

SELECCIÓN A TIEMPO REAL DE AMPLITUD DE FRECUENCIAS ESPACIALES

M. C. Lasprilla*, L. M. Zerbino**, N. Bolognini**, M. Garavaglia**

Centro de Investigaciones Ópticas, CIOP, (CONICET, CIC),

Casilla de Correo 124, (1900) La Plata, Argentina.

Se propone un método no holográfico que emplea las propiedades electro-ópticas y de fotoconductividad de un cristal BSO para realizar operaciones de filtrado óptico. La transparencia a ser filtrada se coloca en un procesador 4-f, ubicándose el cristal BSO en el plano de Fourier entre un arreglo de polarizadores. El método se basa en la reducción del valor de la birrefringencia inducida en las pequeñas regiones iluminadas por los órdenes de difracción. De esta forma se implementa un filtro activo que permite controlar el contenido espectral espacial que sintetiza la imagen. Se presentan resultados experimentales.

A non-holographic method that employs the electro-optical and photoconductivity properties of a BSO crystal for optical filtering is proposed. In order to filter out a transparency a 4-f processor with a BSO crystal in its Fourier plane is employed. Also an arrangement of polarizer is utilized. The method is based in the decreasing of the induced birefringence value where the diffraction spots are located. In this way an active filter is produced which controls the spectral distribution of the image. Experimental results are presented.

I. INTRODUCCIÓN

Los cristales fotorrefractivos han sido empleados para implementar operaciones en tiempo real de filtrado espacial de una transparencia. Estas operaciones se basan en métodos holográficos que utilizan amplificación óptica^{1,2} o control de la eficiencia de difracción en términos de la intensidad relativa de los haces^{3,4}.

En esta comunicación se presenta un método no holográfico que emplea las propiedades electro-ópticas y de fotoconductividad de un cristal BSO para realizar dichas operaciones de filtrado óptico.

II. DESARROLLO OPERATIVO

La transparencia O_1 a ser filtrada se coloca en un procesador óptico 4-f, formado por las lentes L_1 y L_2 , como el que se muestra en la Fig. 1. En el plano de la transformada de Fourier se coloca un cristal fotorrefractivo BSO en configuración transversal. Los polarizadores P_0 y P_1 y la lámina $\lambda/4$ permiten visualizar los efectos del filtro en la salida del sistema S. Un haz colimado plano monocromático proviene de un láser de Argón ($\lambda = 514$ nm).

Las direcciones $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ y $\langle 001 \rangle$ del

cristal coinciden con los ejes XYZ respectivamente. El cristal sólo exhibe actividad óptica, pero al aplicar un campo eléctrico externo se induce birrefringencia con sus ejes principales según la dirección de las diagonales del cristal^{5,6}. En el caso más general, la birrefringencia en términos de las componentes de campo aplicado o inducido por la distribución luminosa no uniforme, $E_x(x, z)$ y $E_z(x, z)$, resulta:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 r_{41} \sqrt{4E_x^2 + E_z^2} \quad (1)$$

donde n es el índice de refracción del cristal sin perturbación, r_{41} es el único elemento no nulo del tensor electro-óptico ($n = 2.52$ para $\lambda = 514$ nm y $r_{41} = 5 \times 10^{-12}$ m/V).

En este caso, se aplica una diferencia de potencial V entre las caras del cristal paralelas al plano Y-Z que están separadas una distancia D_x . Considerando que se puede despreciar la componente E_x , la expresión (1) se reduce a :

$$\Delta n = \frac{n^3 r_{41} V}{D_x} \quad (2)$$

donde V es la diferencia de potencial aplicado y D_x la distancia entre los electrodos.

*Becaria del CONICET y apoyo de COLCIENCIAS-UIS de Colombia.

**Investigador del CONICET.

Para interpretar los resultados experimentales se emplea el modelo de transporte de banda⁷ y se considera que las contribuciones por difusión pueden despreciarse, ya que el régimen es no holográfico. En este caso, se obtiene para el campo local en cada punto del cristal:

$$E(x, z) = \frac{V}{N \sigma_o + bI(x, z)} \quad (3)$$

donde V es el voltaje aplicado, N es una constante de normalización que depende de la transparencia objeto, σ_o es la conductividad en la oscuridad, b es la constante de fotoconductividad e $I(x, z)$ es la distribución luminosa que recibe el cristal.

