

OPTIMIZACIÓN DE LA RECONSTRUCCIÓN DE IMÁGENES BINARIAS REGISTRADAS EN UN CRISTAL BSO

M. TEBALDI* , M.C. LASPRILLA** y N. BOLOGNINI***

Centro de Investigaciones Ópticas, CIOp, (CONICET, CIC)
C.C. 124, 1900 La Plata, Argentina
e-mail: postmaster@ciop.edu.ar

Resumen

Si una distribución de intensidad binaria ilumina a un cristal BSO, al aplicar un campo externo la información queda registrada en variaciones locales de birrefringencia. En la etapa de lectura esta modulación de birrefringencia inducida combinada con la actividad óptica producen un cambio local en la elipticidad del haz. El frente de onda que emerge del cristal presentará zonas alternadas con estados de polarización lineal y elíptico. La transmisión de un analizador lineal, en consecuencia, presentará dos niveles de intensidad que reconstruyen la forma de la distribución de entrada. El contraste de dicha distribución puede ser gobernada según la orientación del analizador.

Se estudian las situaciones que permiten controlar además de la elipticidad del haz que lee la imagen registrada, el desfase entre la distribución de intensidad de los estados de polarización lineal y elíptico, en términos del espesor del cristal y el voltaje aplicado. Los resultados muestran que existe para un cristal de un espesor dado, un campo aplicado óptimo de trabajo lo que permite obtener imágenes de contraste directo e invertido comparables. Así mismo, el espesor podría ser utilizado como parámetro de control.

Abstract

When a binary transparency illuminates a biased BSO crystal, the input is codified as local variations of birefringence producing two birefringent states. In the read-out step, a polarized plane wave will generate two different polarization states when the light exits the crystal. A analyzer is located immediately behind the crystal. Then, the contrast of the intensity distribution transmitted through the system can be controlled by properly setting the analyzer.

It is demonstrated that to achieve high visibility values for both the direct and reversed images it is necessary to achieve a similar ellipticity for both polarization states associated with the birefringent states. This is accomplished by adjusting the applied voltage to an optimum working value which strongly depends on the crystal thickness.

DESCRIPCIÓN DEL MÉTODO Y RESULTADOS EXPERIMENTALES

La codificación en términos de la birrefringencia inducida de distribuciones binarias en un cristal fotorrefractivo tipo silenita es un problema de interés en diversas aplicaciones. En este trabajo se analiza el control del contraste de lectura para dichas distribuciones.

El esquema experimental se muestra en la Figura 1. Las direcciones $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ y $\langle 110 \rangle$ del cristal coinciden con los ejes XYZ, de dimensiones L_x , L_y y L_z respectivamente. Una diferencia de potencial V se aplica entre las caras (110) del cristal.

Como entrada binaria se utilizó una red de Ronchi de periodo d , iluminada con luz incoherente de $\lambda = 530\text{nm}$ ($\Delta\lambda = \pm 3\text{nm}$), dado que en esta región del espectro el cristal presenta una fuerte fotoconductividad. La distribución luminosa de la imagen proyectada en el cristal es:

$$I_1(x) = I_0 \left(\frac{1}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi m / 2)}{\pi m / 2} \cos(2\pi m \frac{x}{d}) \right) \text{rect} \left(\frac{x}{L_x} \right) \quad (1)$$

donde I_0 es la intensidad del haz de registro.

Las zonas iluminadas en el cristal generan fotocargas que se desplazan hacia las regiones no iluminadas debido al campo externo aplicado, $E_a = V/L_x$. Se origina así un campo de carga espacial que compensa parcialmente al campo externo. A partir de las ecuaciones de Kukhtarev^(1,2), en una aproximación unidimensional y despreciando la contribución por difusión, el campo interno total $E(x)$ resultante es:

$$E(x) = \frac{V[1 + GI_1(x)]^{-1}}{\int_{-L_x/2}^{L_x/2} \frac{dx}{1 + GI_1(x)}} = \begin{cases} E_1 \approx \frac{2V}{L_x} = 2E_a \text{ si } I_1(x) = 0 \\ E_2 \approx 0 \text{ si } I_1(x) = I_0 \end{cases} \quad (2)$$

donde, la constante G depende de parámetros del cristal así como de las condiciones experimentales de registro. En este caso $GI_0 \gg 1$.

* Becaria del CONICET.

** Becaria del CONICET. Ayuda Financiera de COLCIENCIAS de Colombia.

Dirección Permanente: Universidad Industrial de Santander, Colombia.

