

Autodifracción vectorial de dos ondas degeneradas en medios con efecto Kerr óptico

C. Torres-Torres y A.V. Khomenko

Departamento de Óptica, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Km. 107 Carretera Tijuana – Ensenada; 22860, Ensenada, B.C. México, e-mails: catorres@cicese.mx, akhom@cicese.mx

Recibido el 15 de junio de 2004; aceptado el 30 de septiembre de 2004

Se presenta un análisis teórico y experimental de interacción de dos haces degenerados en medios isótropos con índice de refracción no lineal. Proponemos un método sencillo que permite investigar los mecanismos de no linealidad a través de mediciones de autodifracción. Se demuestra teóricamente y experimentalmente que la interferencia de dos haces con polarizaciones ortogonales puede inducir en un medio Kerr una rejilla que provoca la difracción de los haces.

Descriptor: Óptica no lineal; efecto Kerr óptico.

Theoretical and experimental analyses of degenerated two-wave interaction in media possessing the optical Kerr effect are presented. A simple method for the investigation of physical mechanism of optical nonlinearity based on the two-wave self-diffraction is proposed. It has been demonstrated theoretically and experimentally that the interference of two waves with orthogonal polarizations in the nonlinear Kerr media results in a diffraction grating, which provokes the light self-diffraction.

Keywords: Nonlinear optics; optical Kerr effect.

PACS: 42.70.Nq; 42.65.Hw

1. Introducción

Por lo general el índice de refracción de medios ópticos depende de la intensidad de la luz que se propaga dentro del medio, éste constituye una base para numerosos efectos de óptica no lineal. Ejemplos conocidos son los efectos de autoenfocamiento de haces, conjugación de fase por mezclado de cuatro ondas, biestabilidad óptica y acoplamiento de dos ondas, entre otros [1, 2]. El índice de refracción de una gran parte de medios ópticos no lineales depende linealmente de la intensidad de la luz, y muchos autores con propósito de analizar los fenómenos no lineales escriben el índice de refracción en la forma

$$n = n_0 + n_2 |\mathbf{E}|^2, \quad (1)$$

donde n_0 es el índice de refracción del medio para baja intensidad de luz, \mathbf{E} es la amplitud compleja del campo de luz y n_2 es una característica de no linealidad, denominada índice de refracción de segundo orden. Al cambio del índice que expresa la Ec. (1) se le llama efecto Kerr óptico, por analogía con el efecto Kerr electroóptico tradicional, en el que la variación del índice es proporcional al cuadrado del campo eléctrico estático aplicado al material [1, 2]. Diversos efectos físicos pueden ser responsables por el efecto Kerr óptico. Entre ellos se encuentran mecanismos físicos, tales como la polarización electrónica, la orientación molecular, la absorción atómica saturada, la electrostricción y los efectos térmicos.

La Ec. (1) describe el índice de refracción en forma escalar. Sin embargo, la mayoría de los mecanismos arriba mencionados no sólo provocan un cambio de índice sino que además modifican o inducen una birrefringencia en medios

no lineales, sean isótropos o anisótropos. Es conveniente entonces que la forma general de la dependencia del índice sea representada en forma tensorial, además de que la ecuación de onda que describe la propagación de la luz en el medio posea forma vectorial, para así determinar no sólo los cambios de la amplitud sino también los de la polarización de la luz. Entre los fenómenos asociados con la birrefringencia no lineal son conocidos varios efectos, entre ellos el efecto de autorrotación de la elipse de polarización, el cual por muchos años ha sido utilizado como una fuerte herramienta para la investigación de los medios no lineales [1, 2]. Por otra parte, se le ha dado gran importancia a la investigación de otros fenómenos vectoriales, por ejemplo la conjugación vectorial de fase que permite generar una onda con el frente y la polarización conjugada a la onda incidente al medio no lineal [1, 3, 6].

