo. En











$\delta$	0	$\pi/4$	$\pi/2$	$3\pi/4$	$\pi$	$5\pi/4$	$3\pi/2$	$7\pi/4$	$2\pi$
Distribución del grado de polarización									
Distribución de índice de refracción después de revelar									

Fig. 4.5 Efectos del revelado en un registro en el modo OCP

este caso tenemos una distribución de polarización lineal sobre todo el plano de interferencia, lo cual implica que los efectos son iguales sobre cada punto expuesto de la superficie de la gelatina sensibilizada. De esta forma, el índice de refracción se modifica de una manera uniforme sobre la región expuesta perdiéndose la modulación obtenida con el registro de polarización, Figura 4.5. Cuando la polarización de los haces usados en el registro del patrón de interferencia no es completamente circular se obtiene un patrón de interferencia de intensidad cuya visibilidad aumenta entre mayor sea la tendencia de la polarización a ser elíptica.

De la Figura 4.6 se observa que después de revelar placas de gelatina sensibilizada se obtiene un patrón de difracción donde la posición de los ordenes difractados  $\pm 1$  de difracción coincide con los ordenes del mismo grado difractados por una rejilla de intensidad registrada con dos haces de luz circularmente polarizados y con la misma dirección de giro de campo eléctrico. Este resultado fue consecuencia de que no se alcanzó una polarización cuya elipticidad fuera 1 en los haces utilizados en el registro de un patrón de polarización del modo OCP.



(a)



(b)

**Fig. 4.6** Patrones de difracción que se obtienen después de revelar rejillas con la misma frecuencia de (a) de intensidad y (b) de polarización formada en el modo OCP

## COMENTARIOS

Se ha observado la formación de un relieve cuando se lleva a cabo la grabación de un patrón de interferencia de polarización. Este registro tiene una la misma frecuencia que el registro de polarización, sin embargo existe un corrimiento de la rejilla de relieve en comparación con la de polarización lo cual puede ayudarnos a explicar la razón por la cual la frecuencia de la rejilla se duplica al momento de realizar el endurecimiento de la gelatina sensibilizada. Este incremento de la frecuencia puede proponerse como un método para lograr registros holográficos con frecuencias más allá de las permitidas por limitaciones geométricas en la disposición del arreglo experimental.

# CAPITULO V

---

## CONCLUSIONES Y TRABAJO A FUTURO

### 5.1 Conclusiones

Empleando una de las propiedades de los colorantes orgánicos hospedados en una matriz polimérica ha sido posible el registro y reconstrucción de hologramas de polarización. La reconstrucción de la polarización del haz objeto sólo es posible en dos casos: (a) cuando los haces son paralelos y (b) cuando los haces son ortogonales, tanto en el caso de polarización lineal como en el circular. Existe también una dependencia de la frecuencia de la rejilla de polarización pues cuando el periodo de la rejilla disminuye hasta ser menor a la longitud de onda de la luz de iluminación aparece el fenómeno de birrefringencia de forma. El incremento de la frecuencia induce una anisotropía artificial adicional que modifica los coeficientes de transmisión modificando, en consecuencia, la polarización original. Como consecuencia, cuando un objeto posee frecuencias espaciales muy altas, la recuperación de la polarización del haz objeto no será total.

La formación de una rejilla de polarización es consecuencia de un proceso fotoquímico en el cual la molécula de colorante absorbe un fotón y sube a un nivel energético térmicamente inestable. Este proceso es independiente del tipo de colorante empleado para la sensibilización de la gelatina, ya que como se ha demostrado es posible registrar un holograma de polarización en gelatina sensibilizada con verde de malaquita y

con azul de metileno. El mecanismo mediante el cual se logra el registro mediante moléculas de verde de malaquita se clasifica como radicalización, mientras que para las moléculas de azul de metileno se ha observado que es una ionización.

