

---

# Hologramas Móviles Fringe-Locked Y Consideraciones De Intercambio Energético Para La Medida De Parámetros Fotorrefractivos

Héctor Lorduy G.<sup>a</sup>, Ángel Salazar<sup>a</sup>, Renata Montenegro<sup>b</sup>, Jaime Frejlich<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Grupo de Óptica y Espectroscopía (GOE), Centro de Ciencia Básica, Universidad Pontificia Bolivariana, A. A. 56006, Cq 1 70-01, Laureles, Medellín, Colombia.

<sup>b</sup>Laboratório de Óptica, IFGW-UNICAMP, 13083-970, Campinas-SP, Brazil.

---

## RESUMEN

En este trabajo reportamos la medida de la longitud de difusión, la longitud de apantallamiento de Debye y la eficiencia cuántica de un cristal fotorrefractivo  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  fuertemente absorbente. Se usa la técnica experimental de hologramas móviles fringe-locked y consideraciones de intercambio energético para determinar los cuatro parámetros simultáneamente. En la técnica de hologramas móviles fringe-locked, un mecanismo de retroalimentación impone un valor determinado para la diferencia de fase entre el haz transmitido y el haz difractado a la salida del cristal diferente del valor que se obtendría sin el sistema de retroalimentación. Esta diferencia de fase impuesta obliga a que el holograma formado se mueva con determinada rapidez. La medida de la intensidad a lo largo de una de las direcciones de los haces a la salida del cristal permite calcular la eficiencia de difracción experimental como función del campo aplicado a la muestra y la rapidez de las franjas de interferencia. El ajuste de las curvas teóricas y experimentales posibilita la estimación de los parámetros físicos del cristal. El modelo considera los efectos de absorción de volumen y los efectos de auto-difracción. Adicionalmente, se estima el coeficiente de campo efectivo aplicado a la muestra.

**Palabras Clave:** Mezcla de Ondas, Modulación de Fase, Fotorrefractivo, Hologramas Móviles Fringe-Locked.

## ABSTRACT

In this work, the measurement of the diffusion length, the Debye screening length and the quantum efficiency of a strongly absorbent photorefractive crystal  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  is reported. The experimental technique of fringe-locked running holograms and energy exchange considerations are used to determine the four parameters simultaneously. In the fringe-locked running holograms technique, a feedback mechanism imposes a specific value for the difference of phase between the transmitted and diffracted beams at the output of the crystal, which is different from the value that would be obtained without the feedback system. This constrained difference of phase forces the hologram to move with a certain speed. The measurement of the intensity throughout one of the directions of the beams when coming out of the crystal, allows calculating the experimental diffraction efficiency as a function of the electric field applied to the sample and the speed of the interference fringes. The fitting of the theoretical and experimental curves makes possible the estimation of the physical parameters of the crystal. The model considers self-diffraction effects and bulk absorption. Additionally, the effective field coefficient for the electric field applied to the sample is estimated.

