

Guías de onda generadas por solitones ópticos espaciales

G.E. TORRES-CISNEROS¹, J.J. SÁNCHEZ-MONDRAÓN,

M.D. ITURBE-CASTILLO, G.S. GARCÍA-QUIRINO,

M. TORRES-CISNEROS Y C. TREVIÑO-PALACIOS

Laboratorio de Fotónica y Física Óptica

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica

Apartado postal 51; 72000 Puebla, Puebla, México

Recibido el 12 de noviembre de 1993; aceptado el 23 de mayo de 1995

RESUMEN. Presentamos una revisión detallada sobre la reciente aplicación de los solitones ópticos espaciales como generadores de guías de onda, área de creciente interés en nuestro país. La principal orientación del trabajo consiste en el análisis de las consideraciones prácticas que son necesarias para la generación de solitones espaciales oscuros, así como en la descripción de las aplicaciones del solitón espacial en el desarrollo de dispositivos lógicos y de interconexión puramente ópticos. El estudio es respaldado por simulaciones numéricas y resultados experimentales obtenidos en soluciones de colorantes orgánicos, así como las primicias en materiales fotorrefractivos.

ABSTRACT. We present a detailed review of the recently discovered optical waveguide properties of spatial solitons; a subject of growing interest in our country. The aim of this work is the study of the practical considerations needed to produce optical spatial solitons, as well as the description of the potential applications of spatial solitons in the development of all-optical logic gates and interconnecting devices. The review is supported by numerical simulations and experimental results carried out in nonlinear dye solutions and in photorefractive crystals.

PACS: 42.65.Jx; 42.79.Gn

1. INTRODUCCIÓN

Parece sorprendente el estudio y desarrollo que un concepto matemático, como lo es el solitón, ha tenido dentro de la última década. Este concepto, el cual surgió hace ya 100 años, representa un fenómeno natural que ocurre bajo ciertos mecanismos de diversa naturaleza (mecánica, óptica, etc.) y puede explicarse matemáticamente como una solución a una ecuación de onda, cuyo carácter no lineal permite soluciones en la forma de paquetes de onda localizados. Este tipo de pulso tiene la facultad de propagarse sin distorsión con un adecuado balance entre un fenómeno no lineal y un fenómeno dispersivo.

El láser de rubí en 1967 [1] brindó la posibilidad de observar por primera vez un pulso tipo solitón en el área de la óptica. Estos medios resonantes fueron los primeros en ser investigados y caracterizados. Su contribución física y matemática fue muy valiosa; sin embargo no han tenido aplicación práctica, debido a ciertos problemas, entre los que

¹ Dirección permanente: Departamento de Electrónica, Facultad de Ingeniería, Universidad de Guanajuato; Apartado postal 215-A, 36730 Salamanca, Guanajuato, México. También asesor del Grupo Educativo IMA, S.C., Apartado postal 172; 38301 Cortazar, Gto., México.

destacan la dificultad para encontrar un láser y un material adecuados para excitar una transición pura (que no contenga degeneración), así como la dificultad para evitar efectos transversales que destruyen la estructura del solitón (para mayor información ver Ref. [2]).

En 1973 la predicción de la existencia de solitones en fibras [3] vislumbró gran aplicabilidad tecnológica. Debido a que el perfil de su envolvente es referido al tiempo, a estos solitones se les conoce como solitones temporales. Sin duda alguna el área mayormente beneficiada fueron las comunicaciones ópticas, en donde se utiliza el hecho de que el efecto de dispersión cromática, propio de la propagación de un pulso luminoso en la fibra óptica, puede ser contrarrestado por el efecto no lineal del índice de refracción presentado en el silicio como respuesta a la intensidad del pulso [4]. Estos sistemas de comunicación son llamados sistemas solitón y son ya toda una realidad tecnológica [5].

Los sistemas ópticos de comunicación existentes, por la gran capacidad de información que pueden manejar, han demostrado su superioridad sobre los actuales dispositivos y conmutadores electrónicos. Investigaciones recientes han logrado desarrollar los primeros dispositivos de manera óptica, cuyo funcionamiento está basado en la utilización de un tercer tipo de solitón, cuyo perfil de su envolvente es perpendicular a su eje de propagación y que por tal motivo se le conoce como solitón espacial. El solitón espacial representa, a diferencia de los otros dos tipos que hemos mencionado, no un pulso de luz sino un haz temporalmente continuo que en virtud de su característico perfil transversal de intensidad es capaz de cancelar la difracción por el efecto no lineal inducido en el material. En el caso de materiales con coeficiente no lineal (real o equivalente) de tipo Kerr, la cancelación de difracción se logra a través de la modulación de fase inducida en el haz. La utilidad del solitón espacial radica no en propagación a grandes distancias, desde luego, sino en distancias cortas y en dimensiones pequeñas, compatibles con las de una fibra óptica, en donde las características no lineales inherentes a un solitón puedan aprovecharse para modular información. Por ejemplo, un prototipo de compuerta lógica [6] y un interruptor [7] basados en solitones espaciales han sido propuestos recientemente.

El ámbito de aplicaciones de los solitones espaciales ha crecido por el descubrimiento de que la luz intensa modifica el índice de refracción del material de tal manera que puede guiar luz de menor intensidad [8]. En un material tipo Kerr, este efecto ocurre cuando un haz suficientemente intenso provoca una redistribución en la estructura del material de acuerdo a su perfil transversal de intensidad, alterando en consecuencia su índice de refracción. De esta forma, cuando un segundo haz de menor intensidad es enviado en la misma dirección encuentra una distribución de índice que satisface la condición de confinamiento de una guía de onda. Como caso especial, si el haz intenso lo constituye un solitón espacial es posible contar con guías de onda inmateriales con características no lineales que pueden explotarse para desarrollar dispositivos totalmente ópticos idóneos para la operación en paralelo en la computación óptica. Uniones tipo Y e interruptores para haces débiles que trabajan en base al comportamiento no lineal de los solitones espaciales [9,10], son ejemplos de tales aplicaciones.

Obviamente, el futuro desarrollo y perfeccionamiento de dispositivos ópticos que emplean solitones espaciales como guías de onda, requiere del conocimiento simultáneo de las propiedades no lineales del solitón espacial, así como del comportamiento de la luz confinada por ellos [10,11]. Actualmente, la gran cantidad de publicaciones internacionales es consecuencia del enorme potencial tecnológico de estos fenómenos ópticos. El objetivo del

presente artículo es el de motivar a los grupos de investigación que, sin estar familiarizados con los solitones en la óptica, realicen trabajos paralelos con materiales no lineales, ya sea líquidos o del tipo fotorrefractivos, desarrollando así nuevos tipos de dispositivos puramente ópticos basados en solitones espaciales.

Por estas razones, el presente artículo concentra los conceptos fundamentales y prácticos de la especialidad que rodean a las guías de onda basadas en el solitón espacial, haciendo énfasis en la problemática que presenta su generación en el laboratorio. La Sec. 2 contiene las bases matemáticas suficientes para describir al solitón espacial como una guía de onda, mientras que en la Sec. 3, con un fuerte apoyo en simulaciones numéricas, se da una revisión de las distintas formas de producir solitones espaciales. En la Sec. 4 se resumen los resultados experimentales más relevantes que se han reportado, haciendo énfasis en la tendencia de vanguardia que es la generación de solitones espaciales en cristales fotorrefractivos, y presentamos evidencia de la obtención experimental de solitones espaciales oscuros en esos materiales en nuestro laboratorio. En la Sec. 5 describimos el funcionamiento de uniones e interruptores ópticos basados en solitones espaciales, y en la Sec. 6 las conclusiones del presente trabajo.

2. TEORÍA

2.1. *El solitón espacial*

La propagación de un haz linealmente polarizado a través de un medio que posee un índice de refracción $n(x, y, z)$ está descrita por la ecuación de onda escalar

$$[\nabla^2 + n^2(x, y, z)k_0^2]E = 0, \quad (1)$$

en donde ∇^2 es el laplaciano, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ es el número de onda en el vacío, λ_0 la longitud de onda y E el campo eléctrico del haz. Si el medio posee una no-linealidad del tipo Kerr, el índice de refracción se escribe

$$n = n_0 + n_2|E|^2, \quad (2)$$

donde n_0 y n_2 son los índices lineal y no lineal, respectivamente. Hasta el momento, soluciones estacionarias correspondientes al caso tridimensional de la Ec. (1) bajo la no-linealidad de Kerr aún no han sido encontradas, y en su lugar se ha probado que el haz sufre autodesenfocamiento [12] o filamentación [13] dependiendo del signo del coeficiente Kerr. Por tal razón, nos limitaremos en el caso bidimensional, e ignoraremos la variación del campo eléctrico del haz a lo largo del eje y ; es decir, $E = E(x, z)$. Tal situación no es restrictiva en situaciones experimentales, en donde se han empleado haces elípticos que permiten ignorar los acoplamientos entre las dos direcciones transversales del haz [14]. Si consideramos que la dirección de propagación del haz coincide con el eje positivo z , dentro de la aproximación paraxial el campo eléctrico puede escribirse en la forma

$$E(x, z) = \phi(x, z) \exp(-in_0 k_0 z), \quad (3)$$

en donde $\phi(x, z)$ es la envolvente transversal del haz. Sustituyendo la expresión (3) en la ecuación de onda (1) obtenemos

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - 2in_0k_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} + [n^2(x, z) - n_0^2]k_0^2\phi = 0, \quad (4)$$

en donde se ha utilizado la suposición de que la envolvente transversal del haz varía suavemente a lo largo de la dirección de propagación, de manera que el término $\partial^2\phi/\partial z^2$ puede ser despreciado. De acuerdo a la forma del campo eléctrico de la Ec. (3), el índice de refracción de la Ec. (2) estará dado por $n = n_0 + n_2|\phi|^2$. Sustituyéndolo en la Ec. (4) y manteniendo sólo el término a primer orden en n_2 , en virtud de la desigualdad $n_2 \ll n_0$, obtenemos la ecuación que rige la evolución del haz a través de un material tipo Kerr:

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial X^2} \pm \frac{L_D}{L_{NL}} |A|^2 A. \quad (5)$$

Aquí, hemos efectuado las normalizaciones $\phi = \sqrt{P_0} A$, $Z = z/L_D$ y $X = x/x_0$, en donde P_0 y x_0 son la intensidad pico (en W/cm²) y la anchura del haz inicial, respectivamente. Por su parte, $L_D = n_0 k_0 x_0^2$ es la llamada distancia de difracción y $L_{NL} = 1/(|n_2|k_0 P_0)$ es la distancia característica de la no-linealidad. El signo \pm en el lado derecho de la Ec. (5) corresponde al signo de n_2 .

