

INFLUENCIA DE LA ABSORCIÓN Y ACTIVIDAD ÓPTICA EN LA GANANCIA EN LA MEZCLA DE DOS ONDAS EN CONFIGURACIÓN TRANSVERSAL EN UN CRISTAL FOTORREFRACTIVO BSO

Á. Salazar*, J. Rueda, M. del C. Lasprilla
Grupo de Óptica y Tratamiento de Señales
Universidad Industrial de Santander, A. A. 678, Bucaramanga,
Colombia.

* Universidad Pontificia Bolivariana, Medellín, Colombia. Estudiante de
Doctorado en comisión de estudios. FAX (094)4118779.

Resumen

Se analiza el comportamiento de la constante de acoplamiento en función del ángulo de polarización para un mezclado de dos ondas en un cristal fotorrefractivo BSO, mediante un modelo simplificado que utiliza la aproximación paraxial. Se considera una configuración transversal y se tiene en cuenta la absorción y actividad óptica del cristal. Se presentan resultados experimentales.

Abstract

It is analyzed the effect of the optical activity on the two wave-mixing coupling constant for a transverse electro optic geometry in a BSO crystal. It is considered a simple model which uses a paraxial approximation and experimental results are shown.

1. Introducción.

Los cristales fotorrefractivos constituyen el medio óptico no lineal con más eficiencia para el mezclado de haces y la generación de ondas conjugadas en fase. Por esta razón son materiales con una aplicación muy amplia en dispositivos que tienen como fin la manipulación de la información óptica^[1]. Para comprender y desarrollar dichas aplicaciones se hace necesario entonces, comprender la forma en que las ondas electromagnéticas se propagan en estos medios y como se acoplan

intercambiando energía entre sí. Dado que los procesos de mezcla de ondas son descritos en general por ecuaciones diferenciales acopladas y no lineales, la solución a dichos problemas es, en muchos casos, de tipo numérico y depende de características del cristal tales como la absorción e índice de refracción. Este último puede depender en forma complicada de las amplitudes de las ondas en el cristal. Además, la solución depende de factores geométricos tales como los ángulos de incidencia de los haces y la dirección relativa de propagación entre éstos y con los ejes ópticos del cristal. También depende del estado de polarización de los haces, de su longitud de onda, frecuencia y de las constantes de acoplamiento de fase e intensidad

Cuando se plantean las ecuaciones de mezclado de ondas, con el fin de ganar simplicidad, se desprecian términos o se asume que algunos efectos pueden ser despreciados; por ejemplo, puede evitarse considerar el carácter tensorial de ciertas cantidades tales como la permitividad y el tensor electro-óptico o puede no considerarse la absorción del medio, la presencia de actividad óptica o del efecto piezoeléctrico. Algo más, la ganancia obtenida en la mezcla de dos ondas es críticamente dependiente del estado de polarización de los haces. La modulación de índice experimentada por los dos haces puede ser maximizada haciendo que el plano de polarización de los haces este orientado de una manera apropiada. Pero puede que éstos no experimenten ninguna modulación de índice si la orientación del plano de polarización es otra y por lo tanto no existirá acoplamiento. Debido a la presencia de actividad óptica en el BSO, si los haces están polarizados inicialmente en la dirección de máximo acoplamiento, después de pasar a través de unos pocos milímetros de cristal la dirección del plano de polarización puede haber rotado hasta el punto que el acoplamiento desaparece^[2].

2. Mezcla de dos ondas degenerada. Geometría transversal.

En la aproximación paraxial, las ecuaciones para las intensidades de dos haces E_1 y E_2 mezclados son

$$\frac{dI_1}{dz} = -K \frac{I_1 I_2}{I_o} - \alpha I_1 \quad \frac{dI_2}{dz} = K \frac{I_1 I_2}{I_o} - \alpha I_2 \quad I_o = I_1 + I_2 \quad (1)$$

en donde K es la constante de acoplamiento y α la constante de absorción. Las soluciones respectivas están dadas por

$$I_1(z) = \frac{I_o \exp(-\alpha z)}{1 + [I_2(0)/I_1(0)] \exp(\gamma)} \quad I_2(z) = \frac{I_o \exp(-\alpha z)}{1 + [I_1(0)/I_2(0)] \exp(-\gamma)} \quad (2)$$

en donde $\gamma = \int_{z_1}^{z_2} K(z) dz$.