**Keywords:** Waves Mixing, Phase Modulation, Photorefractive, Fringe-Locked Running Holograms.

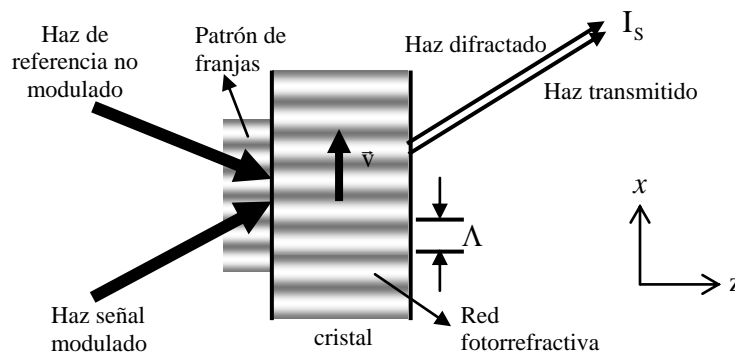
---

## 1. INTRODUCCIÓN

El estudio de materiales que pueden almacenar información óptica para luego ser procesada está en continua investigación. Los materiales fotorrefractivos son hoy en día una nueva alternativa para almacenar y procesar información óptica en tiempo real. En general los cristales fotorrefractivos son materiales electro ópticos y fotoconductores, tienen la propiedad de que el índice de refracción cambia localmente cuando son iluminados por una distribución espacial de luz no uniforme. La no uniformidad de la luz que incide en la muestra es producida por la interferencia de dos haces, uno conocido como haz señal y el otro como haz de referencia, la interferencia de estos dos haces generan en el interior de la muestra una redistribución de las cargas produciendo un campo eléctrico local que induce una variación del índice de refracción por efecto electro-óptico lineal, conocida como red fotorrefractiva. Los materiales fotorrefractivos son adecuados para estudiar procesos de intercambio de energía ó mezclado de ondas. Cuando uno de los haces que interactúan en el cristal es modulado en su fase, la red holográfica ó red de índice formada en el interior del cristal se mueve con cierta rapidez, y en este caso se tienen hologramas móviles. Los hologramas móviles

fueron inicialmente estudiados por Huignard et al<sup>1,2</sup>, quienes demostraron que el comportamiento resonante de la ganancia en la amplitud en un esquema experimental de mezcla de dos ondas en un cristal fotorrefractivo  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  depende de la rapidez de las franjas y mostraron también su importancia para la amplificación de haces coherentes y consecuentemente su aplicación a medidas de vibración. Stepanov et al<sup>3</sup> establecieron una base teórica explicando los fundamentos de los hologramas móviles y posteriormente se propone el formulismo de ondas de carga espacial<sup>4-7</sup>. Las técnicas experimentales usando hologramas móviles han permitido hacer caracterización de materiales fotorrefractivos, entre las que podemos mencionar la técnica de hologramas móviles fringe-locked<sup>8-22</sup>. Los hologramas móviles fringe-locked se producen cuando al aplicar un campo eléctrico a una muestra, un ciclo opto-electrónico de retroalimentación obliga a la diferencia de fase entre el haz transmitido y el haz difractado a la salida de la muestra, a mantener un valor constante que es diferente al valor en el equilibrio. En este trabajo, empleando la técnica experimental de hologramas móviles fringe-locked, y considerando el intercambio de energía entre los haces que interactúan en el interior del cristal se determinan tres parámetros de un cristal fotorrefractivo  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , la longitud de difusión, la longitud de apantallamiento de Debye y la eficiencia cuántica. Adicionalmente se determina el coeficiente de campo efectivo.

## 2. MODULACIÓN DE FASE



**Figura 1.** Mezcla de dos ondas, modulando uno de los haces de interferencia

En la Fig. 1 se muestra un esquema del mezclado de dos ondas con modulación de fase. La modulación de fase es producida cuando se modula la fase de uno de los haces que interfieren, mediante un término de fase de amplitud  $\psi_d$  y frecuencia angular  $\Omega$ . En este caso el patrón de interferencia está dado por

$$I(x,t) = I_0 + I_0 |m| \cos(Kx + \phi + \psi_d \sin \Omega t), \quad (1)$$

donde  $I_0 = I_{S0} + I_{R0}$ , es la intensidad total,  $I_{S0}$  e  $I_{R0}$  son las intensidades del haz señal y el haz de referencia respectivamente,  $K = 2\pi/\Lambda$  es la magnitud del vector de la red de índice,  $\Lambda$  su período espacial,  $|m|$  es la magnitud de la modulación y  $\phi$  es la diferencia de fase entre el patrón de franjas y la red fotorrefractiva. Debido a la modulación de la fase del haz señal el patrón de franjas se mueve con una rapidez  $v$ .