La Ec. (5) es una ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE, por sus siglas en inglés) y, excepto por la parametrización de las variables, es idéntica a la ecuación que describe la propagación de pulsos en fibras ópticas. La NLSE ha sido ampliamente estudiada mediante el método de dispersión inversa [4], y es bien conocido que admite soluciones estacionarias del tipo solitón, tanto en el régimen de autoenfocamiento ($n_2 > 0$) como en el de autodesenfocamiento ($n_2 < 0$). La Ref. [15] da una descripción bastante didáctica de la NLSE en el contexto del método de dispersión inversa, de manera que nosotros nos enfocaremos a la descripción del significado físico y de las propiedades más importantes que exhiben las soluciones tipo solitón de la Ec. (5).

La clave para la formación del solitón espacial radica en las constantes L_D y L_{NL} . Para $L_D \ll L_{NL}$, el segundo término del lado derecho de la Ec. (5) puede ignorarse, reduciéndose a una ecuación que describe simplemente la difracción del haz inicial. En estas circunstancias el haz se ensancha conforme se propaga en el medio, duplicando su anchura inicial al recorrer una distancia $z = L_D$. Desde el punto de vista experimental, la desigualdad $L_D \ll L_{NL}$ implica índices de refracción de Kerr (n_2) pequeños o potencias del haz ($P_0 x_0^2$) suficientemente débiles, tales que

$$n_2(P_0 x_0^2) \ll \frac{1}{n_0 k_0^2}. \quad (6)$$

Por el contrario, si $L_{NL} \ll L_D$, es el término de difracción de la Ec. (5) el que puede ignorarse y el efecto Kerr sobre el haz domina, provocando un ensanchamiento spectral por efecto de la modulación de fase que le induce, manifestándose como un autoenfocamiento ($n_2 > 0$) o un autodesenfocamiento ($n_2 < 0$) del haz. La anchura spectral del haz inicial

es ahora la que se duplica al recorrer una distancia $z = L_{NL}$ en el medio, y las condiciones experimentales que se requieren están dadas por la Ec. (6) invirtiendo el sentido de la desigualdad.

Con base en los dos casos extremos en los que una de las dos distancias características L_D o L_{NL} domina, es de esperar que exista un valor para ellas en que el efecto de ensanchamiento del haz por difracción se compense por el ensanchamiento espectral producido por el efecto Kerr. La existencia de tal compensación es el origen del solitón espacial. Para un material tipo Kerr positivo, la solución de tipo solitón de la Ec. (5) con $L_D/L_{NL} = 1$ está dada por [3]

$$A(X, Z) = \kappa \operatorname{sech}(\kappa X) \exp(-i\kappa^2 Z/2), \quad (7)$$

con κ como un factor de escalamiento o de forma. Físicamente, la Ec. (7) representa un haz cuya sección transversal no cambia conforme se propaga en el medio (Fig. 1a), y las constantes experimentales requeridas para su producción satisfacen la Ec. (5) con el símbolo de desigualdad sustituido por el de igualdad. Si el parámetro $N = \sqrt{L_D/L_{NL}}$ no es igual a 1, pero es un entero, $N = 2, 3, \dots$, las soluciones de la Ec. (5) son llamadas solitones de orden N , y constan de N solitones fundamentales que interactúan no linealmente en presencia de un potencial efectivo de atracción [16]. En estas soluciones el perfil transversal del haz evoluciona periódicamente a lo largo del eje de propagación, comprimiéndose, generando máximos locales y volviéndose a ensanchar, recuperando la forma $A(X, 0) = N\kappa \operatorname{sech}(\kappa X)$ cada $z = \pi L_D/2$. La Fig. 1b muestra la evolución a través de dos períodos de un solitón de segundo orden. Cualquiera que sea su orden, los solitones que se generan en un medio Kerr positivo son llamados genéricamente *solitones espaciales brillantes*.

Por otra parte, para un medio Kerr negativo, las soluciones de tipo solitón de la Ec. (5) reciben el nombre de *solitones espaciales oscuros* y representan una región oscura inmersa en el fondo uniforme del perfil transversal del haz. El solitón oscuro fundamental, también llamado solitón negro, ocurre para $L_D = L_{NL}$ ($N = 1$), y está dado por la expresión [17]

$$A(X, Z) = \kappa \tanh(\kappa X) \exp(2i\kappa^2 Z/2), \quad (8)$$

donde κ es el factor de forma. También existen solitones oscuros de órdenes mayores pero, a diferencia del caso de los solitones brillantes, dos solitones fundamentales oscuros interfieren no linealmente entre sí bajo la influencia de un potencial efectivo de repulsión [18]. En consecuencia, cuando $L_D > L_{NL}$ se puede generar un solitón fundamental junto con solitones oscuros secundarios, llamados también solitones grises. Éstos se diferencian de los solitones negros en que no alcanzan el cero en su mínimo de intensidad, así como en el hecho de que el cambio máximo de fase a través de su centro no es de π radianes, como está implícito en la Ec. (8). Además, los solitones grises no avanzan paralelamente al eje de propagación Z , sino formando un ángulo determinado con respecto a éste. Aunque alejándose transversalmente del eje Z , conviene enfatizar que un solitón gris mantiene inalterado su perfil transversal propio. La expresión general para un solitón gris guarda la forma [19]

$$A(X, Z) = \kappa \frac{(\lambda + i\nu)^2 + \exp[2\nu\kappa(X + 2\lambda\kappa Z)]}{1 + \exp[2\nu\kappa(X + 2\lambda\kappa Z)]} \exp[2i\kappa^2 Z], \quad (9)$$

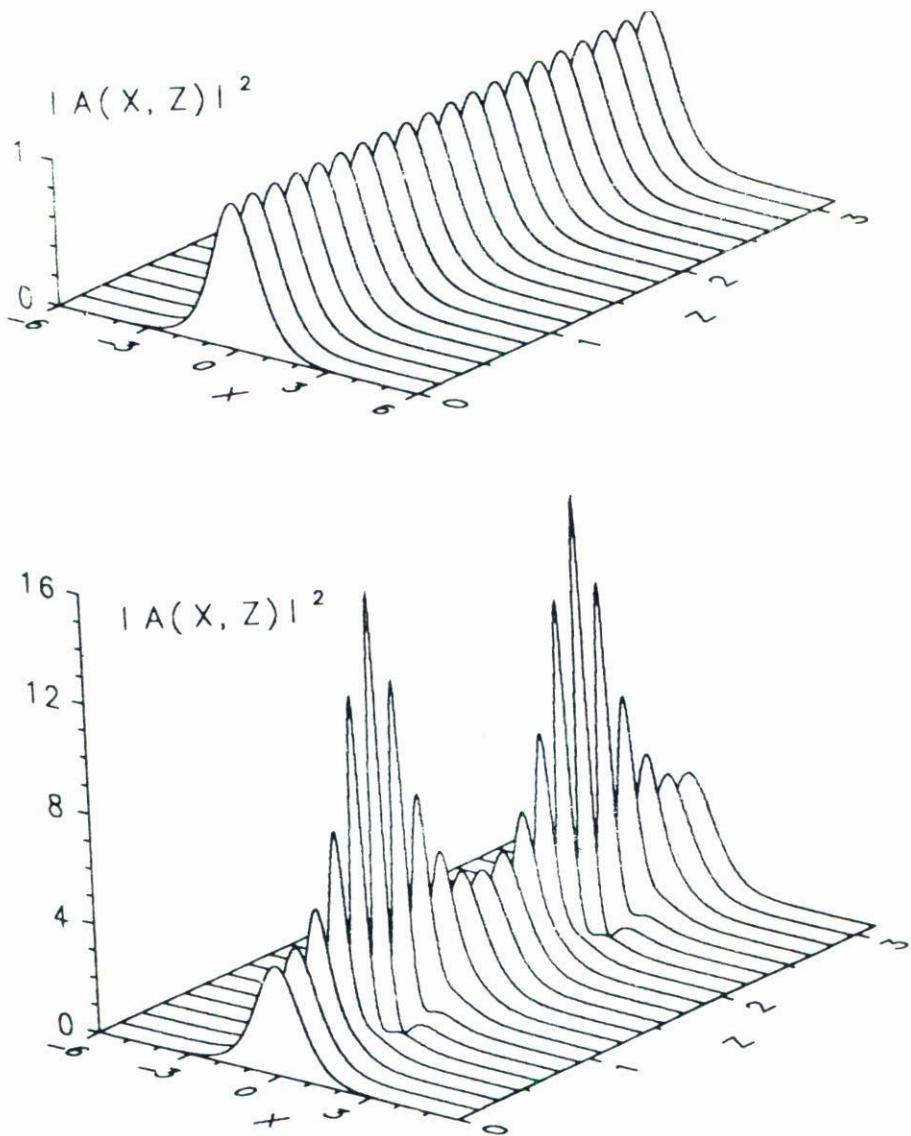


FIGURA 1. Propagación de un solitón espacial brillante fundamental (a) y uno de segundo orden (b) a través de un medio Kerr positivo. Las gráficas fueron obtenidas resolviendo numéricamente la Ec. (5) con $N = \sqrt{L_D/L_{NL}} = 1$ en (a) y con $N = 2$ en (b), partiendo de la condición inicial $A(X, 0) = \text{sech}(X)$. Nótese el comportamiento periódico del solitón de segundo orden en $Z = \pi/2$.