Para la geometría mostrada en la Fig.1, K está dada por $K = (4\pi/\lambda) n_o^3 r E_{sc}(x) = (4\pi/\lambda) \Delta n$ en donde Δn es el cambio en el índice de refracción, E_{sc} el campo de carga espacial foto-inducido, r el coeficiente electro-óptico y n_o el índice de refracción promedio del cristal.

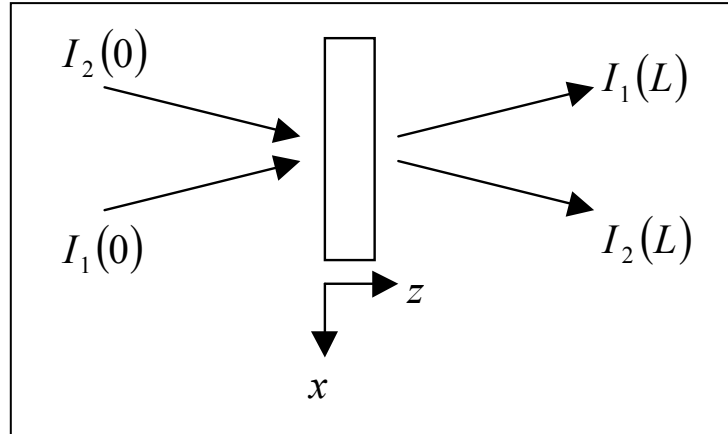


Fig. 1 Geometría para mezclado de dos ondas.

Una de las configuraciones electroópticas transversales usuales es la que se muestra en la Fig. 2. En este caso el plano de incidencia es paralelo al plano cristalográfico (001). Cuando existe un campo eléctrico de carga espacial en la dirección mostrada, se inducen dos áreas de birrefringencia x' y y' , las cuales también son mostradas en la Fig. 2.

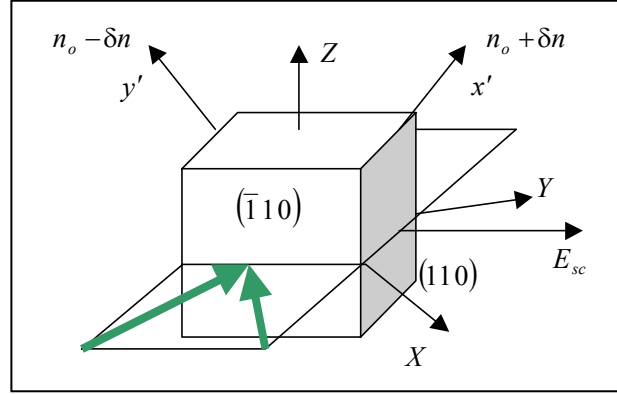


Fig. 2 Geometría transversa para mezcla de dos ondas. Plano de incidencia paralelo al plano (001) .

Cuando una onda electromagnética polarizada linealmente a lo largo de alguna de estas líneas de birrefringencia incide sobre el cristal, la actividad óptica de éste hará que el plano de polarización de la onda rote a medida que la onda avanza en el cristal. Los efectos de la birrefringencia y de la actividad óptica se combinan y a una distancia z , el cambio en índice detectado por la onda sería $\Delta n = n(\rho z) - n_o$, en donde ρ es el poder rotatorio del cristal. El parámetro γ se obtiene entonces como^[3]

$$\gamma = (4\pi/\lambda) \int_{L_1}^{L_2} [n(\rho z) - n_o] dz \quad (3)$$

De la Fig. 3, la cual se basa en el concepto del elipsoide de índices, puede deducirse que,

$$n(\rho z) = n_1 n_2 / [n_2^2 \cos^2(\rho z) + n_1^2 \sin^2(\rho z)]^{1/2} \quad (4)$$