La sensibilización de la gelatina a la radiación visible puede llevarse al cabo aún sin la adición del dicromato de amonio, como usualmente se acostumbra, siempre y cuando se agregue un colorante. En los resultados aquí presentados se ha observado que es posible alcanzar a registrar un patrón de interferencia de polarización en placas de gelatina con el colorante azul de metileno. La adición de dicromato es un factor relevante sólo cuando se realiza un revelado posterior de la gelatina.

La formación simultánea de una rejilla de relieve cuando se registran rejillas de polarización mediante la superposición de haces linealmente polarizados en gelatina sensibilizada es independiente de la dirección de los planos de vibración de los campos eléctricos.

Existe un comportamiento senoidal de la intensidad transmitida en el orden 1. Según lo demostrado por Naydenova [1998], la variación en la intensidad transmitida es consecuencia de la formación de la rejilla de relieve.

Es posible incrementar la frecuencia en un factor 2 de una rejilla fabricada por métodos holográficos llevando a cabo un registro de polarización y revelándolo posteriormente. Esta respuesta es dependiente de la elipticidad de los haces empleados para el registro. Sólo existe incremento cuando los haces de registro son linealmente polarizados.

Las rejillas de relieve formadas cuando se registró un patrón de interferencia de intensidad se deben a que las moléculas de colorante pueden migrar por medio de las capas de agua que quedan encapsuladas por estructuras de gelatina. Por ello, a pesar de la

magnitud de la viscosidad del material fotosensible, los eslabonamientos y reacciones fotoquímicas se dan con facilidad. Además, cuando la placa se seca se observa que la inestabilidad del colorante en su nivel energético de excitación desaparece. Esto puede ser causado por la interacción del colorante con los radicales aminoácidos de la gelatina.

## 5.2 Trabajo a Futuro

Entre los resultados que han motivado una posterior investigación de la gelatina sensibilizada con colorantes orgánicos como medio de registro holográfico para la fabricación de elementos ópticos birrefringentes se encuentran los siguientes:

- a) Se lograron registros sub-longitud de onda de rejillas de polarización. Con esto es posible implementar una enzima en el proceso de revelado de la gelatina expuesta al patrón de interferencia de dos haces ortogonales linealmente polarizados para obtener una rejilla de relieve.
- b) Se ha observado que existe una rejilla de relieve cuando se registra una rejilla de intensidad cuando la gelatina se encuentra aún en estado líquido. Este relieve suponemos puede ser mejorado mediante un método de revelado o endurecimiento adecuado.
- c) Es necesario la introducción de nuevos colorantes en la matriz de gelatina y observar si la independencia del mecanismo de fotoreacción química se mantiene, como se ha demostrado para el verde de malaquita, del grupo de los trifenilmetanos, y del azul de metileno, del grupo de los colorantes tiazinos. Además, se debe investigar si existe una mejor afinidad para un registro con mayor eficiencia de difracción, tanto en el caso de la gelatina en estado líquido como en estado sólido.



- d) Investigar la posibilidad de lograr registros de polarización en gelatina autorevelable.  
Determinar si la frecuencia de tal rejilla se duplica en la misma forma que mediante procesos de revelados húmedos (agua destilada + alcohol isopropílico).
- e) Determinar la viabilidad de registros bifotónicos empleando una fuente de luz auxiliar de luz polarizada que recorra o incremente el pico de absorción máxima de la película de gelatina, tanto para registro de rejillas de intensidad como para registros de polarización.
- f) Con el propósito de incrementar la estabilidad ambiental del holograma registrado en gelatina revelada o sin revelar una película protectora puede ser depositada sobre la superficie de la película fotosensible. Existen diversos materiales, sin embargo es importante que éstos no presenten porosidad al momento de solidificar.

# APÉNDICE A

---

## Preparación de las películas de gelatina sensibilizadas con colorante orgánico

- Placas de gelatina dicromatada sensibilizada con verde de malaquita

En la fabricación de las placas de material fotosensible con el colorante verde de malaquita se prepararon un par de mezclas de la forma siguiente:

*Mezcla A:* Se vertieron 1.8gr de gelatina (Aldrich Chemical) y 2.5mg del colorante verde de malaquita (British Drug House Chemical) en 60ml de agua destilada.