en donde κ es el factor de forma y $\lambda^2 = 1 - \nu^2$, ν es el parámetro que caracteriza la anchura del solitón gris, $1/\nu$, y al mismo tiempo determina la profundidad de la región oscura y, por ende, caracteriza su contraste, $1 - \nu^2$. La Fig. 2 muestra dos ejemplos de la evolución de solitones oscuros en un medio Kerr negativo. El ángulo θ que el solitón gris de la Fig. 2b forma con respecto al eje Z depende también del parámetro ν , y de la Ec. (9) se desprende que $\nu = \tan(\theta) = 2\lambda\kappa$. Con frecuencia, el parámetro ν de un solitón

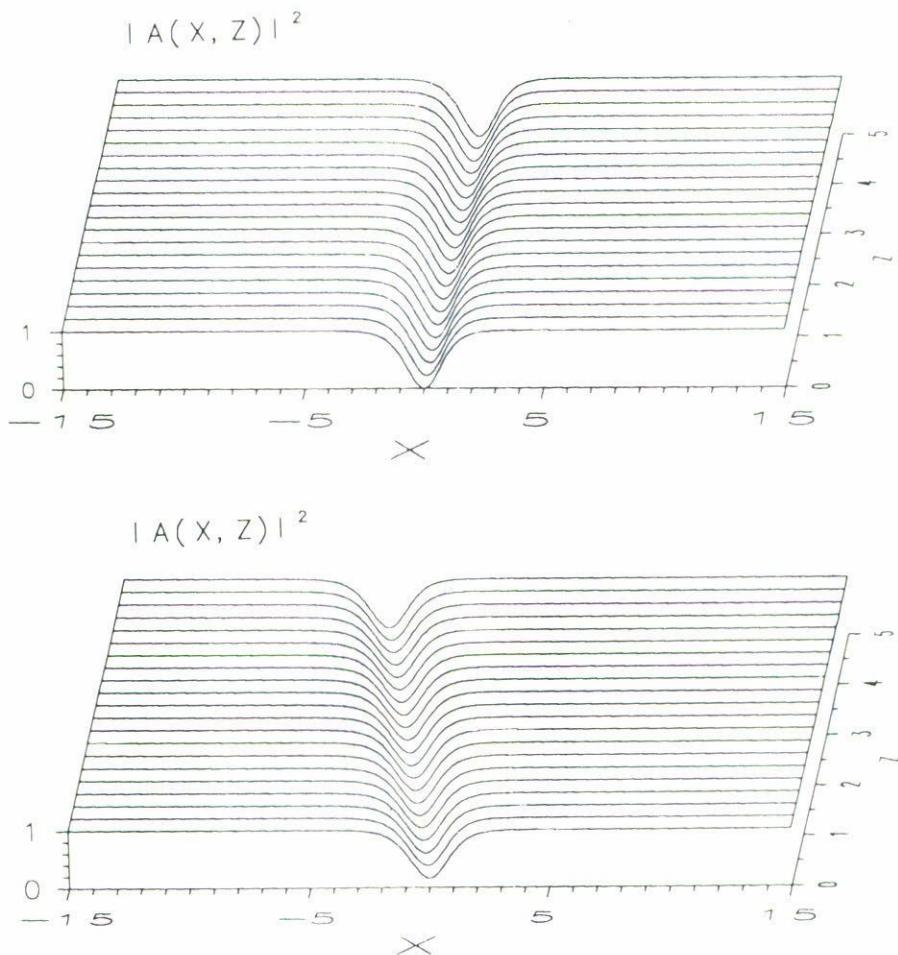


FIGURA 2. Propagación de un solitón espacial oscuro fundamental o negro (a) y uno secundario gris (b) a través de un medio Kerr negativo. Las gráficas fueron obtenidas evaluando directamente la Ec. (9) en las distancias de propagación indicadas, utilizando $\lambda = 0$ en (a) y $\lambda = 0.4$ en (b). Nótese que el solitón gris no avanza paralelamente al eje Z .

gris se llama en la literatura su velocidad transversal, en analogía con los solitones oscuros en fibras ópticas.

2.2. Guías de onda basadas en solitones espaciales

Supongamos ahora que en el material tipo Kerr se encuentran presentes dos haces de diferentes longitudes de onda pero que poseen la misma polarización, y que se propagan ambos en la dirección positiva del eje z . Manteniéndonos dentro de la aproximación paraxial, el campo eléctrico total en el material puede escribirse como [véase la Ec. (3)]

$$E(x, z) = E_1 + E_2 = \phi(x, z) \exp(-in_{01}k_{01}z) + \psi(x, z) \exp(-in_{02}k_{02}z), \quad (10)$$

en donde ahora el segundo subíndice en n_{0i} y k_{0i} denota al primer ($i = 1$) o al segundo ($i = 2$) haz. En virtud de la no linealidad del material los dos haces interaccionarán mutuamente, efecto denominado modulación mutua de fase (XPM, por sus siglas en inglés). La influencia de un haz sobre el otro proviene del acoplamiento entre ellos en un material tipo Kerr y se puede cuantificar de la siguiente manera. Puesto que, con la ayuda de la Ec. (10), el término que da origen al efecto Kerr, $n_2|E|^2E$, se puede escribir como

$$n_2|E|^2E = n_2(|E_1|^2 + 2|E_2|^2)E_1 + n_2(|E_2|^2 + 2|E_1|^2)E_2 + \text{TOF}, \quad (11)$$

al comparar con la Ec. (2) se concluye que el efecto de XPM causa que el primer haz sea sometido a un índice de refracción efectivo $n_{1\text{ef}} = n_{01} + n_2(|E_1|^2 + 2|E_2|^2)$, mientras que el segundo se sujeta a un índice efectivo $n_{2\text{ef}} = n_{02} + n_2(|E_2|^2 + 2|E_1|^2)$. El término TOF en la Ec. (11) representa los términos que poseen otras frecuencias espectrales distintas a las de los dos haces de interés. Si se considera que el primer haz es mucho más intenso que el segundo; es decir, $|\phi|^2 \gg |\psi|^2$, los índices de refracción efectivos para cada haz se reducen a

$$\begin{aligned} n_{1\text{ef}} &= n_{01} + |E_1|^2, \\ n_{2\text{ef}} &= n_{02} + 2|E_1|^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Con estos índices, la aplicación de la Ec. (1) al campo eléctrico de cada haz genera el siguiente par de ecuaciones acopladas:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial X^2} \pm \frac{L_D}{L_{NL}} |A_1|^2 A_1, \quad (13)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial Z} = \frac{1}{2} r_n r_k \frac{\partial^2 A_2}{\partial X^2} \pm \frac{2L_D}{r_k L_{NL}} |A_1|^2 A_2, \quad (14)$$

en donde se han efectuado las normalizaciones $\phi = \sqrt{P_0}A_1$, $\psi = \sqrt{P_0}A_2$, y se han definido los parámetros $r_n = n_{01}/n_{02}$ y $r_k = k_{01}/k_{02} = \lambda_{02}/\lambda_{01}$. Según la Ec. (13), el haz intenso se rige por la NLSE, idéntica a la Ec. (5), mientras que la Ec. (14) describe la distribución transversal del haz débil en presencia de una distribución efectiva de índice de refracción proporcional a la intensidad del haz intenso. Si éste adquiere el perfil estacionario de un solitón, entonces, al menos en principio, es posible encontrar valores propios para r_n y r_k , y sus correspondientes funciones propias A_2 que representen modos confinados por el perfil de índice de refracción estable inducido por el solitón. En este caso, el haz débil será guiado efectivamente por el solitón espacial. Determinar las funciones propias de la Ec. (14) en forma analítica para cualquier orden de solitón espacial puede resultar una tarea difícil, y sólo se conocen algunas soluciones particulares, como para el caso en el que el haz intenso adquiera la forma de un solitón brillante fundamental [20]. Ahí se demuestra que si $r_n r_k \leq \sqrt{2}$ existirá confinamiento, mientras que si el sentido de la desigualdad se revierte, el solitón no podrá guiar al haz de prueba.