El presente trabajo está dedicado a la investigación del fenómeno de autodifracción de dos ondas en un medio isótropo con no linealidad tipo Kerr. De la interferencia de dos ondas resulta una modulación de intensidad y/o de polarización de luz, a su vez esto induce en el medio no lineal una modulación de su birrefringencia en forma de una rejilla de difracción. Presentamos resultados teóricos y experimentales de investigación sobre las dependencias de intensidad y polarización de luz autodifractada como funciones de la intensidad y la polarización de ondas incidentes. Mostramos que existe una autodifracción notable que es consecuencia de dos ondas con polarizaciones ortogonales en interacción dentro un medio tipo Kerr. Además proponemos un método sencillo que permite determinar el mecanismo físico responsable por la no linealidad del medio óptico.

2. Teoría

En el modelo teórico de autodifracción consideramos la interacción en un medio óptico con no linealidad tipo Kerr de dos ondas planas, la onda-sonda **S** y la onda-bombeo **R**, con frecuencias ópticas iguales, pero con amplitudes y polarizaciones arbitrarias. En el caso general, cuando las polarizaciones de las ondas no son necesariamente iguales, de la interferencia de ellas resulta una modulación periódica de la intensidad y/o de la polarización de la luz. Con la no linealidad del medio viene dada una transformación del patrón de interferencia de las ondas incidentes en una rejilla de difracción. En el caso de medios isótropos, tales como son los líquidos, los gases y los cristales cúbicos, el índice de refracción se puede presentar en la forma [1]

$$n_{\pm} \approx n_0 + 4\pi \left(A |E_{\pm}|^2 + (A + B) |E_{\mp}|^2 \right), \quad (2)$$

donde E_+ y E_- son amplitudes complejas de dos componentes de polarización, circular derecha y circular izquierda, las cuales son modos de polarización de medios Kerr; los valores A y B dependen de los componentes del tensor de susceptibilidad de tercer orden $\chi_{ijkl}^{(3)}$. La Ec. (2) muestra que el cambio del índice depende de la intensidad así como de la polarización de la luz, de lo que se deduce que la rejilla de índice puede ser inducida en un medio no lineal con tan sólo una modulación espacial de la polarización de la luz. Además podemos notar que con regularidad $n_+ \neq n_-$, en otras palabras, que la rejilla inducida es birrefringente. Por lo general la luz que se difracta por la rejilla birrefringente tiene la polarización diferente a la polarización de la luz incidente.

Suponemos que la muestra del medio no lineal es delgada y satisface a la condición de difracción de Raman-Nath $D\lambda/n_0\Lambda^2 < 1$, permitiendo así observar varios órdenes de difracción [7]. Aquí D es el espesor de la muestra del medio no lineal a lo largo de la dirección de propagación de la luz, λ es la longitud de la onda, Λ es el periodo espacial del patrón de interferencia. La aproximación de la rejilla delgada nos permite despreciar los cambios de la amplitud de la luz dentro del medio no lineal y entonces calcular la amplitud vectorial de la luz después de la muestra como el producto entre la amplitud de la luz incidente y la matriz de Jones que representa la transmitancia de la muestra,

$$\mathbf{E}(x, D) = \hat{T}(x)\mathbf{E}(x, 0), \quad (3)$$

donde $\mathbf{E}(x, 0)$ es un vector que representa la amplitud compleja de la luz a la entrada de la muestra, que en nuestro caso es una suma de dos ondas planas $\mathbf{S}(x, 0)$ y $\mathbf{R}(x, 0)$ con ángulos de incidencia θ y $-\theta$, respectivamente. El patrón de interferencia y por consecuencia la rejilla inducida en el medio no lineal tiene un periodo $\Lambda = \lambda/2 \sin \theta$. La matriz $\hat{T}(x)$ es diagonal cuando los vectores **S** y **R** están representados como los componentes de polarización circular S_+ , S_- , R_+ , y R_- , en este caso

$$\hat{T}(x) = \begin{bmatrix} \exp[-i\varphi_+(x)] & 0 \\ 0 & \exp[-i\varphi_-(x)] \end{bmatrix}, \quad (4)$$

donde los incrementos de fase de los componentes de polarización se pueden escribir en la forma

$$\psi_{\pm}(x) = \psi_{\pm}^{(0)} + \psi_{\pm}^{(1)} \cos \frac{2\pi x}{\Lambda}, \quad (5)$$

$$\psi_{\pm}^{(0)} = \frac{4\pi^2 d}{n_0 \lambda} \left[A \left(|S_{\pm}|^2 + |R_{\pm}|^2 \right) + (A + B) \left(|S_{\mp}|^2 + |R_{\mp}|^2 \right) \right], \quad (6)$$

$$\psi_{\pm}^{(1)} = \frac{4\pi^2 d}{n_0 \lambda} \left[AS_{\pm}R_{\pm}^* + (A + B)S_{\mp}R_{\mp}^* \right]. \quad (7)$$