Considérese entonces que la lente L_1 proyecta la transformada de Fourier de la transparencia O_1 (periódica) sobre el cristal fotorrefractivo. En las pequeñas regiones iluminadas intensamente por los diversos órdenes de difracción (frecuencias espaciales) de la transparencia objeto, aumentará en varios órdenes de magnitud la conductividad. Por lo tanto, en esos lugares el campo eléctrico local así como la birrefringencia inducida tenderá a cero según las expresiones (3) y (1). Es decir:

$$E \equiv 0 \quad \Delta n \equiv 0 \quad (4)$$

Sin embargo en las regiones no iluminadas el valor del campo eléctrico coincidirá con el que se indica en la expresión (2). De esta forma, si incide luz linealmente polarizada en el cristal, emergerá como tal de aquellas regiones en que $\Delta n \equiv 0$. Si se

ubica un polarizador lineal tal como P_1 en la Fig. 1 puede anularse la salida correspondiente a las distribuciones de las regiones con $\Delta n \equiv 0$.

Analizando más en detalle la situación experimental es claro que al proyectar la transformada de Fourier de una transparencia periódica, la región que corresponde al orden cero será la más intensamente iluminada y allí se anulará Δn . No necesariamente será el caso de los órdenes que se alejan del central y para ellos la expresión (3) conducirá en general a un valor del campo distinto de cero. Como consecuencia se inducirá birrefringencia y la luz emergerá de dichos puntos, en general, elípticamente polarizada. El formalismo de Jones⁸ permite tratar con detalle este problema y evaluar el estado de polarización emergente del cristal.

Sin entrar en detalles de tal representación es claro que un arreglo formado por una lámina de cuarto de onda y un polarizador permitirá convertir las variaciones de índice de refracción en el cristal en variaciones de amplitud y fase y por lo tanto en cambios de intensidad correspondientes a la salida S .

Como las distribuciones de intensidad que recibe el cristal se corresponden con las frecuencias espaciales del objeto de entrada, se ha implementado un filtro activo en el plano de Fourier que permitirá controlar el contenido espectral espacial que sintetiza la imagen de la transparencia O_1 , en la salida S .

III. RESULTADOS EXPERIMENTALES

Se utilizó un cristal BSO de dimensiones $D_x = D_z = 10$ mm y $D_y = 3$ mm. La diferencia de potencial aplicada fue $V = 10$ KV. En todos los casos se

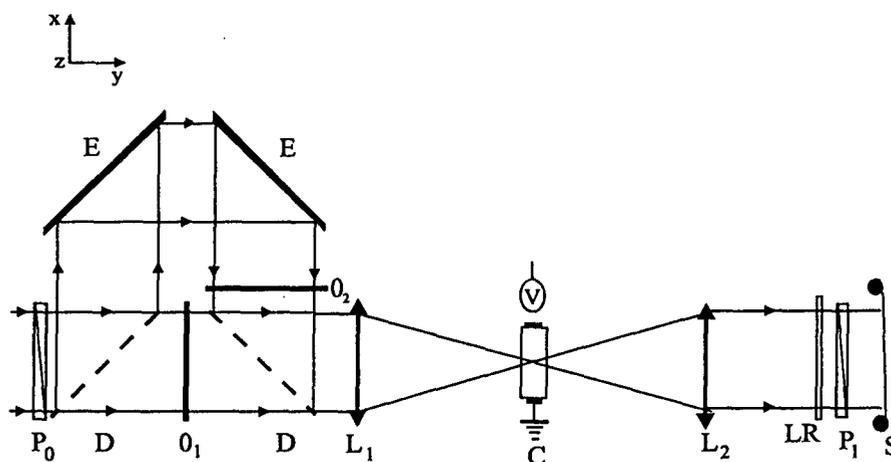


Fig. 1: Arreglo experimental. E: espejo; y P_1 : polarizadores; D: divisor de haz; O_1 y O_2 : transparencias; L_1 y L_2 : lentes; C: cristal fotorrefractivo BSO; V: diferencia de potencial aplicado; LR: lámina retardadora; S: salida del sistema.