De tal forma que, al reemplazar e integrar,

$$\gamma = (4\pi/\lambda) \left[n_1 L + \frac{n_1(n_1^2 - n_2^2)}{4\rho n_2^2} \cos(2\phi + \rho L) \sin(\rho L) - \frac{n_1(n_1^2 - n_2^2)L}{4n_2^2} - n_o L \right] \quad (5)$$

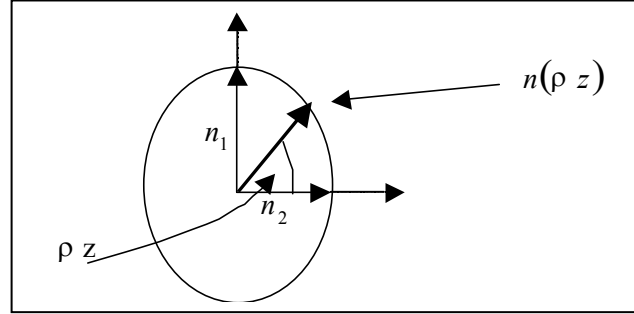


Fig. 3 Elipsoide de índices para visualizar el índice refractivo encontrado por el campo propagante en el cristal.

El ángulo ϕ se introduce en el proceso de integración.

Para la geometría transversa utilizada, $n_1 = n_o - \delta n$ y $n_2 = n_o + \delta n$. Cuando estos valores se sustituyen en la expresión para γ se obtiene que

$$\gamma = 2k[(\delta n/\rho)\cos(\rho L + 2\phi)\sin(\rho L)] \quad (6)$$

Esta expresión muestra que el máximo valor de $\gamma = \pm 2k(\delta n/\rho)$ es independiente de la longitud L de interacción. Además pueden tenerse valores de γ iguales a cero cuando $\rho L + \phi = q\pi/2$; $q = 1, 2, \dots$. Esto hace que esta geometría no sea la más adecuada para acoplamiento de haces. Experimentalmente, si $I_1(0)$ es pequeña comparada con $I_2(0)$, es decir, $I_1(0) \ll I_2(0)$ entonces $I_1(L) \approx I_1(0)\exp(-\gamma)\exp(-\alpha L)$. Si además,

$$\tilde{I}_1(L) = I_1(0)\exp(-\alpha L) \quad (7)$$

es la intensidad del haz I_1 a la salida del cristal y en ausencia del haz I_2 , entonces

$$\frac{I_1(L)}{\tilde{I}_1(L)} = \exp(-\gamma) \quad (8)$$

Esta expresión brinda la posibilidad de medir el parámetro γ midiendo las intensidades a la salida del cristal del haz I_1 con acoplamiento y sin acoplamiento. El efecto de la absorción se ha cancelado.

3. Resultados.

La Fig. 4 muestra los datos experimentales y la curva teórica para el parámetro γ en términos del ángulo de polarización ϕ .

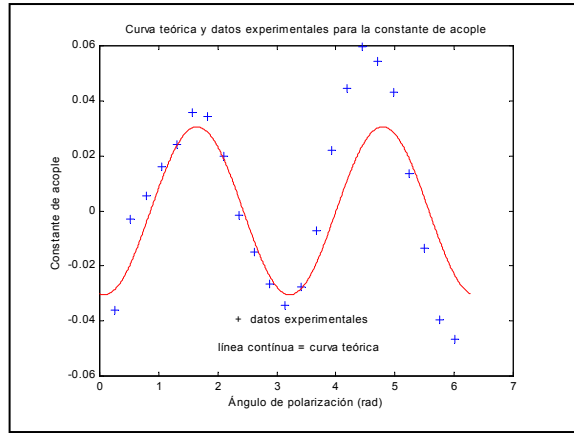


Fig. 4 Constante de acoplamiento. (+) datos experimentales; línea continua: curva teórica.