Para calcular las amplitudes de los distintos órdenes de difracción, se escribe la amplitud $\mathbf{E}(x, D)$ como una serie de Fourier usando la expresión

$$\exp(i\varphi \cos Kx) = \sum_i i^m J_m(\varphi) \exp(imKx), \quad (8)$$

donde $K = 2\pi/\Lambda$ es el número de onda de la rejilla inducida, y una propiedad de las funciones de Bessel $J_{-m} = (-1)^m J_m$. Para el orden cero de difracción, es decir para las ondas **S** y **R** transmitidas, obtenemos

$$S_{\pm}^{(0)} = \left[J_0(\psi_{\pm}^{(1)}) S_{\pm} + iJ_1(\psi_{\pm}^{(1)}) R_{\pm} \right] \times \exp(-i\psi_{\pm}^{(0)}), \quad (9)$$

$$R_{\pm}^{(0)} = \left[J_0(\psi_{\pm}^{(1)}) R_{\pm} - iJ_1(\psi_{\pm}^{(1)}) S_{\pm} \right] \times \exp(-i\psi_{\pm}^{(0)}). \quad (10)$$

Asimismo obtenemos los dos primeros órdenes de difracción

$$S_{\pm}^{(1)} = \left[iJ_1(\psi_{\pm}^{(1)}) S_{\pm} - J_2(\psi_{\pm}^{(1)}) R_{\pm} \right] \times \exp(-i\psi_{\pm}^{(0)}), \quad (11)$$

$$R_{\pm}^{(1)} = \left[-iJ_1(\psi_{\pm}^{(1)}) R_{\pm} - J_2(\psi_{\pm}^{(1)}) S_{\pm} \right] \times \exp(-i\psi_{\pm}^{(0)}). \quad (12)$$

Las Ecs. (9-12) permiten calcular las amplitudes y las polarizaciones de las ondas transmitidas y autodifractadas para el caso de las polarizaciones arbitrarias de ondas incidentes al medio no lineal. Asimismo se pueden obtener las expresiones para los órdenes superiores de difracción.

En el caso de medios ópticos isótropos el tensor de susceptibilidad posee sólo dos elementos independientes. Como es bien conocido, la magnitud relativa de sus valores depende de la naturaleza del proceso físico responsable por la no linealidad óptica. La razón entre las constantes A y B , que están en la Ec. (2) es $B/A = 6$ para el mecanismo de orientación molecular, $B/A = 1$ para la respuesta electrónica no resonante, y $B = 0$ para el mecanismo basado en electrotricción [1].

Las Figs. 1-3 muestran los resultados de cálculos para la eficiencia autodifractiva η obtenida con diferentes mecanismos de no linealidad y cuando las ondas incidentes tienen polarización lineal. Calculamos la eficiencia autodifractiva para cada uno de los haces **S** y **R**, como la razón entre la intensidad del orden cero de difracción $I^{(0)}$ y la intensidad del primer orden de difracción $I^{(1)}$ del mismo haz,

$$\eta = \frac{I^{(1)}}{I^{(0)}}. \tag{13}$$

Se contempló a una de las ondas incidentes, la denominada en este trabajo como onda-bombeo, con una polarización fija. El plano de polarización de la otra onda, onda-sonda, constituye un ángulo variable α con el plano de polarización de la onda-bombeo. Cada una de las Figs. muestra las intensidades de dos componentes lineales de polarización de luz autodifractada como función del ángulo α . Una componente tiene

el plano de polarización paralelo, mientras que la otra el plano ortogonal al plano de polarización de la onda-bombeo. Se puede observar una diferencia apreciable entre las curvas presentadas en las Figs. 1-3. Esto permite suponer que los resultados obtenidos en ese trabajo tienen un potencial de ser una base para un método de revelación del mecanismo del índice no lineal a través de mediciones de la polarización de luz autodifractada. Es apreciable notar que en el caso importante de autodifracción débil, cuando es posible desatender un agotamiento de las ondas incidentes, la forma de las curvas presentadas y valores relativos de las intensidades de los componentes de polarización son independientes de la intensidad de luz incidente, lo cual aumenta la confiabilidad y simplicidad de la determinación del mecanismo con base a las mediciones de la polarización de la luz autodifractada.