*Mezcla B:* Se disolvieron 2.5gr de dicromato de amonio (Baker Chemical) en 10ml de agua destilada.

La mezcla A se calentó hasta una temperatura de 40°C disolviendo el material sólido con la ayuda de un agitador magnético. Una vez alcanzada la temperatura de fusión de la gelatina se agregaron 1.8ml de la mezcla B. Posteriormente se depositaron 5ml de la mezcla resultante sobre substratos de vidrio de 10cm×10cm dispuestos sobre mesas previamente niveladas (gravity settling method). Después de solidificarse se obtuvieron películas de 12µm de grosor.

Las cantidades empleadas para la preparación de estas películas es la más óptima, pues si se agrega más colorante para incrementar la absorción en la parte roja del espectro el colorante se precipita, produciendo una tonalidad variable de la película. Si se incrementa la cantidad de dicromato la película fotosensible se oxida con mayor rapidez.

- Películas de gelatina sensibilizada con azul de metileno

En las placas sensibilizadas con azul de metileno sólo se utilizó una mezcla que consistía en 1.8gr de gelatina, 50mg de azul de metileno y 60ml de agua destilada. Esta mezcla se calentó hasta alcanzar la temperatura de fusión de la gelatina y se depositaron 5ml en los substratos de vidrio previamente dispuestos en mesas niveladas. Después de solidificarse la película mostró un grosor de 13 $\mu$ m.

Las cantidades de colorante en la mezcla se incrementaron pero la curva de registro dinámico no mostraba el comportamiento clásico de las emulsiones fotosensibles, debido a que la decoloración se iba dando poco a poco a lo largo del grosor de la película causando que el tobillo se extendiera en forma notable.

# APÉNDICE B

---

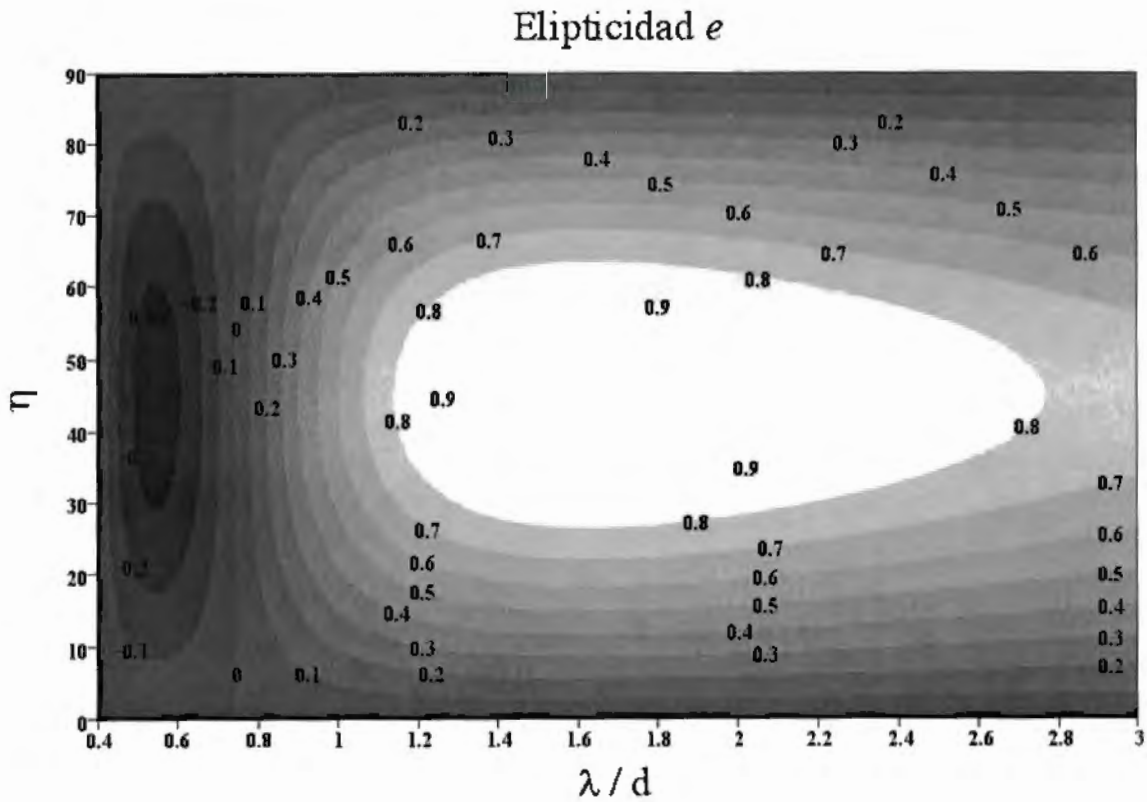
## Diseño de elementos birrefringentes empleando la birrefringencia de forma