Para enfatizar la física del fenómeno de luz guiada por luz, estimaremos de manera aproximada cuál es la distribución monomodal del haz débil en el caso de que el haz

intenso evolucione en un solitón oscuro. Para simplificar el problema, supondremos que tal canal óptico sigue la forma de la Ec. (9) con $\kappa = 1$ y $Z = 0$. De esta manera, sustituyendo $|(L_D/L_{NL})A_1(x, z)|^2 = 1 - \nu^2 \operatorname{sech}^2(\nu x)$ en la Ec. (14) y tomando el signo menos correspondiente a un medio tipo Kerr negativo, los modos transversales del haz prueba se obtendrán de la ecuación

$$i \frac{\partial A_2}{\partial Z} = \frac{1}{2} r_n r_k \frac{\partial^2 A_2}{\partial X^2} - \frac{2}{r_k} [1 - \nu^2 \operatorname{sech}^2(\nu x)] A_2. \quad (15)$$

Buscando soluciones estacionarias para A_2 , es válido proponer una solución del tipo $A_2(x, z) = f(x) \exp(-i\gamma z)$. Además, supondremos que, puesto que nos interesa sólo estimar el primer modo de $A_2(X, Z)$, la aproximación $\operatorname{sech}^2 \nu x \approx 1 - \nu^2 x^2$ es válida. Así, la Ec. (14) se reduce a

$$\frac{d^2 f}{dx^2} = \frac{4\nu^4}{r_n r_k^2} \left[\frac{1 - \nu^2 - \gamma r_k/2}{\nu^4} + x^2 \right] f, \quad (16)$$

la cual admite la solución

$$f(x) = f_0 \exp(-x^2/2a^2) \quad (17)$$

si las constantes γ y a satisfacen las relaciones

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{r_n} \nu^2 + \frac{2}{r_k} (1 - \nu^2) \\ a^2 &= \frac{\sqrt{r_n} r_k}{2\nu^2}, \end{aligned} \quad (18)$$

Las Ecs. (17) y (18) ponen de manifiesto que, en primera aproximación, la distribución monomodal del haz débil guiado por un solitón oscuro posee un perfil gaussiano con una anchura, a , proporcional a la anchura del solitón, $1/\nu$, resultado congruente con el análisis llevado a cabo con solitones brillantes fundamentales [20].

3. GENERACIÓN DE SOLITONES ESPACIALES

Las soluciones del tipo solitón expuestas en la sección anterior son soluciones estacionarias de la NLSE y, en general, se obtienen tras una etapa transitoria si se utiliza una condición inicial apropiada. En principio, una condición inicial arbitraria para la Ec. (5) puede descomponerse en soluciones tipo solitón y en una componente que es difractada, resolviendo el problema de valores propios asociado a la NLSE por Zakharov-Shabat [21]. Sin embargo, las condiciones iniciales que permiten una solución analítica son limitadas, usualmente a perfiles tipo puertas, escalones y secantes hiperbólicas, por lo que resulta necesario recurrir a la experimentación, ya sea numérica o de laboratorio para analizar el comportamiento de una solución más general. La siguiente sección describe varias técnicas para generar solitones espaciales.

3.1. Solitones brillantes

De la Sec. 2.1 se desprende que si $N = \sqrt{L_D/L_{NL}}$ en la Ec. (5) es un número entero, es posible obtener un solitón brillante de orden N si se utiliza la condición inicial $A_1(X, 0) = \text{sech}(X)$. Sin embargo, es prácticamente imposible conseguir que N sea exactamente un entero y dar la forma de secante hiperbólica a la sección transversal del haz de un láser. En el caso general en que N no sea un entero, es posible aún obtener solitones brillantes como solución estacionaria de la Ec. (5). Por ejemplo, si se mantiene la restricción de que el haz inicial posee un perfil transversal de secante hiperbólica y N no es entero, conviene definir dos nuevos parámetros, N_i y α , a través de la relación $N = N_i + \alpha$, en donde N_i es el número entero más cercano a N y $|\alpha| < 1/2$. Haciendo uso del método perturbativo sobre la NLSE se ha mostrado [22] que tal condición inicial puede descomponerse en dos partes: una que contiene al solitón de orden N_i

$$A(X, 0) = N_i \kappa \text{sech}(\kappa X), \quad (19)$$

en donde $\kappa = 1 + 2\alpha/N_i$ es su factor de forma, mientras que la otra parte consiste en una componente débil de amplitud α que se encuentra π radianes fuera de fase de la primera. Conforme la propagación toma lugar, la amplitud de la componente débil decaerá, dejando solamente el haz con el perfil transversal del solitón de orden N_i dado por la Ec. (19).

Por otra parte, la salida convencional de un láser operando en un sólo modo transversal sigue un perfil gaussiano que difiere del de la secante hiperbólica. Sin embargo, aunque en general no se pueden predecir analíticamente sus características, es aún posible generar solitones brillantes después de una etapa transitoria. El único punto clave de que puede disponerse para conocer de antemano si se formará o no un solitón a partir de un perfil que no es el ideal está dado por el área normalizada de su envolvente, denotada como a_0 y definida a través de

$$a_0 = \sqrt{L_D/L_{NL}} \int_{-\infty}^{\infty} A_1(x, 0) dx. \quad (20)$$

Por ejemplo, para un perfil inicial de secante hiperbólica, el área sigue una relación simple: si $\pi/2 < a_0 < 3\pi/2$ se formará un solitón fundamental y un solitón de orden M se formará cuando $(M - 1/2)\pi < a_0 < (M + 1/2)\pi$. Para cualquier otro perfil, el valor umbral deberá determinarse numéricamente. Nuestra experiencia indica que si el perfil inicial es gaussiano su área debe satisfacer la relación $0.6\pi < a_0 < 1.7\pi$ para que produzca un solitón fundamental. La Fig. 3a muestra la propagación dentro de un material tipo Kerr de dos haces gaussianos de diferente área. En (a) el área inicial es de sólo 0.4π , la difracción es dominante y, en consecuencia, el haz inicial se ensancha progresivamente sin llegar a formar un solitón. Por su parte, en la Fig. 3b el área del haz inicial es de 1.4π y evoluciona hacia un solitón brillante fundamental.

3.2. Solitones oscuros

Ya que los solitones oscuros representan perfiles transversales de oscuridad en un fondo de luz uniforme, su generación es más complicada. En particular, la condición de que $A_1(x, z)$

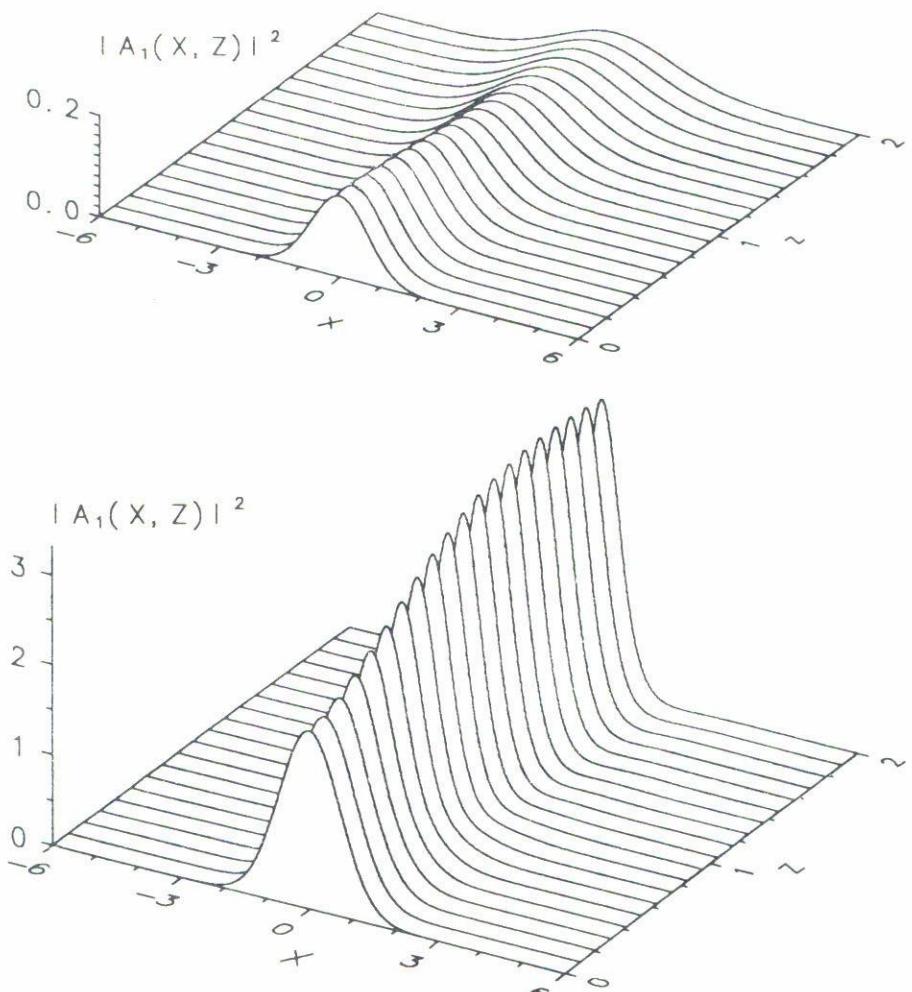


FIGURA 3. Generación de un solitón espacial brillante partiendo de un haz con perfil transversal gaussiano. En (a) el área del perfil inicial es de $a_0 = 0.4\pi$ y el efecto de difracción es dominante, impidiendo la formación del solitón. En (b) $a_0 = 1.4\pi$ y el haz evoluciona hacia un solitón fundamental. Ambas figuras se obtuvieron resolviendo numéricamente la Ec. (13).