3. Experimentos

Conducimos los experimentos de autodifracción implementando el arreglo experimental que ilustra el esquema en la Fig. 4. Como muestra del medio óptico con índice no lineal MNL utilizamos disulfuro de carbono (CS_2) introducido en una cubeta de 1 mm de espesor. El disulfuro de carbono está bien caracterizado en la literatura como medio no lineal,

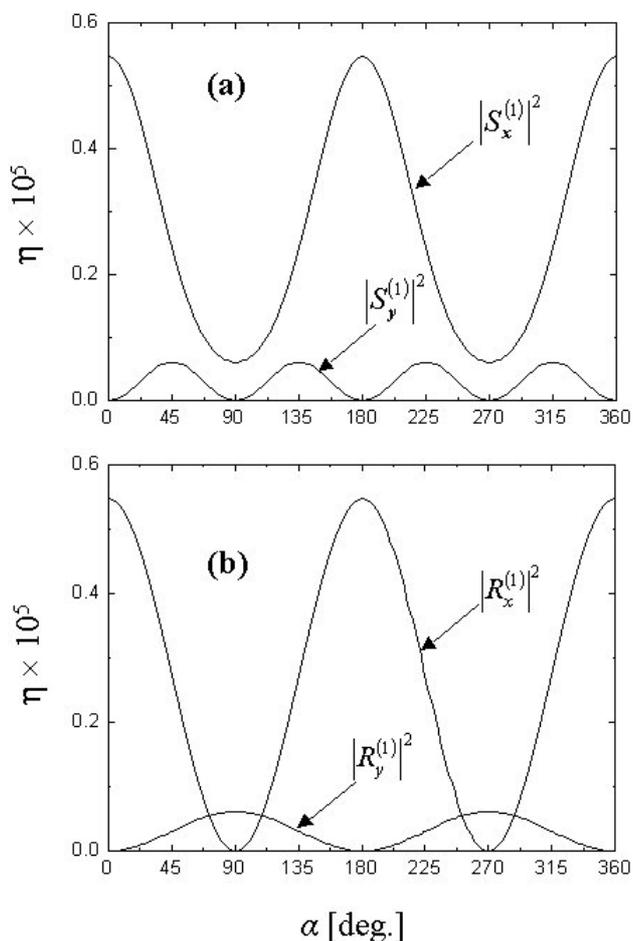


FIGURA 1. Eficiencia autodifractiva η de dos ondas en un medio óptico con índice de refracción no lineal vs. ángulo α entre planos de polarización de las dos ondas, $B/A = 1$. La polarización de la onda-bombeo es paralela al eje x . (a) Las intensidades de los componentes de la polarización lineal de la onda-sonda autodifractada, $|S_x^{(1)}|^2$ y $|S_y^{(1)}|^2$, (b) Lo mismo que en (a) pero para los componentes de la onda-bombeo autodifractada, $|R_x^{(1)}|^2$ y $|R_y^{(1)}|^2$.