empleó una longitud de onda $\lambda = 514$ nm, con una potencia de 10 mW. Como objeto O_1 , un arreglo cuadrangular representado por una transparencia con transmitancia,

$$T(x, z) = \text{rect}\left(\frac{x}{a}\right) \text{rect}\left(\frac{z}{b}\right) \left[\text{rect}\left(\frac{x}{a_x}\right) \text{rect}\left(\frac{z}{a_z}\right) * \sum_{n=0}^{N-1} \delta(x - nx_0) \sum_{m=0}^{M-1} \delta(z - mz_0) \right]$$

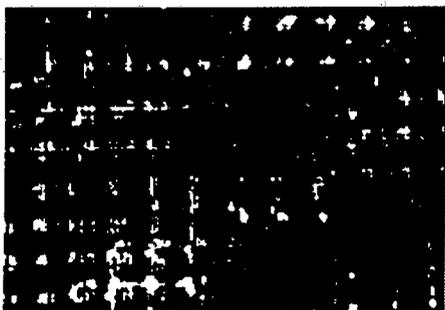
donde $a = b = 20$ mm, $a_x = a_z = 0.5$ mm y, $x_0 = z_0 = 1$ mm.

Sin campo externo aplicado, es decir con $V = 0$, no se induce birrefringencia en el cristal. Los polarizadores P_0 y P_1 están cruzados (teniendo en cuenta la actividad óptica natural del cristal) y por lo tanto la salida es nula.

La Fig. 2 a) muestra lo que ocurre cuando se aplica una diferencia de potencial de 10 KV. En este caso el orden cero y las frecuencias de bajo orden (puntos muy intensos de la transformada) tienden a anular el campo local, según la expresión (3) y por lo tanto son totalmente bloqueados por P_1 . Sin embargo los órdenes superiores, menos intensos, mantienen un valor de campo suficiente como para inducir birrefringencia y transmitir luz elíptica que después de pasar P_1 llega a la imagen de salida. Se obtiene así un filtro pasa-altos.

La Fig. 2 b) muestra la situación de la Fig. 2 a), donde se ha agregado una iluminación uniforme que es incoherente con respecto a la transformada proyectada por la lente L_1 . Este haz no se propaga en la dirección del eje óptico del sistema, de tal forma que su contribución es nula en la distribución de intensidad de la imagen resultante en la salida.

(a)



(b)

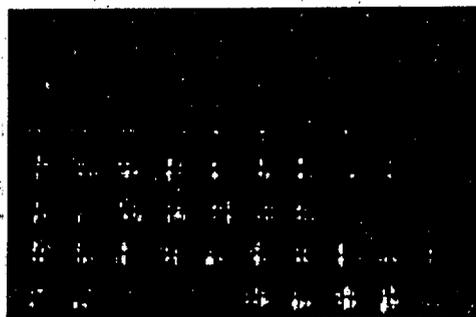


Fig. 2: a) Filtro pasa-altos; b) Efecto de iluminación uniforme.

Su función se limita a modificar la conductividad del cristal. En este caso aumenta la fotoconductividad y la densidad de corriente en todo el cristal, pero manteniendo el valor del campo no nulo, aún en zonas de gran intensidad luminosa. Es decir, la eficiencia del filtro pasa-altos del caso anterior disminuye y la imagen es transmitida casi sin efectos de filtrado.

La Fig. 3 muestra la salida correspondiente a la proyección simultánea de las transformadas de Fourier de la transparencia O_1 y O_2 de la Fig. 1. Siendo O_2 una red de Ronchi de dos líneas / mm y la dirección de sus franjas equiespaciadas forma un ángulo de 20° con respecto al eje x y el arreglo cuadrangular representado por la transparencia O_1 tiene como parámetros: $a_x = a_z = 0.2$ mm y $x_0 = z_0 = 0.5$ mm. En este caso una de las transparencias modifica con distinto peso relativo la distribución espectral de la otra, según la coincidencia o no de sus respectivas frecuencias espaciales. En el caso de la Fig. 3 ha resultado un filtro pasa-altos del arreglo cuadrangular representado por O_1 . Esto es así ya que las frecuencias espaciales que sintetizan a O_2 se ubican muy próximas al orden cero de O_1 . Así, la mayor



Fig. 3: Filtro pasa-altos de O_1 debido a O_2 .

parte de las frecuencias de O_2 (incluyendo su orden cero) se superponen con el orden cero y las bajas frecuencias de O_1 , anulando de esta forma el campo en esta región. Sólo mantienen birrefringencia distinta de cero las altas frecuencias de O_1 .