Esta curva fue ajustada teóricamente utilizando la expresión

$$2k\delta n = \left(4\pi/\lambda\right)\left(n_o^3/2\right)r_{41}E_{sc}(x) \quad (9)$$

En presencia de un campo eléctrico externo E_o , la magnitud del campo de cargas espacial esta dada por

$$E_{sc} = \left| \frac{(E_D + jE_o)E_q}{E_D + E_q + jE_o} \right| \quad (10)$$

en donde E_D es el campo de difusión dado por $E_D = (k_B T / e) 2\pi / \Lambda$ con k_B la constante de Boltzmann, T la temperatura absoluta, e la carga del electrón y Λ el período de la red de índices en el cristal. $E_q = E_{qo} (1 - a)$, con $E_{qo} = e N_A^- / \epsilon_s K$ y $a = N_A^- / N_D$ en donde N_A^- es la densidad de aceptores, N_D la densidad de donadores, ϵ_s la constante dieléctrica y $K = 2\pi / \Lambda$. Para el montaje utilizado el ángulo entre los haces incidentes es $\theta = 38^\circ$. Se tomó un valor para el coeficiente electro-óptico de $r_{41} = 5 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-1}$. El valor de la potencia rotatoria del cristal es $\rho = 36.207^\circ / \text{mm}$ para una longitud de onda $\lambda = 514 \text{ nm}$. El campo aplicado externamente fue de 7 kV. Con esto se tiene un valor máximo de la constante de acoplamiento de $|\gamma| = (2k\delta n / \rho) \sin(\rho L) = 3.054 \times 10^{-2}$. La curva teórica muestra la oscilación de la constante de acoplamiento entre valores positivos y negativos a medida que varía el ángulo de polarización. Las medidas de intensidad a la salida del cristal se registraron en todos los casos luego de que hubiera transcurrido siempre el mismo tiempo a partir del momento en que se hacen incidir los haces en el cristal. El intervalo temporal transcurrido se tomó lo suficientemente grande (del orden de 2 minutos) con el fin de garantizar que se haya alcanzado el estado estacionario en el proceso de mezclado. La fuerte discrepancia entre ciertos valores experimentales y la curva teórica, como se observa en la cresta derecha de la figura 4, puede deberse a fluctuaciones en la energía de los haces láseres o en la respuesta misma del material fotorrefractivo.

4. Conclusiones.

Se ha observado que la actividad óptica influye considerablemente en el comportamiento de la constante de acoplamiento para una determinada orientación del cristal y ángulos de polarización de los haces incidentes. Para la configuración tratada, el valor extremo de la constante es independiente de la longitud de interacción en el caso en que $\rho L > \pi/4$

y su máximo valor es $|\gamma| = 2k\delta n/\rho$. En ausencia de actividad óptica la dependencia del acoplamiento con respecto a la longitud de interacción si existiría. La actividad óptica reduce el valor del máximo acoplamiento entre los haces. Aunque el experimento fue realizado aplicando un campo eléctrico al cristal, debido a que el ángulo entre los haces de incidencia es relativamente grande, prima el efecto de difusión en la formación de la red fotorrefractiva en el cristal y por lo tanto el efecto de la aplicación de un campo eléctrico externo al cristal no es determinante. El valor del coeficiente electro-óptico utilizado para el ajuste de la curva teórica es más alto que los valores comúnmente reportados en la literatura^[4]. La explicación para esto es precisamente el hecho de que en este caso se ha considerado el efecto de la actividad óptica la cual afecta el acople de las ondas en el cristal y por lo tanto se necesitan valores del coeficiente electro-óptico más altos para dar cuenta de la ganancia lograda.

Referencias.

- [1] P. Yeh, Introduction to the nonlinear photorefractive optics, John Wiley & sons, 1993.
- [2] L. Solymar, D. J. Webb y A. Grunnet-Jepsen, The physics and Applications of Photorefractive Materials, Clarendon Press-Oxford, 1996.
- [3] P. D. Foote y T. J. Hall, Optics Comm. 57 (1986) 201.
- [4] P. Pellat-Finet, Optics Comm. 50 (1984) 275.