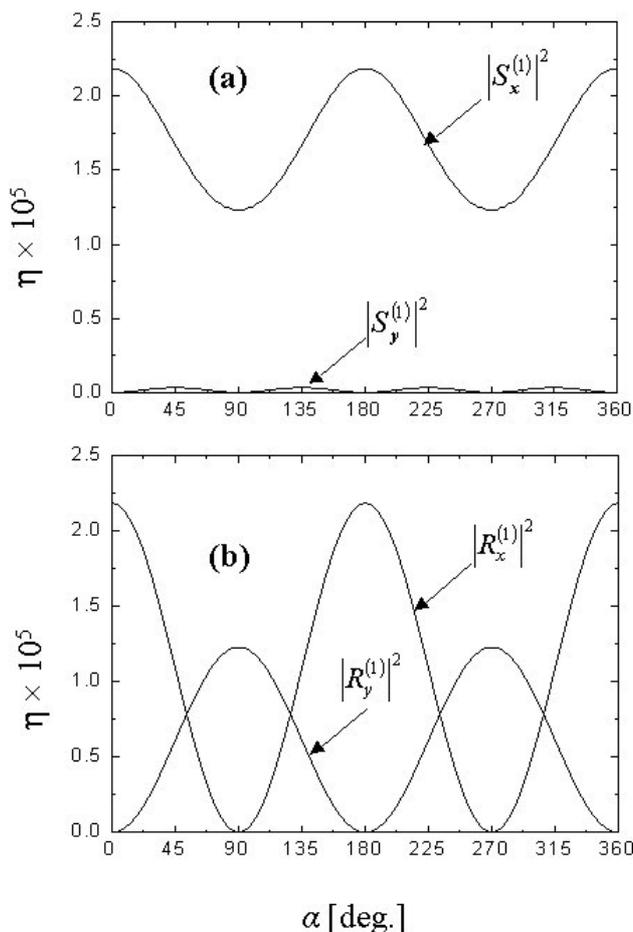


FIGURA 2. Similar a la Fig. 1 pero para $B/A = 6$.

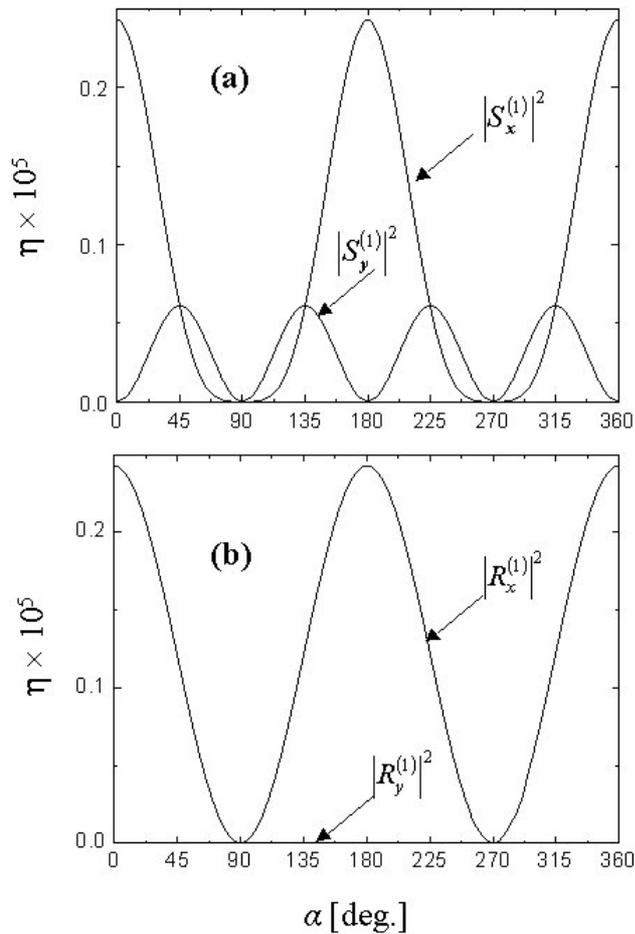


FIGURA 3. Similar a la Fig. 1 pero para $B/A = 0$.