sea constante cuando $x \rightarrow \pm\infty$ es imposible de satisfacer tanto en el laboratorio como en las simulaciones numéricas. Afortunadamente, se ha estudiado la propagación de solitones oscuros en un fondo finito de luz [23], y se ha demostrado que las características fundamentales del primero pueden apreciarse aun a distancias de propagación considerables si se satisface la condición empírica de que la anchura del solitón oscuro sea a lo sumo una décima parte de la anchura del haz brillante que le sirve de fondo. La condición sobre las anchuras se entiende bajo el argumento de que el haz brillante al propagarse en un medio con índice de Kerr negativo adquiere una modulación en su fase, se ensancha y disminuye de intensidad en virtud de los efectos combinados de autodesenfocamiento y de difracción. Si las anchuras de los dos perfiles son muy cercanas, la anchura del solitón se ensanchará prácticamente a la misma razón y las características del solitón se perderán

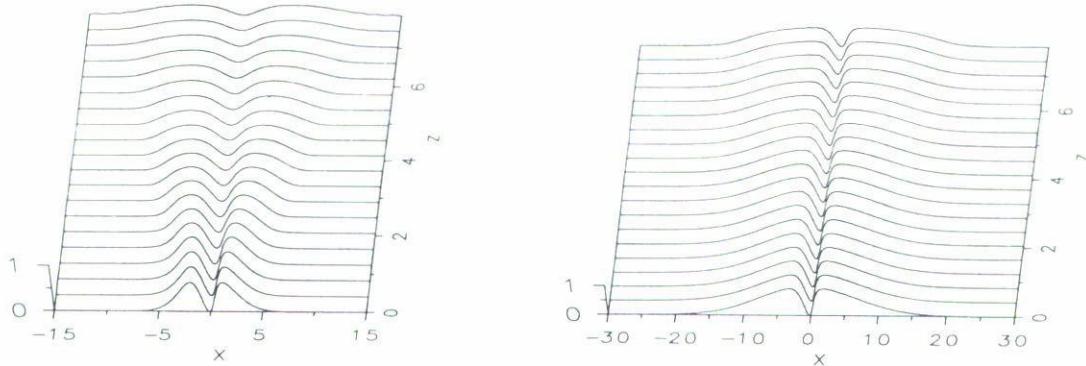


FIGURA 4. Influencia de un fondo brillante finito con perfil gaussiano sobre la propagación de un solitón oscuro fundamental. En (a) la anchura del fondo brillante es sólo tres veces mayor que la anchura del solitón, mientras que en (b) es diez veces mayor. Nótese como en (a) las características del solitón desaparecen rápidamente, mientras que en (b) el solitón se somete a cambios adiabáticos.

rápidamente (Fig. 4a). Cuando la anchura del fondo brillante es mucho mayor, los cambios que ocurren en su parte central oscura pueden considerarse adiabáticos (Fig. 4b) y mantiene las propiedades de un solitón oscuro, como lo son el producto del cuadrado de su anchura por su intensidad [23] y su inalterabilidad bajo colisión [24]. De esta manera, para fines experimentales es posible obtener solitones oscuros con un láser operando en un sólo modo transversal siempre y cuando el solitón que se forme sea mucho menos ancho que la anchura del haz inicial.

A diferencia de los solitones espaciales brillantes que pueden obtenerse mandando el haz del láser directamente al medio no lineal, para generar solitones oscuros es necesario hacer pasar primeramente al haz a través de una mascarilla de fase o de amplitud para proporcionar una condición inicial adecuada a la entrada del medio. La finalidad de una u otra mascarilla es producir una depresión sobre el perfil brillante del haz a partir del cual se generará el solitón. Aunque las propiedades del solitón oscuro formado dependen de las características de la mascarilla, es de notar que un solitón se formará no importando la pequeñez de la depresión causada por ésta sobre un haz suficientemente intenso [25].

La mascarilla de fase se usa para producir un desfasamiento entre dos porciones de la sección transversal del haz. Si tal mascarilla es colocada justo a la entrada del medio, y si se ignora la extensión finita del haz, la condición inicial del haz intenso puede escribirse idealmente como

$$A_1(x, 0) = \begin{cases} A_0, & \text{si } x \leq b_0, \\ A_0 \exp(i\theta_{12}), & \text{si } x > b_0, \end{cases} \quad (21)$$

en donde $|A_0|^2$ es la intensidad del haz, θ_{12} es la diferencia de fase provocada y b_0 marca la posición delimitadora de la mascarilla. El uso de tal condición inicial ideal permite predecir analíticamente el tipo de solitón oscuro que se generará el propagarse en el medio. Mediante el método de Zakharov-Shabat es posible demostrar que el solitón resultante seguirá la Ec. (9) con el parámetro $\nu = A_0 |\sin(\theta_{12}/2)|$, Ref. [26]. En una circunstancia real, el

fondo brillante del haz es finito, y es necesario recurrir a las simulaciones numéricas para caracterizar a los solitones oscuros generados. A manera de ejemplos ilustrativos, la Fig. 5 muestra dos soluciones numéricas de la Ec. (13), tomando el signo de la no-linealidad como negativo, para un perfil transversal de tipo hipergaussiano multiplicado por el escalón de fase de la Ec. (21). En la Fig. 5a el cambio de fase ha sido de $\theta_{12} = 0.6\pi$ y se aprecia la generación de un solitón gris que se desplaza progresivamente hacia la derecha a una razón constante. Por su parte, en la Fig. 5b se ha usado $\theta_{12} = \pi$ y acorde con el resultado analítico mencionado ($\nu \approx 1$), se observa la generación de un solitón oscuro fundamental, pues su mínimo es cercano a cero y no sufre desplazamiento lateral. Nótese cómo el cambio brusco en la fase de la condición inicial de la Ec. (21) produce al inicio de la propagación oscilaciones de alta frecuencia que tienden a desaparecer conforme el haz avanza en el medio no lineal, dejando eventualmente puro al solitón generado inmerso en un fondo continuo de luz. Desde luego, esta conclusión será más acertada conforme la anchura del haz brillante se aumente.

Si la mascarilla de fase no se encuentra justo a la entrada del medio, entonces el haz que incide en el medio mostrará un efecto adicional de difracción adquirido al recorrer la distancia que separa la mascarilla de la celda. Aunque la condición inicial se aleja aún más de la teórica dada en la Ec. (21), los solitones oscuros que se obtienen poseen características muy cercanas a los obtenidos cuando la mascarilla está colocada justo a la entrada del medio. Para comprobarlo, la Fig. 6 muestra en (a) la difracción que sufre el haz modificado por la mascarilla durante su trayecto a la cara del material. La distancia entre la rejilla y el material ha sido de $2L_D$, y de la Fig. 6a resulta evidente que el número y la amplitud de las oscilaciones del frente de onda que llegue al material variará conforme dicha distancia se modifique. Posteriormente, el último perfil transversal de la Fig. 6a es utilizado como condición inicial para el haz intenso dentro del material y su evolución es mostrada en la Fig. 6b. Aquí se aprecia la conformación de un solitón negro semejante al obtenido en la Fig. 5b, incluso por las oscilaciones laterales del proceso transitorio.

Por otra parte, el uso de una mascarilla de amplitud produce directamente una zona oscura en el perfil transversal del haz a partir de la cual se generarán los solitones oscuros. Analíticamente es posible predecir las características de los solitones formados si se supone la condición inicial ideal

$$A_1(x, 0) = \begin{cases} 0, & \text{si } |x| \leq L, \\ A_0, & \text{si } |x| > L, \end{cases} \quad (22)$$

que corresponde a una mascarilla que consta de una franja oscura de espesor $2L$ que se interpone a un haz transversalmente uniforme justo a la entrada del material tipo Kerr. Aplicando nuevamente el método de Zakharov-Shabat, se ha demostrado que con la condición inicial de la Ec. (22) se generan pares de solitones oscuros grises, cuyos valores propios λ están dados por la ecuación trascendental [27]

$$A_0 \cos(2\lambda L) = \pm \lambda. \quad (23)$$

En consecuencia, el número de pares de solitones grises generados depende tanto de la anchura del obstáculo, $2L$, como de la intensidad del haz brillante de fondo A_0 ; pero es importante señalar que siempre se formará al menos un par.