Si  $\Omega \tau_{sc} \ll 1$ , donde  $\tau_{sc}$  es el tiempo que tarda la red fotorrefractiva para formarse, el holograma móvil es más rápido que el movimiento del patrón de franjas, por lo tanto, en el material el holograma alcanza a grabarse, registrarse y borrarse continuamente, la red fotorrefractiva y el patrón de franjas de interferencia se mueven al mismo tiempo y, la red registrada es la misma como si se registrara a partir de un patrón de luz estacionario. Cuando  $\Omega \tau_{sc} \gg 1$ , el registro es

mucho más lento y el holograma móvil no puede seguir el movimiento del patrón de franjas de interferencia. Como resultado se obtiene en el material un holograma formado por el patrón de franjas de interferencia promediado temporalmente.

## 2.1. Intensidad a la salida del cristal

A la salida del cristal, la intensidad total  $I_S$  en la dirección del haz señal como se muestra en la Fig. 1, es la superposición de un haz transmitido con modulación y un haz difractado sin modulación. Asumiendo la condición  $\Omega\tau_{sc} \gg 1$ , es posible mostrar que la intensidad a la salida del cristal esta dada por

$$I_S = I_{R0}\eta + I_{S0}(1-\eta) + 2\sqrt{I_{R0}I_{S0}}\sqrt{\eta(1-\eta)}\cos\varphi, \quad (2)$$

donde  $\eta$  es la eficiencia de difracción y  $\varphi$  es la diferencia de fase entre el haz transmitido y el haz difractado. En el ciclo opto-electrónico de retroalimentación se obliga a la diferencia de fase  $\varphi$  entre el haz transmitido y el haz difractado a tener un valor constante de cero.

## 2.2. Eficiencia de difracción

La eficiencia de difracción en hologramas móviles, en presencia de auto-difracción y absorción de volumen, esta descrita por la ecuación

$$\eta = \frac{2\beta^2 \cos(\overline{\Gamma d}/2) - \cos(\overline{\gamma d}/2)}{1 + \beta^2 \frac{\beta^2 e^{\overline{\Gamma d}/2} + e^{\overline{\Gamma d}/2}}{\beta^2 e^{\overline{\Gamma d}/2} + e^{\overline{\Gamma d}/2}}}, \quad (3)$$

donde  $\beta^2 = I_{R0}/I_{S0}$ , y  $\overline{\Gamma d}$  y  $\overline{\gamma d}$  son el resultado del proceso matemático de integración a lo largo del espesor  $d$  del cristal que dependen de los parámetros del material, del campo eléctrico aplicado efectivo  $\xi E_0$ , donde  $\xi$  es el coeficiente de campo efectivo, y de la rapidez  $v$  de las franjas. En los hologramas móviles fringe-locked se impone la condición  $\overline{\gamma d} = 0$ , de tal manera que la ecuación (4) se reduce a

$$\eta = \frac{2\beta^2 \cosh(\overline{\Gamma d}/2) - 1}{1 + \beta^2 \frac{\cosh(\overline{\Gamma d}/2) - 1}{\cosh(\overline{\Gamma d}/2) + 1}}, \quad (4)$$

donde

$$\overline{\Gamma d} = 4w\left(a_i - \frac{bc_i}{2c}\right) \frac{2}{\alpha\sqrt{4ac-b^2}} \left[ \arctan \frac{2aKve^{\alpha z} + b}{\sqrt{4ac-b^2}} \right]_{z=0}^{z=d} + 4w \frac{c_i}{2\alpha c} \left[ \ln \frac{e^{2\alpha z}}{a(Kv)^2 + bKve^{\alpha z} + c} \right]_{z=0}^{z=d}, \quad (5)$$

$$w = \frac{\pi n^3 r_{eff}}{2\lambda}; \quad a_i = E_0 \tau_M(z); \quad b = 2\tau_M(z) \left[ K^2 l_S^2 - K^2 L_D^2 \right] \frac{E_0}{E_D}; \quad c_i = E_0 K l_E + E_D (1 + K^2 l_S^2);$$