Una de las aplicaciones de la birrefringencia de forma es el diseño de elementos ópticos que modifiquen la fase de un haz de luz polarizada. El cambio en la fase de las componentes TE y TM esta en función de la diferencia de índice de refracción efectivo que muestra la rejilla sub-longitud de onda descrita en el capítulo II. Como consecuencia de la diferencia de fase, la rejilla puede provocar un cambio en el estado de polarización de la luz incidente. De esta forma es posible emplear la rejilla sub-longitud de onda como placas retardadoras  $\lambda/4$ ,  $\lambda/2$  y retrasadores de fase, éstos últimos no alteran el estado de polarización del haz incidente.

Con el propósito de analizar la región espectral en la cual la rejilla proporciona un retraso de fase de la componente TM con respecto a la TE constante, se calcula la elipticidad  $e$  del haz transmitido de orden cero en función de la longitud de onda incidente y del ángulo  $\eta$  de polarización del mismo, Figura B-1. Para este calculo se utilizan los índices de refracción resultantes de la solución exacta de los problemas de valor característico analizado en el capítulo II y un haz incidiendo normalmente a la rejilla con polarización lineal con ángulo de azimutal  $\eta$ .

Para lograr que la rejilla funcione como una placa retardadora  $\lambda/4$  pueden considerarse los valores de elipticidad en el intervalo  $0.9 < e < 1$  para el haz transmitido. El rango espectral que cumple con esta condición en la Figura B-1 se encuentra en el intervalo

$1.4 < \lambda/d < 2$ , mientras que existe también una tolerancia para el ángulo de polarización incidente. El rango angular de la polarización lineal incidente para que se logre la transformación a polarización circular es  $35^\circ < \eta < 55^\circ$ .



**Fig. B-1** Elipticidad  $e$  del orden cero transmitido por una rejilla sub-longitud de onda cuando incide un haz de luz con polarización lineal con un ángulo azimutal  $\eta$ .

# APÉNDICE C

---

## PRODUCCIÓN CIENTÍFICA

- **MANUSCRITOS ACEPTADOS EN REVISTAS CIENTÍFICAS CON ARBITRAJE RESULTADO DE LA INVESTIGACIÓN DOCTORAL**

1. **G. Martínez-Ponce** y C. Solano, “*Análisis de la birrefringencia de forma en una rejilla mediante la teoría modal*”, Rev. Mex. Fis. **47**, 10-16 (2001).

2. **G. Martínez-Ponce** y C. Solano, “*Induced and Form Birefringence in High-Frequency Polarization Gratings*”, Appl. Opt. **40**, 3850-3854 (2001).

3. **G. Martínez-Ponce** y C. Solano, “*Polarization gratings with surface relief in dyed gelatin and post-development diffraction*”, Appl. Opt., aceptado 2001.

- **ARTÍCULOS IN-EXTENSO RESULTADO DE LA INVESTIGACIÓN DOCTORAL**

1. **G. Martínez-Ponce** y C. Solano, “*Rejillas de polarización como elementos retardadores de fase*”, Memorias del VI simposio de Inv. y Des. Tec., Ags., Ags. (1999).

2. **G. Martínez-Ponce** y C. Solano, “*Applications for some properties of gratings in dyed-dichromated gelatin*”, Memorias del Simposium interno XX Aniversario CIO, León, Gto. (2000).