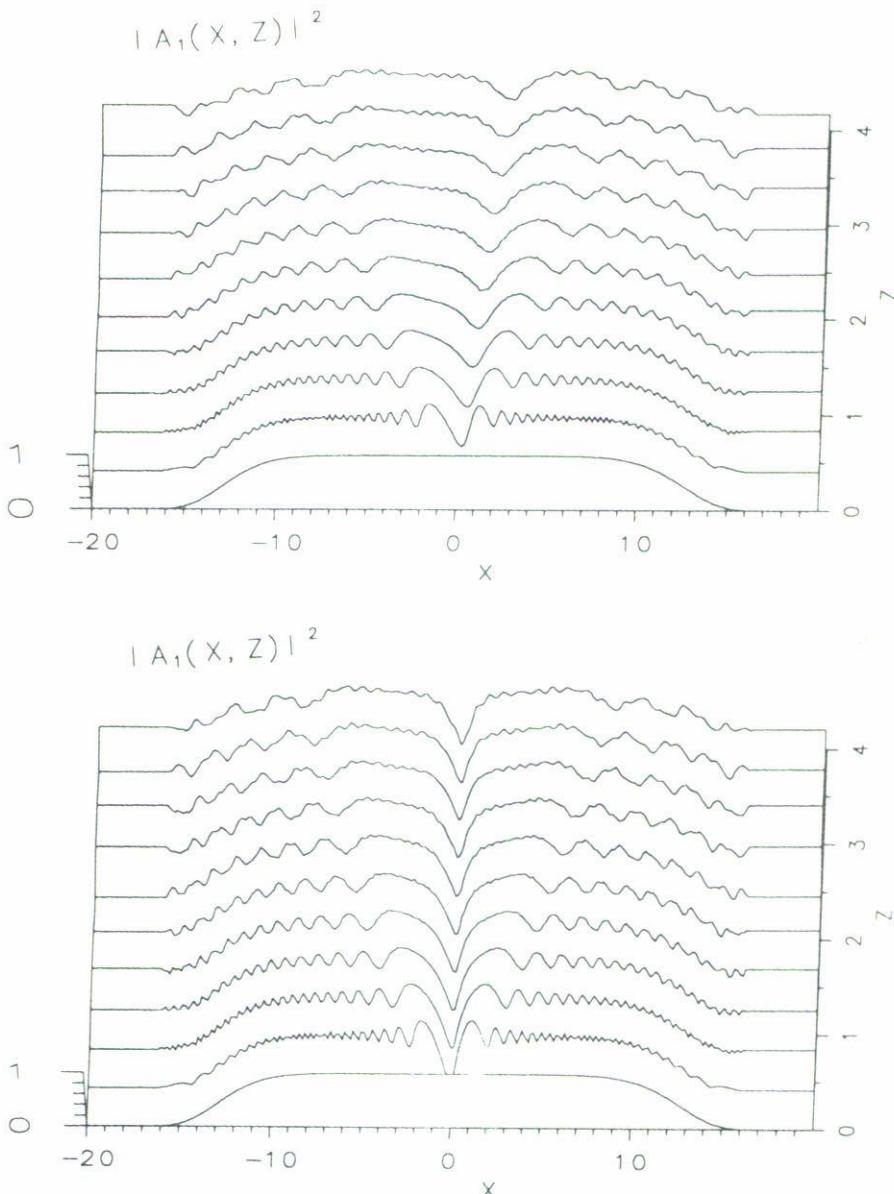


FIGURA 5. Generación de solitones oscuros mediante la mascarilla de fase dada por la Ec. (21) impuesta sobre la mitad de un perfil transversal hipergaussiano $\exp[-(X/12)^8/2]$ justo a la entrada del medio no lineal. En (a) el cambio de fase es $\theta_{12} = 0.6\pi$ y se observa la formación de un solitón gris que se desplaza hacia la derecha, mientras que en (b) $\theta_{12} = \pi$, dando origen a un solitón negro.

Para concluir esta sección mencionaremos una técnica novedosa [28] para la generación de solitones oscuros que no requiere el uso de obstáculos de amplitud ni de fase. En lugar de ellos, dos haces de la misma intensidad se cruzan a un ángulo rasante para formar un patrón de franjas de interferencia justo a la entrada del material no lineal. Cuando este

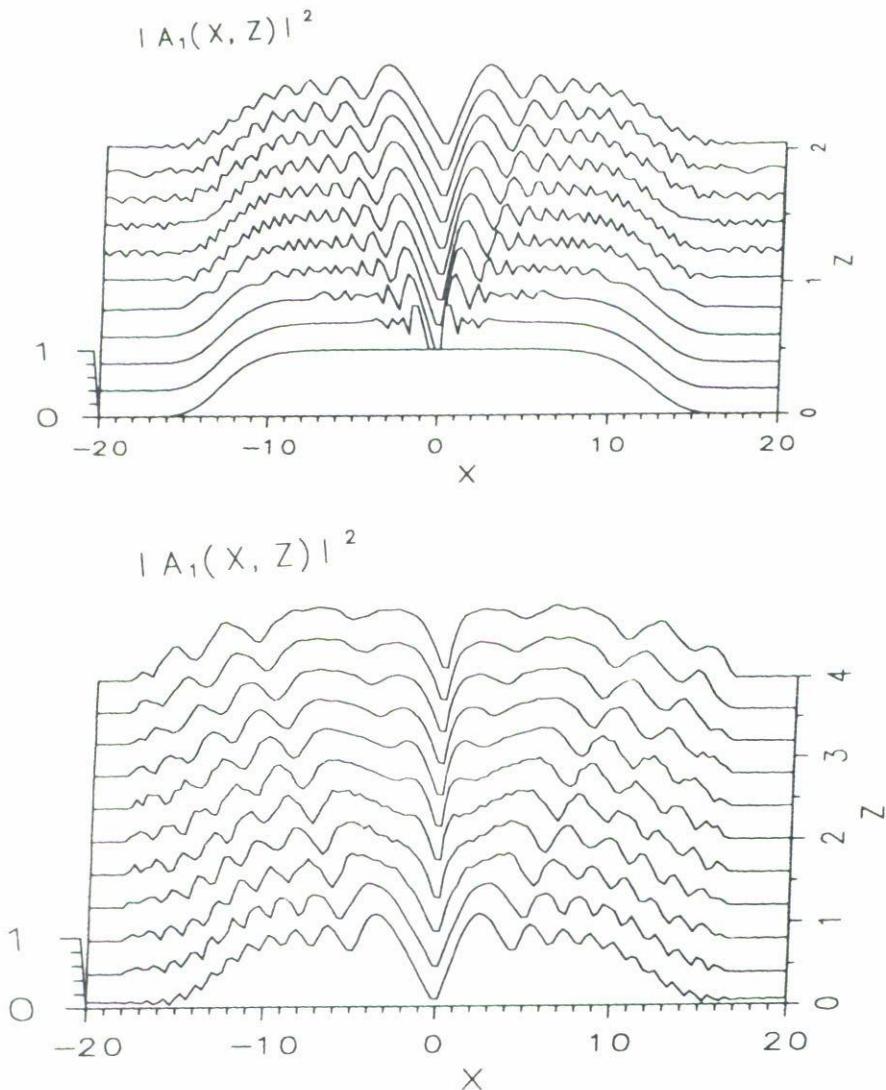


FIGURA 6. Generación de solitones oscuros mediante la misma mascarilla de fase de la Fig. 5b pero colocada una distancia $z = 2L_D$ antes de la entrada del material no lineal. En (a) se muestra la propagación a través del aire desde la mascarilla al medio no lineal, en donde sólo está presente el efecto de difracción. En (b) se muestra la continuación de su propagación a través del medio no lineal, en donde se observa la generación de un solitón negro en forma similar al mostrado en la Fig. 5b.

patrón sinusoidal se propaga dentro de la celda se somete a los efectos de difracción y de autodesenfocamiento, los cuales hacen oscilar periódicamente la distribución transversal de intensidad del haz [28]. Sin embargo, si se le proporciona algún mecanismo de ganancia al haz, por ejemplo mediante una lente plana convexa que concentre gradualmente la anchura del haz conforme avanza a través del material no lineal [29], el patrón sinusoidal evoluciona

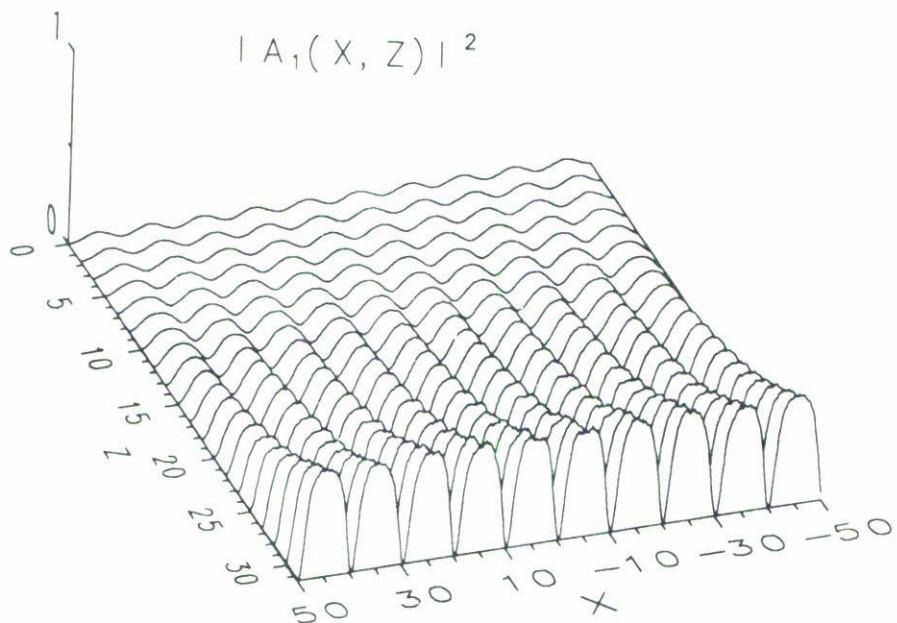


FIGURA 7. Generación de solitones negros mediante la amplificación de un patrón transversal inicial sinusoidal: $A_1 = A_0 \operatorname{sen}(\pi X/T)$. La gráfica fue obtenida resolviendo numéricamente la Ec. (13) añadiendo en su lado derecho el término de ganancia $i\Gamma A_1$. Los parámetros empleados fueron: $N = 1$, $A_0 = 0.2$, $T = 10$ y $\Gamma = 0.05$.

a una sucesión de solitones oscuros fundamentales. El estudio de la propagación de un haz en presencia de ganancia se puede efectuar añadiendo el término $i\Gamma A_1$ en el lado derecho de la Ec. (13), en donde $\Gamma = \alpha_0 L_D$, siendo α_0 el coeficiente de ganancia. La Fig. 7 muestra una solución numérica de la Ec. (13) así modificada partiendo de la condición inicial a que da lugar la interferencia de dos haces: $A_1(X, 0) = A_0 \operatorname{sen}(\pi X/T)$, donde T es el período. Como se observa, la tendencia a la formación de solitones oscuros es evidente. Este método de generación de solitones oscuros posee ventajas sobre los demás, ya que la separación entre solitones adyacentes, así como la anchura de los solitones, pueden controlarse variando el ángulo de colisión de los haces y el coeficiente de ganancia, respectivamente.