su coeficiente de no linealidad $n_2 = 3 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ y su mecanismo de no linealidad es la orientación molecular [2]. Como fuente de luz se utilizó un láser de conmutación Q que proporcionó pulsos de 7 ns con longitud de onda $\lambda = 530 \text{ nm}$, 8mJ de energía y tasa de repetición de 1 Hz. El patrón de interferencia de los dos haces fue generado dentro de la cubeta con CS_2 por un interferómetro formado por un divisor de haz D2 y unos espejos metálicos E1-E3. La frecuencia espacial del patrón de interferencia fue aproximadamente 20 l/mm. La razón entre las intensidades de la luz en los brazos del interferómetro fue ajustada a 1:1, lo cual provee el contraste absoluto. El control de la razón entre las intensidades fue realizado por una placa retardadora PR1 de media onda que rota la polarización del láser y un divisor de haz por polarización D1. El tamaño del área iluminada en la muestra fue controlado por un telescopio de dos lentes, una divergente L1 y una convergente L2. La intensidad promedio enfocada dentro de la muestra debido a los dos haces fue de aproximadamente $80 \text{ MW}/\text{cm}^2$. Las intensidades de los primeros órdenes de autodifracción fueron medidas mediante un par de fotodetectores FD1 y FD2 con tiempo de respuesta menor a 1.5 ns y un osciloscopio digital. Las señales capturadas por el osciloscopio fueron enviadas a una computadora personal, la cual fue utilizada para el procesamiento de las señales y para la sin-

cronización del osciloscopio y el disparador del láser. Para un control de estabilidad de la energía de los pulsos en la salida del láser se utilizó un divisor de haz y un fotodetector FD3 para formar un canal de referencia. Un par de diafragmas Df1 y Df2, un par de lentes L3 y L4, y los filtros F1 y F2, fueron requeridos para el filtraje espacial y el control de la intensidad de los haces autodifractados.

La Fig. 5 muestra los datos de las mediciones de dos componentes de polarización de la luz autodifractada de la onda-sonda y de la onda-bombeo. Para la grabación de estos datos se rotó la polarización de la onda-sonda cada 2° hasta completar una rotación de 360° usando una placa retardadora de media onda PR2. Unos polarizadores P1 y P2 colocados frente a los fotodetectores FD1 y FD2 seleccionaron los componentes de polarización que fueron medidos en el experimento.

4. Discusión

Las Figs. 1-3 muestran importantes diferencias entre las características de polarización de luz autodifractada en medios ópticos con diferentes mecanismos de no linealidad de índice de refracción. Estas diferencias se atribuyen a la diferente razón entre los cambios del índice de refracción promedio $(n_+ + n_-)/2$ y la birrefringencia inducida representada por la diferencia $(n_+ - n_-)$. Cuando la birrefringencia inducida $(n_+ - n_-) = 0$, la luz se difracta sin cambio de polarización, como se puede ver en la Fig. 3b, donde la componente ortogonal a la polarización de la onda-bombeo es cero para cualquier polarización de la onda-sonda. La Ec. (2) muestra que cuando $B = 0$, los cambios de índice de refracción dependen únicamente de la intensidad y son independientes de la polarización de la luz, resultando ser nula la birrefringencia inducida en medios isótropos. Cuando $B \neq 0$, la polarización de la luz difractada es diferente a la polarización de la luz incidente y el grado del cambio de la polarización permite determinar la razón B/A , con lo que es posible determinar el mecanismo físico responsable de la no linealidad óptica del medio.

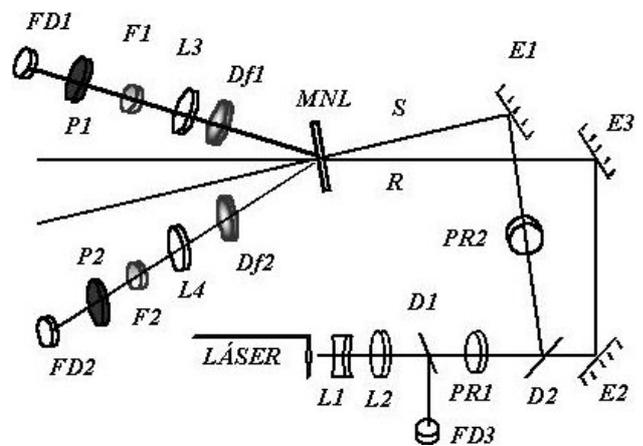


FIGURA 4. Arreglo experimental.