3. **G. Martínez-Ponce** y C. Solano, “*Utilización de la birrefringencia de forma para el diseño de elementos birrefringentes*”, Memorias del VII Simposio de Inv. y Des. Tec., Ags., Ags. (2000).

4. **G. Martínez-Ponce** y C. Solano, “*Características de rejillas de fase obtenidas mediante un registro de polarización*”, Memorias de la XIV reunión de la AMO, Morelia, Mich. (2001).

• **OTROS MANUSCRITOS ACEPTADOS EN REVISTAS CIENTÍFICAS CON ARBITRAJE**

1. A. A. Camacho P., C. Solano, M. Cywiak, **G. Martínez-Ponce** y R. Baltazar, “*Method for the determination of the focal length of a microlens*”, Opt. Eng. **39**, 2149-2152 (2000).

2. C. Solano, M. Cywiak, R. Baltazar, A. A. Camacho P. y **G. Martínez-Ponce**, “*Análisis y medición de objetos especulares por métodos heterodinos*”, Comp. y Sist., aceptado 2001.

• **OTROS MANUSCRITOS ENVIADOS A REVISTAS CIENTÍFICAS CON ARBITRAJE EN REVISION**

1. R. Baltazar, C. Solano, **G. Martínez-Ponce** y A. A. Camacho P., “*Optical heterodyne profilometer to scan irregularities in reflective objects*”, Opt. Comm. (2001).

• **OTROS ARTÍCULOS IN-EXTENSO**

1. A. A. Camacho, C. Solano, M. Cywiak, **G. Martínez Ponce**, R. Baltazar, “*Medición de la distancia focal en microlentes cilíndricas con perfil hiperbólico*”, Memorias del VI simposio de Inv. y Des. Tec., Ags., Ags. (1999).

2. C. Solano, M. Cywiak, R. Baltazar, A. A. Camacho, **G. Martínez**, “*Análisis y medición de objetos especulares por métodos heterodinos*”, Memorias del Congreso de

Responsables de Proyectos de Investigación en Ingeniería Eléctrica, Ciencias de la Computación y Matemáticas Aplicadas a la Ingeniería, Oax., Oax. (2000).

3. A. A. Camacho, C. Solano, **G. Martínez Ponce**, R. Baltazar “*Criterio de evaluación de medición de la distancia focal en microlentes*”, Memorias del VII Simposio de Inv. y Des. Tec., Ags., Ags. (2000).

- **ARTICULOS IN EXTENSO QUE SERAN ENVIADOS**

1. **G. Martínez-Ponce** y C. Solano, “*Photo-induced anisotropy and post-development phase modulation in dyed polymeric matrices*”, Proc. SPIE, San José, Cal. (2002).

- **MANUSCRITOS QUE SERAN ENVIADOS A REVISTAS CIENTÍFICAS CON ARBITRAJE EN PROCESO**

1. A. A. Camacho, C. Solano, **G. Martínez-Ponce** y R. Baltazar, “*Simple method to measure the focal length of lenses*”, Opt. Comm. (2001).

2. C. Solano y **G. Martínez-Ponce**, “*Analysis of the recording dynamics in dyed-PVA films after UV-sensitization and molecular weight dependence*”, Opt. Lett. (2001).

3. R. Baltazar, C. Solano, **G. Martínez-Ponce** y A. A. Camacho P., “*Optical heterodyne method to measure phase objects*”, Opt. Comm. (2001).

4. **G. Martínez-Ponce** y C. Solano, “*Dynamics of polarization recording in different molecular weight dyed-PVA films*”, Opt. Exp. (2001).



