

Interferómetro Talbot basado en una red birrefringente

Myrian Tebaldi, Jorge Enrique Rueda P.¹, Néstor Bolognini

*Centro de Investigaciones Ópticas, CIOp (CONICET, CIC) y OPTIMO
(Dpto. de Fisicomatemática, Facultad de Ingeniería, UNLP), apartado
postal 124, (1900), Plata de La, Argentina.*

Resumen

Una imagen de una red de amplitud 1-D es almacenada en un cristal fotorrefractivo como una modulación de birrefringencia. El fenómeno de autoimágenes es implementado empleando esta red fotorrefractiva. La naturaleza de la red almacenada permite la implementación de un interferómetro Talbot sensible a la polarización. Asimismo, se estudian las franjas de moiré generadas a partir de una autoimagen formada a partir de la red fotorrefractiva y una red de amplitud. Si un material birrefringente se localiza entre el cristal y la red de amplitud, el corrimiento en el patrón de franjas moiré permite determinar cuantitativa la birrefringencia del material.

Abstract

A 1-D coarse grating imaged onto a photorefractive BSO crystal is stored as modulation of birefringence. On this basis, the self-imaging phenomenon is implemented by utilizing this photorefractive grating. We study the diffraction patterns generated by the stored grating, in particular, without placing an analyzer at the output of the crystal. Besides, we investigate the features of the moiré pattern originated by a self-image generated by a photorefractive grating and an amplitude grating. The nature of the stored grating allows to implement a polarization sensitive Talbot interferometer. It is shown that if a birefringent material is located between the crystal and the amplitude grating the shifting in the moiré fringes can be used for quantitative determination of the material birefringence.

¹ Estudiante de Doctorado, Grupo de Óptica y Tratamiento de Señales, Escuela de Física-U.I.S., A.A.678.
e-mail: jeruedap@uis.edu.co.

Introducción

Es bien conocido que si una red se ilumina coherentemente, a distancias finitas de ella, se forman réplicas exactas de la red ^[1]. Talbot fue el primero en observar la periodicidad longitudinal del campo electromagnético difractado por una red. Rayleigh demostró la periodicidad longitudinal del campo difractado por una red de Ronchi. A las distancias $z = \frac{2 p d^2}{\lambda}$ de la red los patrones de difracción de Fresnel reproducen la entrada (donde d es el periodo espacial de la red y $p = 1, 2, 3, \dots$). Además, el conjunto de patrones de difracción localizados entre la red y la primera autoimagen se repiten entre algún par de autoimágenes adyacentes ^[2,3].

El fenómeno de autoimagen ha sido estudiado con gran detalle. Un campo importante de esta investigación concierne a la generación de autoimágenes a partir de redes de fase ^[4].

Por otro lado, el cristal fotorefractivo $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) exhiben buena sensibilidad de registro y pueden ser reutilizados. El objetivo de este trabajo es demostrar que una red de amplitud binaria codificada como una modulación de birrefringencia en un cristal fotorefractivo introduce un nuevo acercamiento en la generación de autoimágenes en el proceso de lectura sin usar un analizador en la salida.

El efecto Talbot ha sido aplicado en interferometría. Lohmann y Silva ^[7] e independientemente Yokozeki y Suzuki ^[8] propusieron la aplicación del efecto Talbot a la detección de estructuras de fase.

En este trabajo proponemos el empleo de la red registrada en el cristal BSO para implementar un interferómetro Talbot sensible a la polarización.

Red birrefringente

Las experiencias que se describirán en este trabajo, tienen como base el registro de una red de Ronchi de periodo d en un cristal fotorefractivo. La distribución de intensidad incidente en el cristal viene dada por:

$$I_t(x) = I_0 \cdot t(x) = I_0 \left(\frac{1}{2} + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi s / 2)}{\pi s / 2} \cdot \cos\left(2\pi s \frac{x}{d}\right) \right) \quad (1)$$

donde $t(x)$ es la transmitancia en amplitud de la red e I_0 es el valor máximo de intensidad. En la Eq. (1) se omitió el factor función rectángulo que representa las dimensiones finitas del cristal. La fuente de luz blanca S ilumina la red binaria G_0 a través del filtro interferencial

F_V y la lente L_1 . El cristal de BSO tiene una fotoconductividad importante en el ancho de banda espectral 400 nm a 550 nm, en consecuencia, el filtro F_V se centró en 530 nm. La lente L_2 forma la imagen de la red binaria en el cristal de BSO con un aumento 1:1. El cristal se usa en la configuración transversal.