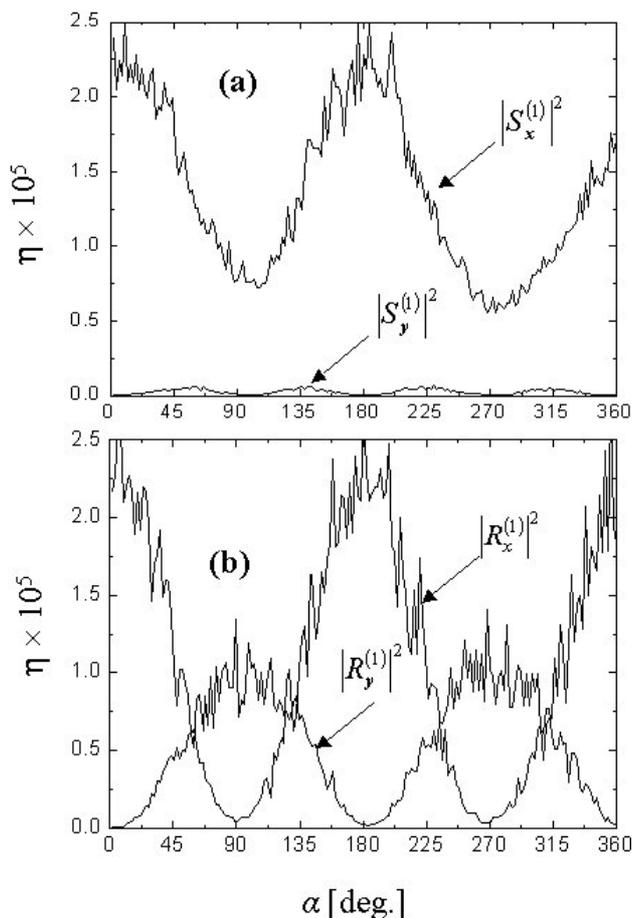


FIGURA 5. Resultados experimentales de las mediciones de auto-difracción de dos ondas en CS₂.

Tomando en cuenta las relaciones entre la representación de las amplitudes vectoriales de la luz en componentes lineales y circulares,

$$E_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x + iE_y), E_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x - iE_y), \quad (14)$$

donde E_x y E_y son los componentes lineales mutuamente ortogonales, podemos volver a escribir la Ec. (12) en aproximación de difracción débil para los componentes lineales de luz autodifractada para dos casos especiales de la polarización de la onda-sonda. Como primer caso consideramos que la polarización de la onda-sonda es paralela a la polarización de la onda-bombeo, es decir $\mathbf{S} \parallel \mathbf{R}$, las intensidades de los componentes de la luz autodifractada son

$$\left| R_x^{(1)} \right|_{\parallel}^2 = \frac{\pi^2 d^4}{n_0^2 \lambda^2} (2A + B)^2 I_S I_R^2, \left| R_y^{(1)} \right|_{\parallel}^2 = 0, \quad (15)$$

donde I_S e I_R son las intensidades de los haces \mathbf{S} y \mathbf{R} , respectivamente. Como segundo caso consideramos cuando $\mathbf{S} \perp \mathbf{R}$, tenemos

$$\left| R_x^{(1)} \right|_{\perp}^2 = 0, \left| R_y^{(1)} \right|_{\perp}^2 = \frac{\pi^2 d^4}{n_0^2 \lambda^2} B^2 I_S I_R^2. \quad (16)$$

En las Figs. 1-3, el caso $\mathbf{S} \parallel \mathbf{R}$ corresponde al ángulo de polarización $\alpha = 0^\circ$ y el caso $\mathbf{S} \perp \mathbf{R}$ a $\alpha = 90^\circ$. La razón

entre la intensidad $\left| R_x^{(1)} \right|_{\parallel}^2$ dada por Ec. (15) y $\left| R_y^{(1)} \right|_{\perp}^2$ expresado por Ec. (16) es

$$M = \frac{(2A + B)^2}{B^2}. \quad (17)$$

Experimentalmente el valor de M se puede medir como la razón entre las intensidades máximas de componentes ortogonales de la polarización (ver la Fig. 5) o bien como la razón entre la intensidad máxima y mínima de la intensidad total de la luz autodifractada de la onda-bombeo. La intensidad total se puede medir removiendo el polarizador P1 en el arreglo experimental colocado frente al fotodetector FD1. Como indica la Ec. (17) el valor M es independiente de las intensidades de las ondas incidentes, por lo que podemos escribir