## REFERENCIAS

---

- Blanche, P. A., Lemaire, P. C., Dumont, M. y Fisher, M., "Photoinduced orientation of azo dye in various polymer matrices", *Opt. Lett.* **24**, 1349-1351 (1999).
- Born, M. y Wolf E., *Principles of Optics*, Cap. 14, Pergamon Press, Oxford (1980).
- Botten, L. C., Craig, M. S., McPhedran, R. C., Adams, J. L. y Andrewartha, J. R., "The dielectric lamellar diffraction grating", *Opt. Acta* **28**, 413-430 (1981).
- Bublitz, D., Fleck, B., Wenke, L., Ramanujam, P. S. y Hvilsted, S., "Determination of the response time of photoanisotropy in azobenzene side-chain polyesters", *Opt. Comm.* **182**, 155-160 (2000).
- Calixto S. y Lessard, R. A., "Holographic recording and reconstruction of polarized light with dyed plastic", *Appl. Opt.* **23**, 4313-4318 (1984).
- Calixto, S., Solano, C. y Lessard, R. A., "Real-time optical image processing and polarization holography with dyed gelatin", *Appl. Opt.* **24**, 2941-2947 (1985).
- Cescato, L., Gluch, E. y Streibl, N., "Holographic quarter-wave plates", *Appl. Opt.* **29**, 3286-3290 (1990).
- Dubra, A. y Ferrari, J. A., "Precise polarization measurements using polarization sheets." *Appl. Opt.* **37**, 8156-8158 (1998).
- Ebraldize, T. D., Ebraldize, N. A. y Mumladze, A. N., "Photoinduction of anisotropic grains in organic compounds", *Appl. Opt.* **37**, 6161-6163 (1998).
- Fleck, B., Jahn, D. y Wenke, L., "A nonlinear optical element for incoherent image subtraction based on photoanisotropy", *Opt. Comm.* **154**, 339-344 (1998).

- Gaylord, T. K. y Moharam, M. G., "Planar dielectric grating diffraction theories", *Appl. Phys. B* **28**, 1-14 (1982).
- Habraken, S., Rennote, Y., Roose, St., Stijns, E. y Lion, Y., "Design for polarizing holographic optical elements", *Appl. Opt.* **34**, 3595-3602 (1995).
- Hecht, E., *Optics*, Cap. 10, Addison-Wesley, Reading, Mass. (1987).
- Holme, N. C. R., Nikolova, L., Ramanujam, P. S. y Hvilsted, S., "An analysis of the anisotropic and topographic gratings in a side-chain liquid crystalline azobenzene polyester", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1518-1520 (1997).
- Huang, T. y K. Wagner, "Coupled mode analysis of dynamic polarization volume holograms", *Proc. SPIE* **1559**, 377-384 (1991).
- Huang, T., "Physics and applications of photoanisotropic organic volume holograms", Tesis de Doctorado, Univ. of Col. (1993a).
- Huang T. y Wagner, K. H., "Photoanisotropic incoherent to coherent optical conversion", *Appl. Opt.* **32**, 1888-1900 (1993b).
- Huang, T. y Wagner, K., "Holographic diffraction in photoanisotropic organic materials," *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, 306-315, (1993c).
- Huang T. y Wagner, K. H., "Real-time joint transform correlation using photoanisotropic dye-polymer films", *Appl. Opt.* **33**, 7634-7645 (1994).
- Hvilsted, S., Andruzzi, F. y Ramanujam, P. S., "Side-chain liquid-crystalline polyesters for optical information storage", *Opt. Lett.* **17**, 1234-1236 (1992).
- Ivanov, M., Nikolova, L., Todorov, T., Tomova, N. y Dragostinova, V., "Photoinduced dichroism and birefringence in films of mordant pure yellow/poly(vinyl alcohol): simultaneous real-time investigations at two wavelengths", *Opt. Quantum Electron.* **26**, 1013-1018 (1994).