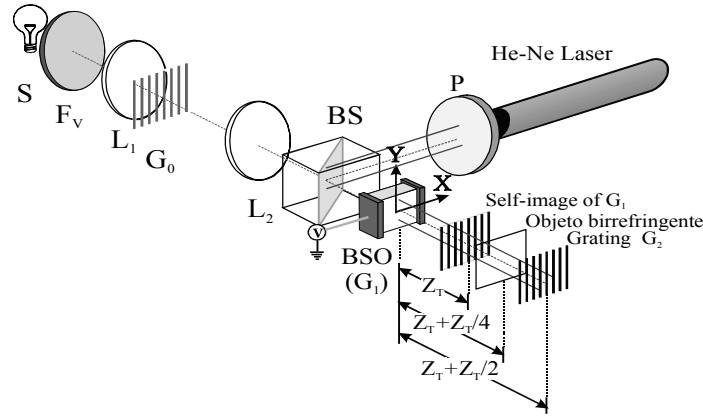


Figura 1. Arreglo experimental

La distribución de intensidad recibida por el cristal da lugar a la generación de cargas, cuya movilidad de las zonas de mayor a menor intensidad se favorece mediante la acción del campo eléctrico aplicado E_a . La distribución luminosa que recibe el cristal contiene frecuencias espaciales que no son elevadas por lo cual es válido considerar que los electrones en la banda de conducción se desplazan sólo por el mecanismo de arrastre. Así, en la expresión del campo total interno puede despreciarse la contribución por difusión. Entonces, el campo total interno resulta:

$$E(x) = \begin{cases} E_1 \approx \frac{2V}{L_x} & \text{si } I_i(x) = 0 \\ E_2 \approx 0 & \text{si } I_i(x) = I_0 \end{cases} \quad (2)$$

Esta expresión indica claramente que el campo eléctrico $E(x)$ tiene el mismo perfil que la red de Ronchi. Note que el valor del campo en las regiones brillantes es despreciable en comparación con los valores en las regiones oscuras.

Teniendo en cuenta la Eq. (2) la birrefringencia inducida resulta:

$$\delta n(x) = \begin{cases} \delta n_1 \approx r_{41} n_0^3 \frac{2V}{L_X} & \text{si } t(x) = 0 \\ \delta n_2 \approx 0 & \text{si } t(x) = 1 \end{cases} \quad (3)$$

donde r_{41} es el coeficiente electro-óptico y n_0 es el índice de refracción no perturbado. Por consiguiente, la red birrefringente inducida de período d generada en el cristal, codifica la imagen de la entrada. Este resultado muestra que la birrefringente inducida es modulada según la iluminación local y el voltaje aplicado. Entonces, la modulación de fase introducida por el cristal se puede expresar como:

$$\Delta\Phi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} L_Z \delta n(x) \quad (4)$$

Interferómetro Talbot

Cuando una red de Ronchi de período d se registra como una modulación de birrefringencia, esta se puede replicar mediante su lectura con luz coherente (efecto Talbot). No obstante, debe señalarse que la red birrefringente tiene rasgos únicos que la distinguen de las redes de fase convencionales. Como puede inferirse de las Ref. [5,6] cuando esta red birrefringente se lee mediante una onda plana polarizada linealmente, ésta produce dos estados de polarización diferentes sobre la radiación de lectura. Es decir, que la elipticidad de la luz que emerge del cristal depende de la birrefringencia local. El comportamiento por propagación de las autoimágenes generadas por la red fotorrefractiva sin colocar un analizador a la salida del cristal coincide con el obtenido en el experimento de Talbot convencional utilizando una red de fase pura.

Las autoimágenes generadas a partir de la red fotorrefractiva son sensibles a los cambios de birrefringencia. Si un objeto birrefringente se coloca en $z = \frac{z_T}{4}$, entonces las franjas de la autoimagen ($z = z_T$) se desplazan lateralmente. El corrimiento de fase φ debido al objeto birrefringente esta dado por:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\mu_e - \mu_o) \cdot \varepsilon \quad (5)$$

donde μ_e y μ_o son los índices de refracción extraordinarios y ordinarios del objeto y ε es el espesor del medio. Entonces, el corrimiento de las franjas de la autoimagen están dadas por:

$$S_x = \frac{\varphi}{2\pi} d \quad (6)$$

siendo d el período de la red.