*** Investigador del CONICET y Profesor Fac. Ciencias Exactas, UNLP.

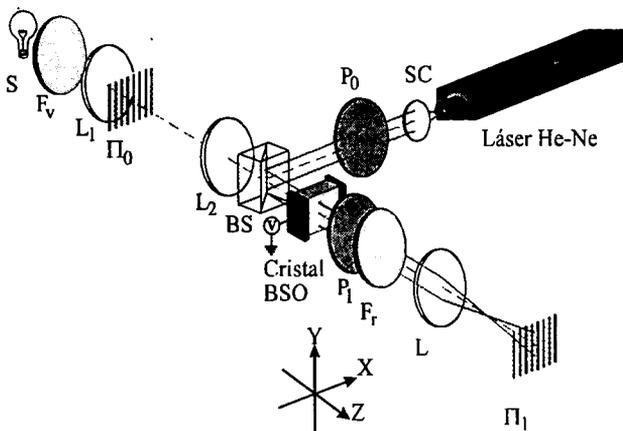


Figura 1: Esquema experimental. S: Fuente incoherente; F_v: Filtro verde; Π₀: Plano objeto; L₁, L₂ y L: Lentes; P₀ y P₁: Polarizadores; V: Voltaje aplicado; BS: Divisor de haz; SC: Sistema colimador; F_r: Filtro rojo y Π₁: Plano de salida.

El cristal BSO exhibe efecto lineal electro-óptico y se induce en él birrefringencia local $\delta n(x)^{(3,4)}$ debido al campo interno resultante.

Para la configuración empleada dicha birrefringencia es:

$$\delta n(x) = \begin{cases} \delta n_1(x) = n_0^3 r_{41} E(x) & \text{si } I_i(x) = 0 \\ \delta n_2(x) = 0 & \text{si } I_i(x) = I_0 \end{cases} \quad (3)$$

donde r_{41} es el coeficiente electro-óptico y n_0 el índice de refracción. Teniendo en cuenta las expresiones (1) a (3) puede concluirse que la distribución luminosa de entrada ha sido codificada en términos de birrefringencia inducida.

En el proceso de reconstrucción ó lectura se emplea luz linealmente polarizada según el eje Y proveniente de un láser de He-Ne, $\lambda = 633\text{nm}$.

Para evaluar la elipticidad de la luz emergente debe combinarse la actividad óptica que presenta el cristal (poder rotatorio: $\rho(\lambda)$) con la birrefringencia inducida.

Siguiendo el formalismo de Jones⁽⁵⁾, la intensidad transmitida a través del analizador P₂ resulta:

$$I_c(x, \beta) = \begin{cases} I_a(\beta) = \frac{1}{2} \cdot [1 - \cos(2\Delta_1) \cos(2\beta) - \sin(2\Delta_1) \times \\ \sin(2\beta) \cos(\psi_1)] & \text{si } I_i(x) = 0 \\ I_c(\beta) = \frac{1}{2} \cdot [1 - \cos(2\Delta_2) \cos(2\beta) - \\ \sin(2\Delta_2) \sin(2\beta)] & \text{si } I_i(x) = I_0 \end{cases} \quad (4)$$

donde β es el ángulo entre la dirección de transmisión del analizador y el eje X, y:

$$\Delta_1 = L_z \sqrt{\rho^2 + \left(\frac{\pi \delta n_1}{2\lambda}\right)^2}; \quad \psi_1 = \arctg\left(\frac{\pi \delta n_1}{\lambda \rho}\right); \quad \Delta_2 = L_z \rho$$

La expresión (4) representa la reconstrucción de la transparencia de entrada y puede inferirse que el contraste depende del ángulo β . $I_{c1}(\beta)$ e $I_{c2}(\beta)$ representan las componentes de luz elíptica y lineal respectivamente, que se transmiten a través de P₂.

Si el plano del analizador P₂ forma un ángulo $\beta_1 = \rho L_z$ respecto del eje X, se bloquea totalmente la luz

linealmente polarizada y sólo pasa la componente lineal de la luz elíptica para cualquier voltaje V aplicado y un espesor L_z dado. De esta forma, a la salida se obtiene una distribución luminosa $I_c(x, \beta_1)$ que muestra una red de contraste invertido respecto a la registrada en el cristal.