- Kakichashvili, S. D., "Polarizational (anisotropic-vectorial) hologram recording on practical photoanisotropic materials", *Sov. J. Quant. Electron.* **42**, 218-220 (1977).
- Kakichashvili, S. D., "Method for phase polarization recording of holograms", *Sov. J. Quant. Electron.* **4**, 795-798 (1974).
- Kakichashvili, S. D., "Polarization holography: possibilities and the future", *Proc. SPIE* **1183**, 290-295 (1989).
- Keinonen, T., Parkkonen, S. y Jääskeläinen, T., "Low-power two-wave mixing in dry methylene-blue-sensitized gelatin films", *J. Mod. Opt.* **45**, 2561-2572 (1998).
- Kikuta, H., Ohira, Y. y Iwata, K., "Achromatic quarter-wave plates using the dispersion of form birefringence", *Appl. Opt.* **36**, 1566-1572 (1997).
- Kikuta, H., Yoshida, H. y Iwata, K., "Ability and limitation of effective medium theory for subwavelength gratings", *Opt. Rev.* **2**, 92-99 (1995).
- Kurokawa, K., Koike, S., Namba, S., Mizuno, T. y Kubota, T., "Simplified method for preparing methylene-blue-sensitized dichromated gelatin", *Appl. Opt.* **37**, 3038-3043 (1998).
- Labarthe, F. L., Rochon, P. y Natansohn, A., "Polarization analysis of diffracted orders from a birefringence grating recorded on azobenzene containing polymer", *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1377-1379 (1999).
- Li, L., "A modal analysis of lamellar diffraction gratings in conical mountings", *J. Mod. Opt.* **40**, 553-573 (1993).
- Lima, C. R. A., Soares, L. L., Cescato, L. y Gobbi, A. L., "Reflecting polarizing beam splitter", *Opt. Lett.* **22**, 203-205 (1997).

- Mangaiyarkarasi, D., Palanisamy, P. K. y Sirohi, R. S., "Eosin dye soaked gelatin as a recording medium", *Opt. Eng.* **39**, 2138-2142 (2000).
- Mangaiyarkarasi, D., Palanisamy, P. K. y Sirohi, R. S., "Observation of self-diffraction effect in Acid blue 7 dye soaked gelatin films", *J. Mod. Opt.* **48**, 947-958 (2001).
- Martinez-Ponce, G. y Solano, C., "Induced and form birefringence in high-frequency polarization gratings", *Appl. Opt.* **40**, 3850-3854 (2001).
- Martínez-Ponce, G. y Solano, C., "Polarization gratings with surface relief in dyed gelatin and post-development diffraction", aceptado para publicación en *Appl. Opt.* (2002).
- McPhedran, R. C., Botten, L. C., Craig, M. S., Nevière y M, Maystre, D., "Lossy lamellar gratings in the quasistatic limit", *Opt. Acta* **29**, 289-312 (1982).
- Meyerhoffer, D., "Dichromated gelatin" en *Holographic Recording Materials*, Ed. H. M. Smith, Springer-Verlag, New York (1977).
- Naik, G. M., Mathur, A. y Pappu, S. V., "Dichromated gelatin holograms: an investigation of their enviromental stability", *Appl. Opt.* **29**, 5292-5297 (1990).
- Nassau, K., *The physics and chemistry of color*, Cap. 6, John Wiley & Sons, USA (1983).
- Naydenova, I., Nikolova, L., Todorov, T., Holme, N. C. R., Ramanujam, P. S. y Hvilsted, S., "Diffraction from polarization holographic gratings with surface relief in side-chain azobenzene polyesters", *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1257-1265 (1998).
- Nikitine, S., "Considérations théoriques sur le photodicroïsm", *C. R. Acad. Sci.* **204**, 973-975 (1937).
- Nikolova L. y Todorov, T., "Diffraction efficiency and selectivity of polarization holographic recording", *J. Mod. Opt.* **31**, 579-588 (1984).