Este comportamiento es confirmado en la Fig. 2. La Fig. 2 muestra el corrimiento de las franjas de la autoimagen debido a la presencia de una lámina retardadora.

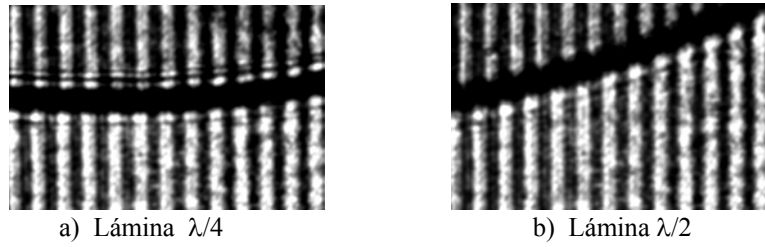


Figura 2. Corrimiento de franjas de la autoimagen.

El efecto Talbot también se utiliza para analizar objetos de fase a través de los cambios producidos sobre el patrón moiré cuando un objeto de fase se posiciona entre una red de referencia y su autoimagen.

Entonces para verificar lo antes expuesto, se colocó una lámina birrefringente entre una autoimagen de la red fotorrefractiva G_1 y una red de amplitud G_2 . La lámina retardadora posicionada a una distancia $z = \frac{z_T}{4}$ de la autoimagen introduce un desplazamiento lateral en la autoimagen que modifica el patrón moiré.

El desplazamiento de las franjas moiré están dados por:

$$\Delta M = \frac{\varphi}{2\pi} M = \frac{\varphi \cdot d}{4\pi \cdot \sin\left(\frac{\beta}{2}\right)} \quad (7)$$

donde M es período del patrón moiré y β es ángulo que forman las red objeto y referencia. En la Fig.3 se observa el desplazamiento lateral de las franjas de moiré debido a la presencia de la lámina retardadora.

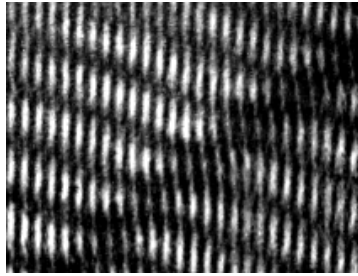


Figura 3. Detección de una placa birrefringente $\lambda/2$ como un corrimiento de las franjas moiré.

Conclusiones

Se analizó la formación de autoimágenes a partir de una red birrefringente registrada en un cristal fotorrefractivo. En el arreglo sin analizador, el comportamiento por propagación de las autoimágenes coincide al obtenido en el experimento de Talbot convencional utilizando una red de fase pura.

Las autoimágenes generadas a partir de la red fotorrefractiva son sensibles a los cambios de birrefringencia y por lo tanto se muestra que pueden ser utilizadas para implementar un interferómetro Talbot sensible a la polarización. Asimismo, se muestra que es posible generar un patrón de moiré a partir de la autoimagen generada a partir de una red fotorrefractiva y una red de amplitud de periodos idénticos. Esto también puede ser utilizado para la detección de estructuras birrefringentes.

Agradecimientos: Esta investigación se realizó bajo el auspicio del CONICET, Facultad de Ingeniería de la Universidad Nacional de La Plata (Argentina). J.E. Rueda agradece el apoyo financiero de COLCIENCIAS (Colombia).

Referencias

1. K. Patorski, en: E. Wolf (Ed.), Progress in Optics XXVII, Elsevier B. V., Amsterdam, 1989.
2. J. T. Wintrop, C., R. Worthington, J., Opt. Soc. Am. 55 (1965) 373.
3. G.L. Rogers, Brit. J. Appl. Phys. 14 (1963) 657.
4. Tu Jinhong, Jour. of Modern Optics 35 (1988) 1399.
5. M. Tebaldi, M., C. Lasprilla, N., Bolognini, Optik 110 (1999) 127.

6. M. C. Lasprilla, M., Tebaldi, N., Bolognini, Opt. Eng. 36 (1997) 2216.
7. A. W. Lohmann, D.E. Silva, Opt. Commun. 2 (1971) 413.
8. S. Yokozeki, T. Suzuki, Appl. Opt. 10 (1971) 1575.