$$c = (1 + K^2 l_S^2)^2 + K^2 l_E^2; \quad \tau_M(z) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 h \nu}{q \mu \tau \alpha I_0(0) \Phi e^{-\alpha z}}; \quad E_D = K \frac{k_B T}{q}; \quad l_S^2 = \frac{k_B T \varepsilon \varepsilon_0}{q(N_D)_{eff}}; \quad l_E = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E_0}{q(N_D)_{eff}};$$

$$L_D^2 = D\tau; D = \mu k_B T / q; L_E = \mu\tau E_0;$$

$n$  es el índice de refracción promedio del cristal,  $r_{eff}$  el coeficiente electro-óptico efectivo del cristal,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $\epsilon_0$  la permitividad eléctrica en el vacío,  $\epsilon$  la constante dieléctrica,  $T$  la temperatura absoluta,  $D$  la constante de difusión,  $q$  la magnitud de la carga eléctrica,  $\tau$  el tiempo de vida media de los portadores de carga,  $\mu$  la movilidad,  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la frecuencia de la radiación,  $\Phi$  la eficiencia cuántica,  $\alpha$  el coeficiente de absorción,  $L_E$  la longitud de arrastre,  $(N_D)_{eff}$  la densidad de donadores efectivos,  $l_S$  la longitud de apantallamiento de Debye,  $L_D$  la longitud de difusión,  $E_D$  el campo de difusión, y  $v$  la rapidez de las franjas.

### 3. EXPERIMENTO

Para el experimento de hologramas móviles fringe-locked y bajo intercambio de energía, se empleó una línea láser de 514.4 nm de longitud de onda, un cristal fotorrefractivo  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (BTO) de espesor  $d = 2.35\text{mm}$ , con distancia entre electrodos  $l = 6.95\text{mm}$ , altura  $h = 10.25\text{mm}$ , y ángulo formado entre los dos haces de interferencia  $2\theta = 45^\circ$ , con intensidades  $I_{S0} = 0.4593\text{W/m}^2$  e  $I_{R0} = 3.982\text{W/m}^2$  respectivamente.

#### 3.1. Arreglo experimental

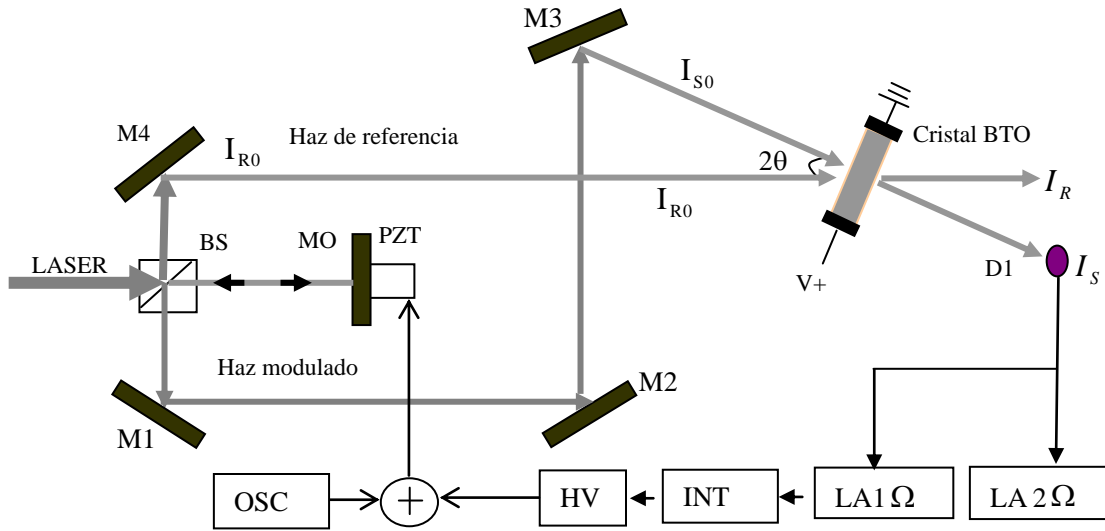
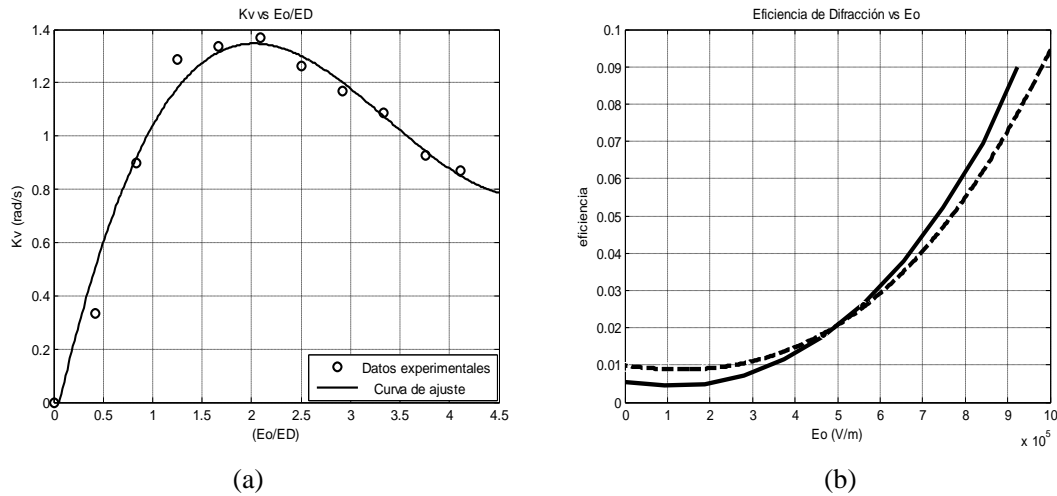