4. PRODUCCIÓN EXPERIMENTAL DE SOLITONES ESPACIALES

Desde el punto de vista experimental, la producción de solitones espaciales ofrece enormes reducciones en los requerimientos de equipo y precisión cuando se compara con la generación de las otras clases de solitones ópticos. La clave para ello es la disponibilidad de materiales que manifiestan no linealidades a potencias luminosas cada vez más reducidas, como es el caso de los colorantes líquidos y, de más reciente desarrollo, los materiales fotorrefractivos. En las siguientes subsecciones presentamos evidencia experimental de solitones espaciales, tanto brillantes como oscuros, y de su uso como guías de ondas ópticas, utilizando precisamente algunos de tales materiales.

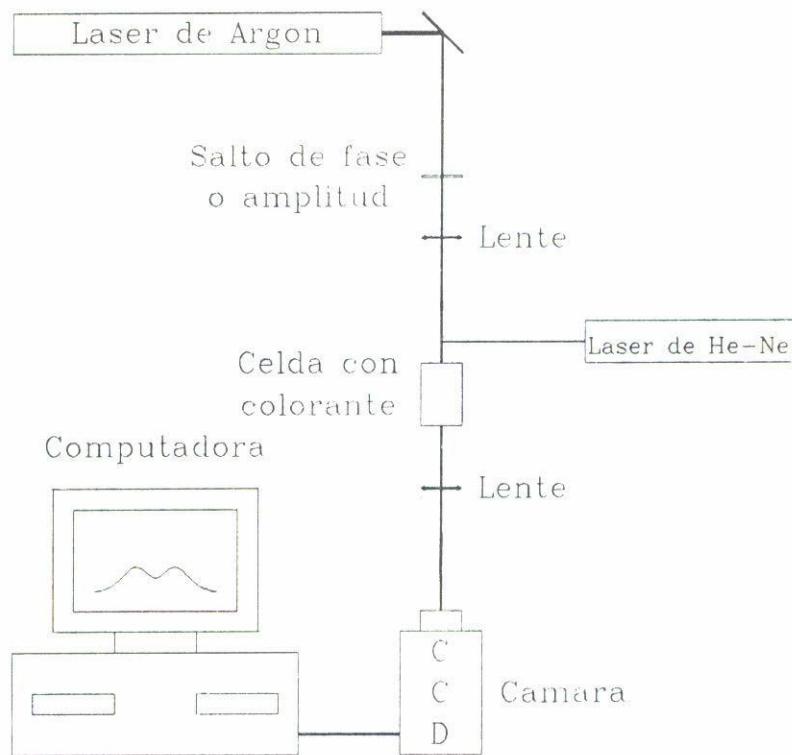


FIGURA 8. Arreglo experimental utilizado para la observación de solitones espaciales oscuros en soluciones de colorantes orgánicos.

4.1. Solitones espaciales en colorantes líquidos

Los medios líquidos utilizados en nuestros experimentos consisten en colorantes orgánicos (tintas comerciales) disueltos en alcohol [31]. En presencia de luz, tales medios exhiben un comportamiento no lineal de origen térmico que, en principio, puede expresarse por la Ec. (2) con un índice de refracción no lineal efectivo y de signo negativo. Esto implica que sólo es posible producir solitones oscuros en ellos. Otros materiales con no-linealidad de origen térmico en los que se han generado solitones espaciales oscuros son: la clorofila disuelta en etanol [32], metaloporfinas [33] y moléculas de 4-dimetil-4'-nitrostilbene disueltas en ciclopantanona [29].

El esquema del arreglo experimental básico se muestra en la Fig. 8. Ahí, un haz de un láser de argón, operando a 488 nm y con un diámetro de 1 mm es enviado directamente al objeto que producirá un salto de fase o de amplitud para satisfacer condiciones apropiadas para la generación de solitones oscuros. En algunos de los experimentos se utilizó una lente para enviar la imagen obtenida después del objeto de fase o de amplitud directamente a la celda que contiene el colorante líquido. A 2 cm de la entrada a la celda se coloca un divisor de haz, el cual permite enviar un haz de prueba en la misma dirección que el haz de argón sin disminuir la intensidad de éste. Para el haz de prueba se utilizó un haz de un láser de HeNe operando a 632.8 nm.

La celda tiene una longitud de 18 cm y la muestra posee un coeficiente de absorción

de 0.3 cm^{-1} . Las imágenes a la salida de la celda son enviadas mediante una lente a una cámara CCD o a un fotodetector, y de ahí a una computadora con tarjeta digitalizadora donde se analiza las estructuras transversales de los haces.

Para generar el solitón espacial fundamental se utilizó un salto de fase formado por un vidrio de 1 mm de espesor, el cual se colocó a 10 cm de la entrada a la celda. Por los resultados que se obtuvieron el vidrio satisfacía la Ec. (21) con $\theta_{12} \sim \pi$. En este experimento no se utilizó lente después del salto de fase, de manera que el haz de argón a la entrada de la celda contenía la difracción acumulada a través de los 10 cm que los separaban de ella. La curva (a) de la Fig. 9 muestra la imagen detectada a la salida de la celda cuando la intensidad en el haz de argón es baja (20 mW), de manera que el efecto de difracción domina. Cuando la intensidad del haz es elevada hasta 120 mW, el perfil del haz a la salida de la celda cambia notablemente, Fig. 9b. La cancelación de difracción es evidente y la forma de la región oscura central recuerda la de una secante hiperbólica invertida con un mínimo muy cercano a cero, por lo que dicha curva puede tomarse, incluso por sus oscilaciones laterales (véase Fig. 6b), como un transitorio hacia la formación de un solitón fundamental. Bajo estas circunstancias se envió el haz del láser de He-Ne y su perfil transversal final se muestra en la curva (c) de la Fig. 9, en la cual se observa que el máximo de intensidad se concentra dentro de la región del solitón oscuro en formación. Esto demuestra la capacidad del solitón espacial de actuar como guía de onda para un haz débil de diferente frecuencia.

Para producir el cambio de fase adecuado a la mitad de la sección del haz de argón se usó también un espejo en el que una mitad era más delgada que la otra por un cuarto de longitud de onda. De esta forma, la luz de un haz reflejado muestra un cambio de fase exactamente de π radianes. La imagen producida por el espejo se envió directamente a la cara de entrada de la celda por medio de una lente, y la salida se analizó ahora por medio de la cámara CCD, con la ayuda de algunos programas desarrollados para obtener la distribución de la intensidad de manera gráfica [34]. Los perfiles transversales del haz de argón obtenidos a la salida de la celda bajo esta variante en la técnica experimental se muestran en la Fig. 10. La curva (a) corresponde al caso de baja intensidad, mientras que la curva (b) corresponde al de alta intensidad en el láser de argón. Nuevamente, la reducción de la anchura de la zona oscura del perfil transversal nos confirma la cancelación de difracción por intensidad y la tendencia hacia la eventual formación de un solitón espacial oscuro.

Para producir solitones oscuros mediante la condición inicial consistente en un salto de amplitud utilizamos alambres de diferentes diámetros para bloquear la zona central del haz de argón. Para un alambre con un espesor aproximado de $300 \mu\text{m}$, el haz a la salida de la celda mostró los perfiles graficados en la Fig. 11. La curva (a) corresponde al caso de baja intensidad y, esencialmente, muestra la región oscura producida por el alambre ensanchada por difracción. Por su parte, la Fig. 11b fue obtenida a alta intensidad y consiste en un patrón oscilatorio, cuya frecuencia, en base a experimentos semejantes, aumenta al incrementarse el diámetro del alambre utilizado. Aunque en un principio dichas oscilaciones sorprendan, pues no parecen estar relacionados con la formación de solitones oscuros, son en realidad estructuras interesantes que resultan de la interferencia de dos haces brillantes modulados por su propagación bajo la combinación de los efectos de difracción y del autodesenfocamiento. Este fenómeno ha sido observado en fibras ópticas [35] y ha sido propuesto, aunque aún no en forma analítica y cuantitativa, como método alternativo

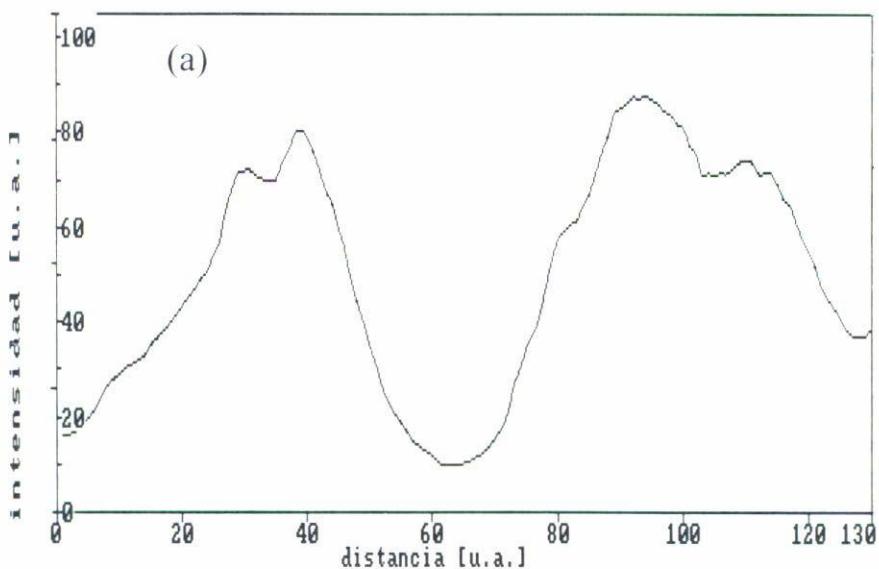


FIGURA 9. (a)