Es posible obtener la reconstrucción de la imagen registrada de contraste directo rotando el polarizador P₂ un ángulo β de tal forma que pase la mínima componente de luz elíptica ($I_{c1}(\beta)$ sea mínimo). De esta condición resulta:

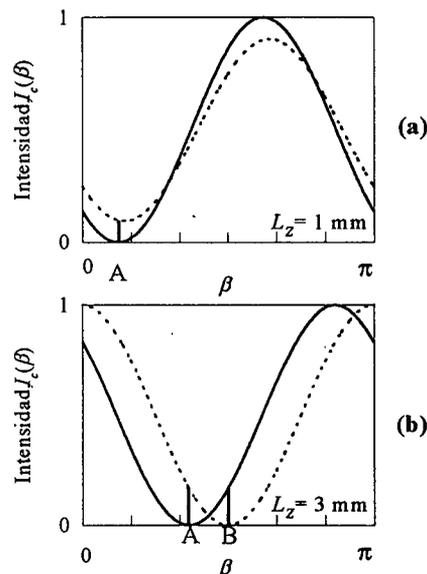
$$\beta = \beta_2 = \frac{1}{2} \arctg\left[\text{tg}(2\Delta_1) \cos(\psi_1)\right] \quad (5)$$

Sin embargo, la posibilidad de lograr un contraste directo dependerá del ajuste de los parámetros V y L_z . La combinación adecuada de estos parámetros permite variar la elipticidad (definida aquí como la razón del eje menor sobre el eje mayor de la elipse), lográndose el contraste directo óptimo de visibilidad máxima cuando la elipticidad es nula (luz linealmente polarizada).

Estas consideraciones pueden apreciarse en la Figura 2 donde se muestran $I_{c1}(\beta)$ e $I_{c2}(\beta)$ para un voltaje aplicado de 7kV y cristales de diferentes espesores L_z . En los tres casos el punto A representa la situación de contraste invertido para el cual la visibilidad es máxima. El punto B representa la situación de contraste directo. Obsérvese que en el caso (a) no existe contraste directo de visibilidad apreciable, mientras en los casos (b) y (c) la visibilidad en B es máxima.

En la Figura 3 se presentan las curvas de la elipticidad: (a) $E(V)$ para diferentes espesores y (b) $E(L_z)$ para varios valores de voltaje. Estos resultados corroboran las observaciones de la Figura 2 al considerar el punto C ($V = 7\text{kV}$). Obsérvese que para $L_z = 6\text{mm}$ existe otro voltaje (punto D) para el cual la visibilidad es máxima.

Las fotografías de la Figura 4 confirman estas consideraciones teóricas. Se obtuvieron utilizando un cristal BSO de $L_x = L_y = 10\text{mm}$ y espesor $L_z = 3\text{mm}$, para (a) $V = 5\text{kV}$; (b) $V = 7\text{kV}$ y (c) $V = 9\text{kV}$.



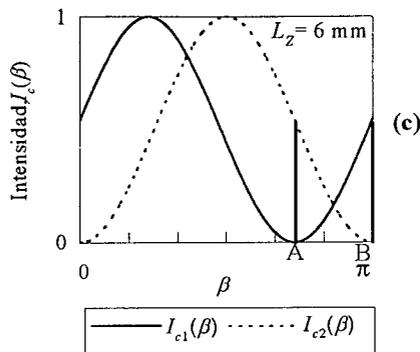


Figura 2: Intensidad (I_c) transmitida por el polarizador en función de la orientación (β) del plano del polarizador para un voltaje aplicado de 7kV y cristales de: (a) 1mm; (b) 3mm y (c) 6mm de espesor. En los tres casos los punto A y B corresponden a valores de β para los cuales la visibilidad es máxima para situaciones de contraste invertido y directo, respectivamente.