$$\frac{B}{A} = \frac{2}{\sqrt{M - 1}}. \quad (18)$$

Como una verificación de la Ec. (18) consideramos los resultados de nuestro experimento con CS₂ presentados en la Fig. 5. Los datos obtenidos evidentemente coinciden con los resultados de los cálculos presentados en la Fig. 2 bajo las mismas condiciones de n_2 e intensidad promedio para el mecanismo de orientación molecular, dado que el valor de la razón B/A determinado experimentalmente con ayuda de la Ec. (18) es igual a 6 con un margen de error $\Delta(B/A)$ de aproximadamente $\pm 20\%$. El valor de $\Delta(B/A)$ fue calculado mediante la ecuación

$$\Delta(B/A) = \sqrt{\left(\frac{\partial(B/A)}{\partial \left| R_x^{(1)} \right|_{\parallel}^2} \sigma_x \right)^2 + \left(\frac{\partial(B/A)}{\partial \left| R_y^{(1)} \right|_{\perp}^2} \sigma_y \right)^2}, \quad (19)$$

donde σ_x y σ_y corresponden, respectivamente, a los valores de desviación estándar de los datos experimentales de $\left| R_x^{(1)} \right|_{\parallel}^2$ y $\left| R_y^{(1)} \right|_{\perp}^2$.

Nos parece importante enfatizar que cuando no existe un agotamiento de los haces o una saturación de energía en el material estudiado, el método de revelación de mecanismos de no linealidad que proponemos es independiente del valor de la intensidad aplicada. Esto puede observarse por las Ecs. (17-18), donde se presenta un planteamiento que no es proporcional a la intensidad aplicada sino al resultado de una relación vectorial dada por dos intensidades de luz autodifractada. Cabe destacar que los experimentos pueden efectuarse a baja intensidad mientras el error en la medición permita obtener valores aceptables. Evidentemente, a mayores eficiencias autodifractivas puede disminuirse el valor de incertidumbre $\Delta(B/A)$, aumentando así la relación señal a ruido en los datos capturados; de modo que si se desea elevar la intensidad de luz en el experimento para mejorar la calidad de los datos, es recomendable disminuir la duración de los pulsos aplicados y mantener una fluencia de energía sobre el material que evite efectos térmicos indeseables.

5. Conclusión

Se ha presentado un análisis numérico de autodifracción de dos haces en un medio isótropo con efecto Kerr óptico. El análisis fue realizado para difracción de Raman-Nath y se muestran las diferencias en las características de polarización de luz difractada en medios con diferentes mecanismos físicos de no linealidad, esto nos permitió proponer un método sencillo para determinar el tipo del mecanismo no lineal efectuando la medición de una razón de intensidades de autodifracción polarizada. Se ha mostrado teóricamente que dos haces con polarizaciones ortogonales pueden interactuar provocando una autodifracción en medios con no linealidad aso-

ciada con orientación molecular y/o con respuesta electrónica no resonante, mientras esto no sucede para un mecanismo basado en electrostricción. La verificación de los resultados teóricos fue realizada mediante experimentos con CS₂, lo que en particular nos permitió demostrar experimentalmente la autodifracción de haces con polarización ortogonal.

Agradecimientos

Los autores agradecen el valioso apoyo técnico del Sr. Marco Antonio García Zarate. El trabajo fue parcialmente apoyado por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (México) mediante el Proyecto 44006.

-
1. R.W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, San Diego, 1992).
 2. R.L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics* (Marcel Dekker, New York, Inc., 1996).
 3. Z. Bouchal y J. Perina, *Pure and Applied Optics* **7** (1998) 1043.
 4. B. Fischer, J.O. White, M. Cronin-Golomb y A. Yariv, *Optics Letters* **11** (1986) 239.
 5. T.J. Hall, A.K. Powell y C. Stace, *Opt. Commun.* **75** (1990) 159.
 6. T. Wilson, D.K. Saldin y L. Solymar, *Optics Communications* **39** (1990) 159.
 7. M.P. Petrov, S.I. Stepanov y A.V. Khomenko, *Photorefractive Crystals in Coherent Systems* (Springer-Verlag, Berlin, 1991).