Figura 2. Arreglo experimental para hologramas móviles fringe-locked.

La Fig. 2 muestra el esquema auto-estabilizado para registros de hologramas móviles fringe-locked en el cristal fotorrefractivo. Un haz incide en un divisor de haz BS que permite que parte del haz sea transmitido hacia un espejo MO colocado sobre el soporte de un piezo eléctrico PZT y la otra parte sea reflejada hacia el espejo M4. El haz señal que se transmite es modulado cuando es reflejado en el espejo MO que oscila con una frecuencia angular  $\Omega$  generada por el oscilador OSC que actúa sobre el PZT, a este haz se le denomina haz señal modulado  $I_{S0}$ , y después de ser reflejado, incide nuevamente en el BS para ser reflejado en los espejos M1, M2 y M3 respectivamente, para finalmente interferir con el haz de referencia no modulado  $I_{R0}$  procedente del espejo M4. La intensidad total  $I_S$  a lo largo de la dirección del haz  $I_{S0}$  a la salida del cristal es el resultado de la superposición de un haz transmitido modulado en la dirección de  $I_{S0}$  y un haz difractado sin modulación. En el circuito opto-electrónico, el detector D1 se coloca a lo largo de la

dirección del haz  $I_s$  sensando la intensidad para enviar una señal eléctrica a un amplificador lock-in LA1  $\Omega$  altamente sensible que sintoniza la frecuencia  $\Omega$  empleada para alimentar el ciclo de retroalimentación y auto-estabilización en el esquema experimental. Enseguida del amplificador lock-in un integrador INT permite eliminar posibles ruidos de señales electrónicas, y luego una fuente de voltaje HV produce una señal eléctrica de retroalimentación que actúa sobre el soporte piezo eléctrico PZT produciendo una corrección en la fase de retroalimentación. El oscilador OSC durante el ciclo de retroalimentación produce pequeños voltajes de corriente alterna que al sumarse al voltaje que suministra la fuente HV y que alimenta el soporte del piezo eléctrico, generan la frecuencia y la amplitud necesaria para producir la modulación en la fase del haz señal. El ciclo se repite continuamente logrando que el sistema se auto-estabilice.

### 3.2. Resultados



**Figura 3.** Resultados experimentales empleando la técnica de hologramas móviles fringe-locked de: (a) producto  $KV$  en función del campo eléctrico aplicado normalizado  $E_0/E_D$  y (b) eficiencia de difracción en función del campo eléctrico aplicado.