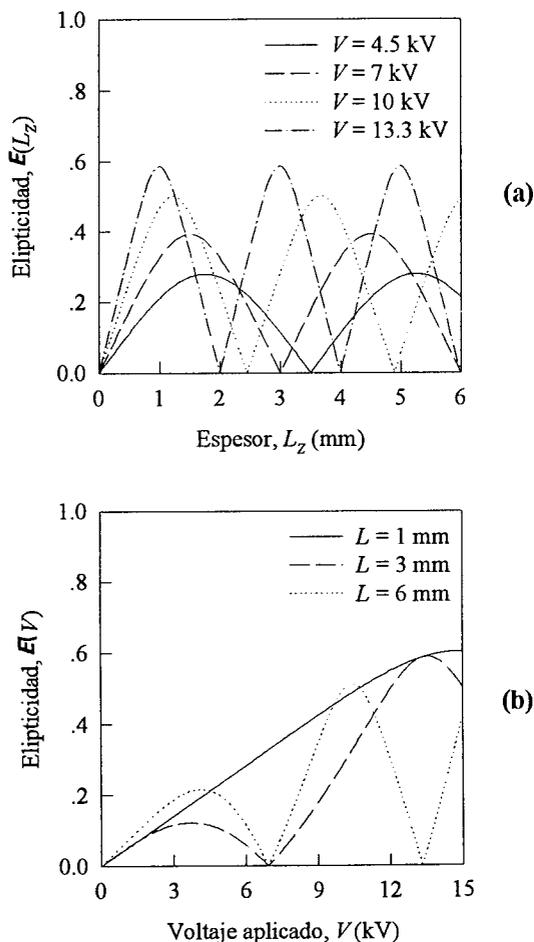


Figura 3: Curvas de elipticidad en función de: (a) Voltaje aplicado para cristales de diferentes espesores; (b) Espesor de un cristal, para varios voltajes. En las curvas (a) los puntos C y D corresponden a valores de voltaje para los cuales la luz emerge linealmente polarizada.

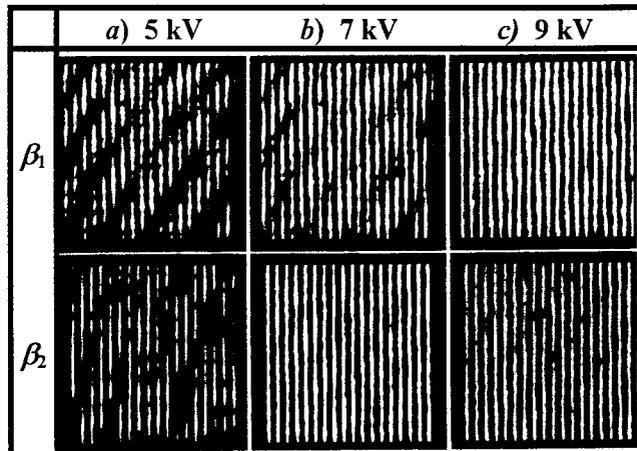


Figura 4: Fotografías de las imágenes de contraste invertido y directo de la red registrada en un cristal BSO de 3mm de espesor: (a) 5kV; (b) 7kV y (c) 9kV.

CONCLUSIONES

Se puede concluir que para imágenes binarias registradas como variaciones de birrefringencia inducida en un cristal fotorrefractivo, el contraste de la distribución luminosa de lectura puede ser gobernada según la orientación del analizador. Se estudiaron las situaciones que permiten controlar el desfase entre los estados de polarización lineal y elíptico, en términos del espesor del cristal y el voltaje aplicado. Los resultados muestran que para un cristal de un cierto espesor, existe un campo aplicado óptimo de trabajo que permite obtener imágenes de contraste directo e invertido comparables. Así mismo, el espesor puede ser utilizado como parámetro de control. Una aplicación directa se obtiene al implementar un interferómetro de Talbot⁽⁶⁾. También puede ser aplicado en metrología moiré⁽⁷⁾, controlando mediante la rotación del analizador⁽⁶⁾ las franjas producidas entre la autoimagen de la red reconstruida y una segunda red de referencia de período similar ubicada a $Z_T/2$ (Z_T : distancia de Talbot).

Agradecimientos: M. C. Lasprilla agradece el apoyo financiero de COLCIENCIAS (Colombia). Este trabajo fue financiado mediante el PID N° 3974 /92 del CONICET.

Referencias

- 1- P. Günter and J. P. Huignard, Chap. 2 en "Photorefractive Material and their Applications I", P. Günter, J. P. Huignard Eds. 7-73, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1989).
- 2- L. Liu, X. Liu, J. Appl. Phys. **72**, 337-343,(1992).
- 3- P. Yeh, "Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics", 7-94, John Wiley & Sons, New York, (1991).
- 4- J. Pomarico, R. Torroba, N. Bolognini, Optik **99**, 89-91 (1995).
- 5- Gerrad and J. M. Burch, Chap. 4 en "Introduction to Matrix Methods in Optics", 179-239, Jhon Wiley & Sons, London, (1975).
- 6- A. Agra Amorim, M. C. Lasprilla A., M. Tebaldi and N. Bolognini, Journal of Optics, India, **24**, 133-142, (1995).
- 7- Kafri and I. Glatt, "The physics of moiré metrology", 111-136, John Wiley & Sons, New York (1990).