La Fig. 4 muestra la situación en la cual un haz no coherente con las distribuciones de $|F(O_1)|^2$ y $|F(O_2)|^2$ produce una muy alta conductividad generando una transmisión intensa y uniforme en todas las frecuencias espaciales y se reconstruyen las transparencias.

Respecto a los consultados experimentales

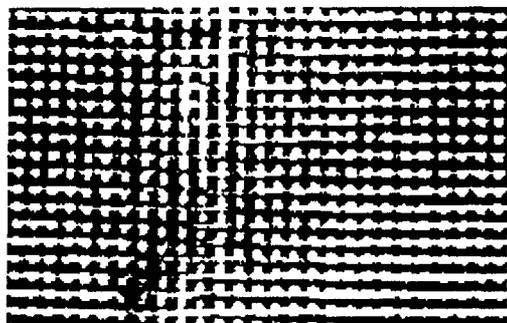


Fig. 4: Reconstrucción uniforme de O_1 y O_2 .

mostrados no presentan una calidad similar, debido a que no se contó con elementos (espejos, cristales, polarizadores, etc.) de respuesta uniforme para toda la sección de las imágenes reconstruidas.

IV. CONCLUSIONES

El método permite implementar un filtro pasa bandas controlable en el rango de frecuencias espaciales que son o no bloqueados por un arreglo de lámina retardadora y polarizador. Debido a que las transparencias que contienen frecuencias espaciales con diferentes amplitudes inhiben parcial o totalmente la birrefringencia local inducida, en el cristal se obtiene un filtro activo cuyo efecto se pone en evidencia con un arreglo de polarizadores.

Una iluminación uniforme o puntual del plano

de Fourier por un haz no-coherente introduce otro parámetro de control del filtro implementado.

Asimismo el control de la diferencia de potencial aplicada puede utilizarse como otro elemento de sintonía. El método permite realizar la operación del contenido espectral diferencia entre O_1 y O_2 , sintetizando a la salida una imagen que contiene sólo componentes espectrales no comunes entre las transparencias de entrada, como se muestra en la Fig. 3. Así, la comparación entre dos imágenes, operación de importancia en control de calidad y reconocimiento de señales analógicas, puede llevarse a cabo.

El proceso de registro y lectura se realiza simultáneamente y por lo tanto, se requiere luz linealmente polarizada en la entrada del sistema para permitir que la luz que emerge del cristal codifique en su estado de polarización, la distribución de intensidad luminosa correspondiente a las frecuencias espaciales de la transparencia que se distribuye en el cristal.

Debe destacarse que el método es no holográfico y esto facilita la alineación en el sistema óptico.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue financiado mediante el PID 3-147200 /8 del CONICET y el Subsidio a la Investigación A-12576 /1 de la Fundación Antorchas.

REFERENCIAS

1. J. Joseph, K. Singh, P. K. G. Pillai, *Opt. Commun.* **85**, 389 (1991).
2. J. A. Khoury, G. Hussain, E. W. Eason, *Opt. Commun.* **70**, 272 (1989).
3. J. P. Huignard, J. P. Herriau, *Appl. Opt.* **17**: 2671, (1978).
4. J. Feinberg, *Opt. Lett.* **5**, 330 (1980).
5. A. Marrakchi, J. P. Huignard, J. Pherrian, *Opt. Commun.*, **39**, 15 (1980).
6. A. G. Apostolidis *et al.* *Opt. Commun.*, **56**, 141 (1985).
7. N. V. Kukhtarev, *et al.*, *Ferroelectrics* **22**, 961 (1979).
8. A. Gerrard, J. M. Burch: *Introduction to Matrix Methods in Optics*, John Wiley & Sons, London (1975).