En la Fig.3 se muestran los resultados obtenidos del arreglo experimental usando hologramas móviles fringe-locked. En la Fig. 3 (a) se tiene la gráfica de los datos experimentales y la respectiva curva de ajuste para el producto  $KV$  en función del campo eléctrico aplicado normalizado  $E_0/E_D$ . Estos datos de ajuste a su vez se emplean para obtener la gráfica de la eficiencia de difracción en función del campo eléctrico aplicado de la Fig. 3 (b). La línea continua representa la curva de ajuste de los datos experimentales de la eficiencia de difracción  $\eta$  calculados de la ecuación (2) a partir de las medidas de  $I_s$ ,  $I_{s0}$  e  $I_{r0}$ , y la línea punteada corresponde a la curva de la eficiencia de difracción teórica  $\eta$  obtenida de la ecuación (4) en función de los parámetros del cristal, del campo aplicado y de la rapidez de las franjas. El criterio de ajuste por diferencias cuadradas entre la curva teórica y experimental permitió obtener las medidas de los tres parámetros del cristal fotorrefractivo BTO, longitud de difusión  $L_D = 0.161 \mu m$ , longitud de apantallamiento de Debye  $l_s = 0.041 \mu m$ , eficiencia cuántica  $\Phi = 0.3$  y adicionalmente el valor del coeficiente de campo efectivo  $\xi = 0.75$ , los cuales están de acuerdo con los valores reportados en la literatura<sup>19,23</sup>.

### 4. CONCLUSIONES

En este trabajo hemos reportado las medidas de tres parámetros, la longitud de difusión, la longitud de apantallamiento

---

de Debye, y la eficiencia cuántica de un cristal fotorrefractivo  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  fuertemente absorbente usando la técnica experimental de hologramas móviles fringe-locked y haciendo consideraciones de intercambio de energía entre los haces que interactúan en el interior de la muestra. Adicionalmente se obtuvo el coeficiente de campo efectivo. La técnica de hologramas móviles fringe-locked demuestra ser una herramienta poderosa que permite obtener simultáneamente la medida de estos cuatro parámetros<sup>19</sup>. La técnica experimental y el modelo empleado en el trabajo arrojan resultados que están de acuerdo con los reportados en la literatura.

## AGRADECIMIENTOS

Héctor Lorduy y Ángel Salazar agradecen a la Universidad Pontificia Bolivariana, a su Centro de Ciencia Básica y al Centro Integrado para el Desarrollo de la Investigación CIDI, por el apoyo financiero para la ejecución de este trabajo, enmarcado dentro del proyecto 188A - 11/07-27. Igualmente agradecen al Laboratorio de Óptica del Instituto de Física de la Universidade Estadual de Campinas-Brasil en donde se realizaron las medidas experimentales.