- Nikolova, L., Todorov, T., Ivanov, M., Andruzzi, F., Hvilsted, S. y Ramanujan, P. S., "Polarization holographic gratings in side-azobenzene polyesters with linear and circular photoanisotropy", *Appl. Opt.* **35**, 3835-3840 (1996).
- Pang, L., Yan, G., Jin, G. y Wu, M., "Chemical cleaving method of relief microstructure formation on dichromated gelatin", *Appl. Opt.* **39**, 2184-2188 (2000).
- Pantelic, D. y Muric B., "Improving the holographic sensitivity of dichromated gelatin in the blue-green part of the spectrum by sensitization with xanthene dyes", *Appl. Opt.* **40**, 2871-2875 (2001).
- Petit, R., *Electromagnetic theory of gratings*, Cap. 4, Ed. R. Petit, Springer-Verlag, Berlín (1980).
- Pirodda, L. y Moriconi, M., "An effective processing agent for dichromated gelatin", *Opt. Comm.* **65**, 7-10 (1988).
- Ramanujam, P. S., Holme, N. C. R. y Hvilsted, S., "Atomic force and optical near-field microscopic investigations of polarization holographic gratings in a liquid crystalline azobenzene side-chain polyester", *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1329-1331 (1996).
- Rebordao, J. M. y Andrade, A. A., "Microwave drying effects on dichromated gelatin holograms", *Appl. Opt.* **28**, 4393-4400 (1989).
- Reinhand, N. O., Denisyuk, Y. N., Ganzherli, N. M., Maurer, I. A., Pisarevskaya, S. A. y Markov, V. B., "Application of self-developing dichromated gelatin for holographic data storage with speckle shift multiplexing", *Proc. SPIE* **3294**, 22-30 (1998).
- Rytov, S. M., "Electromagnetic properties of a finely stratified medium", *Sov. Phys. JEPT* **2**, 466-475, (1956).

- Schulat, J., Fröhlich, K. y Stojanoff, C. G., "Influence of the dichromate concentration on the holographic properties of dichromated gelatin layers", *Proc. SPIE* **3294**, 31-41 (1998).
- Shankoff, T. A., "Phase holograms in dichromated gelatin", *Appl. Opt.* **7**, 2101-2104 (1968).
- Solano, C., "Absorción selectiva como responsable del dicroísmo inducido en polímeros coloreados", *Rev. Mex. Fis.* **33**, 530-541 (1988).
- Solano, C. y Lessard, R. A., "Phase gratings formed by induced anisotropy in dyed gelatin plates", *Appl. Opt.* **24**, 1776-1779 (1985).
- Solano, C., "Malachite green photosensitive plates", *Appl. Opt.* **28**, 3524-3528 (1989).
- Solano, C., Lessard, R. A. y Roberge, P. C., "Methylene blue sensitized gelatin as a photosensitive medium for conventional and polarizing holography", *Appl. Opt.* **26**, 1989-1997 (1987).
- Solano, C., Lessard, R. A. y Roberge, P. C., "Red sensitivity of dichromated gelatin films", *Appl. Opt.* **24**, 1189-1192 (1985).
- Todorov, T. y Nikolova, L., "Spectrophotopolarimeter: fast simultaneous real-time measurement of light parameters", *Opt. Lett.* **17**, 358-359 (1992).
- Todorov, T., Nikolova, L. y Tomova, N., "Polarization holography. I: A new high-efficiency organic material with reversible photoinduced birefringence", *Appl. Opt.* **23**, 4309-4312 (1984).
- Todorov, T., Nikolova, L., Tomova, N. y Dragostinova, V., "Photoinduced anisotropy in rigid dye solutions for transient polarization holography", *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 1262-1267 (1986).

- Tyan, R., Sun, P y Fainman, Y., "Polarizing beam splitters constructed of form-birefringent multilayer gratings", SPIE **2689**, 82-89 (1996).
- Vigovski, Y. N., Malov, A. N., Malov, S. N., Fetschenko, V. S. y Konop S. P., "New dichromated gelatin technologies for the diffraction optical elements fabrication", Proc. SPIE **3347**, 314-324 (1998).
- Wang, K., Lurong, G., Zhu, J., Zhang, W. y Cheng, B, "Methylene blue dichromated-gelatin holograms: antihumidity method for taking off strongly adsorbing humidity groups", Appl. Opt. **37**, 326-328 (1998).
- Wang, K., Tang, J. Y Guo, L., "An efficient method for resisting humidity into MBDCG holograms", Proc. SPIE **2885**, 148-151 (1996).
- Yariv, A. y Yeh, P., *Optical waves in crystals*, Cap. 6, John Wiley & Sons, New York (1984).