## REFERENCIAS

1. J. P. Huignard, and A. Marrakchi, "Two-wave mixing and energy transfer in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals," *Opt. Lett.* **6**, pp. 622-624, 1981.
2. J. P. Huignard, and A. Marrakchi, "Coherent signal beam amplification in two-wave mixing experiments with photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals," *Opt. Commun.* **38**, pp. 249-254, 1981.
3. S. I. Stepanov, V. Kulikov, and M. Petrov, "Running holograms in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  crystals," *Opt. Commun.* **44**, pp. 19-23, 1982.
4. B. I. Sturman, M. Mann, J. Otten and K. H. Ringhofer, "Space-charge waves and their parametric excitation," *J. Opt. Soc. Am. B.* **10**, pp. 1919-1932, 1993.
5. B. I. Sturman, E. Shamonina, M. Mann and K. H. Ringhofer, "Space-charge waves in photorefractive ferroelectrics," *J. Opt. Soc. Am. B.* **12**, pp. 1642-1650., 1995.
6. I. Aubrecht, H. C. Ellin, A. Grunnet-Jepsen and L. Solymar, "Space-charge field in photorefractive materials enhanced by moving fringes: comparison of hole-electron transport models," *J. Opt. Soc. Am. B.* **12**, pp. 1918-1923, 1995.
7. H. C. Pedersen, and P. M. Johansen, "Space-charge wave theory of photorefractive parametric amplification," *J. Opt. Soc. Am. B.* **16**, pp. 1185-1188, 1999.
8. J. Frejlich, "Fringe-locked hologram and multiple photoactive species in  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ," *J. Appl. Phys.* **68**(7), pp. 3104-3109, 1990.
9. A. Freschi, P. M. Garcia, and J. Frejlich, "Phase-controlled photorefractive running holograms," *Opt. Commun.* **143**, pp. 257-260, 1997.
10. Ph. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenbach, and J. P. Huignard, "Two-beam coupling in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals with moving grating: theory and experiments," *J. Appl. Phys.* **58**, pp. 45-57, 1985.
11. G. Brost, J. Norman, S. Odoulov, K. Shcherbin, A. Shumelyuk, and V. Taranov, "Gain spectra of beam coupling in photorefractive semiconductors," *J. Opt. Soc. Am. B.* **15**, pp. 2083-2090, 1998.
12. D. J. Webb, and L. Solymar, "The effects of optical activity and absorption on two-wave mixing in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ," *Opt. Commun.* **83**, pp. 287-294, 1991.
13. E. Shamonina, K. H. Ringhofer, P. M. Garcia, A.A. Freschi, and J. Frejlich, "Shape-asymmetry of the diffraction efficiency in  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  crystals: the simultaneous influence of absorption and higher harmonics," *Opt. Commun.* **141**, pp. 132-136, 1997.
14. D. J. Webb, and L. Solymar, "The effects of optical activity and absorption on two-wave mixing in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ," *Opt. Commun.* **83**, pp. 287-294, 1991.
15. I. de Oliveira, and J. Frejlich, "Photorefractive running hologram for materials characterization," *J. Opt. Soc. Am. B.* Vol. **18**, No 3, pp. 291-297, 2001.

- 
16. M. C. Barbosa, I. de Oliveira, and J. Frejlich, "Feedback operation for fringe-locked photorefractive running hologram," *Opt. Commun.* **201**, pp. 293-299, 2002.
  17. J. Frejlich, P. M Garcia, and L. Cescato, "Adaptive fringe-locked running hologram in photorefractive crystals: errata," *Opt. Lett.* **15**, pp. 1247, 1999.
  18. M. C. Barbosa, L. Mosquera, and J. Frejlich, "Speed and diffraction efficiency in feedback-controlled running holograms for photorefractive crystal characterization," *Appl. Phys. B.* **72**, pp. 717-721, 2001.
  19. M. C. Barbosa, and J. Frejlich, "Photorefractive fringe-locked running hologram analysis in three-dimensional space," *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **5**, pp. 416-419, 2003.
  20. I. de Oliveira, J. Frejlich, L. Arizmendi, and M. Carrascosa, "Self-stabilized holographic recording in reduced and oxidized lithium niobate crystals," *Opt. Commun.* **229**, pp. 371-380, 2004.
  21. I. de Oliveira, J. Frejlich, L. Arizmendi, and M. Carrascosa, "Nearly 100% diffraction efficiency fixed holograms in oxidized iron-doped  $\text{LiNbO}_3$  crystals using self-stabilized recording technique," *Opt. Commun.* **247**, pp. 39-48, 2005.
  22. I. de Oliveira, and J. Frejlich, "Detection of resonance space-charge wave peaks for holes and electrons in photorefractive crystals," *J. Opt. Soc. Am. B.* Vol. **24**, No. 6, pp. 1298-1302, 2007.
  23. A. Salazar, H. Lorduy G., R. Montenegro, and J. Frejlich, "Improved procedure for fringe-locked photorefractive running hologram data processing," artículo sometido a *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* en julio de 2008.