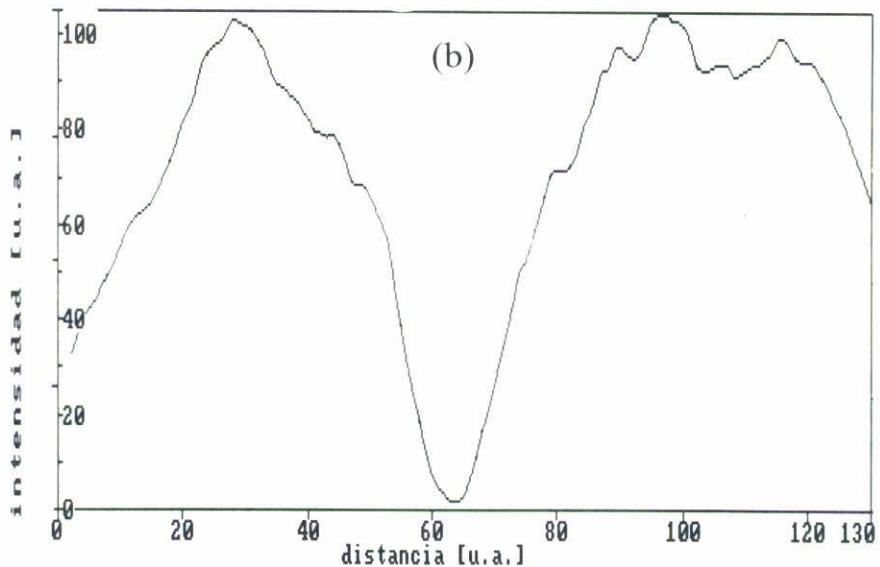


FIGURA 9. (b)

para generar solitones oscuros. En nuestro caso, el patrón de la Fig. 11b es debido a que el grosor del alambre utilizado es comparable a la anchura del haz, de manera que la condición inicial puede imaginarse como la superposición de dos haces brillantes individuales. La Fig. 12 apoya esta interpretación, pues a través de soluciones numéricas muestra que conforme la razón entre el ancho del alambre y el de la sección transversal inicial del haz supergaussiano aumenta, la solución pasa de mostrar un par de solitones secundarios a un patrón oscilatorio con propiedades semejantes a las obtenidas experimentalmente. Las

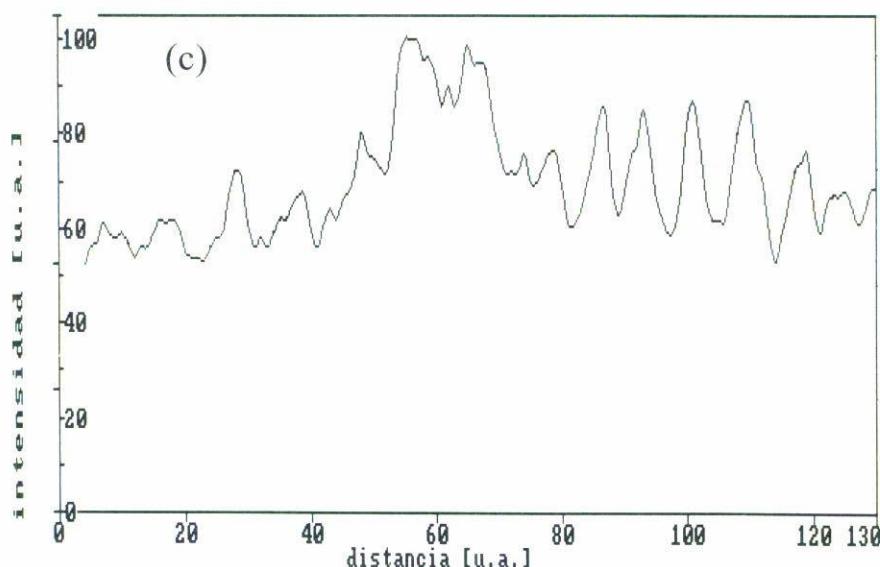


FIGURA 9. (c)

FIGURA 9. Distribución transversal de intensidad del haz a la salida de la celda que contiene una solución de colorante rojo, cuando una mascarilla de fase se interpuso a la mitad del haz de argón a 10 cm de la entrada de la celda. En (a) se muestra el perfil obtenido a baja potencia (20 mW) y en (b) el obtenido a alta potencia (120 mW). En (c) se muestra el perfil de intensidad del haz de He-Ne que es guiado por el haz de argón de la curva (b).

Figs. 11 y 12 remarcán la importancia que tiene la anchura del obstáculo de amplitud en la generación de solitones oscuros.

4.2. Solitones espaciales en cristales fotorrefractivos

Las soluciones con no-linealidades de origen térmico son excelentes materiales que permiten el estudio de solitones espaciales e, incluso, el desarrollo de prototipos de dispositivos para controlar información luminosa. Sin embargo, es difícil por ahora pensar que los dispositivos con base en líquidos puedan integrarse en un sistema práctico real. La búsqueda de materiales apropiados, tanto en dimensiones físicas como en la magnitud de sus coeficientes no lineales, es una de las prioridades en la investigación mundial actualmente, y destacan las tendencias hacia cristales líquidos, materiales orgánicos y cristales fotorrefractivos.

Los materiales fotorrefractivos son medios que poseen portadores de carga libre, la distribución de los cuales puede alterarse al hacer incidir luz en ellos o al someterlos a campos eléctricos externos. Al existir en ciertas zonas más portadores de un signo que del otro se inducen potenciales eléctricos locales que modulan el índice de refracción del material. La descripción del índice de refracción inducido en un material fotorrefractivo se aleja bastante de la sencillez de la Ec. (2), válida para materiales tipo Kerr; sin embargo, las primeras evidencias de estructuras estables en cristales fotorrefractivos equivalentes a las que se encuentran en un material tipo Kerr han sido reportadas recientemente; por ejem-

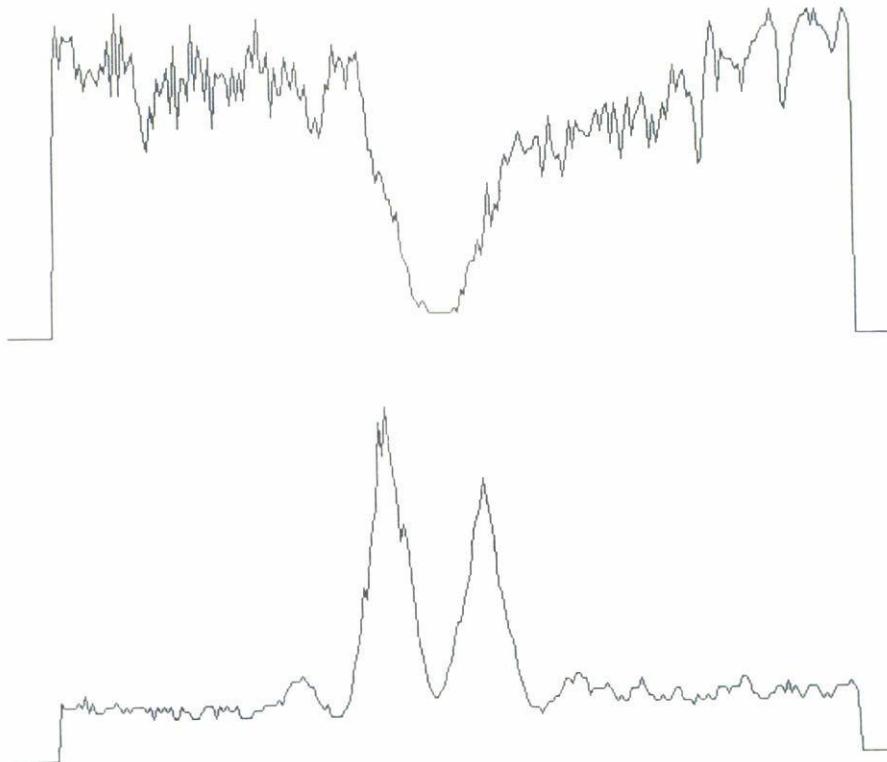


FIGURA 10. Distribución transversal de intensidad del haz de argón registrado en la cámara CCD a la salida de una celda idéntica a la de la Fig. 8, cuando el cambio de fase en la mitad del haz incidente fue provocado por la reflexión en un espejo. La curva (a) fue obtenida a baja potencia del haz de argón, mientras que la curva (b) a alta potencia.

plo, soluciones estacionarias, aunque no estables, en cristales fotorrefractivos gobernados por el efecto de difusión de los portadores de cargas [36], y soluciones estacionarias y estables en cristales en los que domina el efecto de arrastre de portadores [37]. Aunque la teoría sobre tales fenómenos no es completa y se desconocen aún las propiedades de esta clase de solitones y su relación con los solitones existentes en materiales tipo Kerr, la investigación experimental y numérica en forma paralela a los estudios analíticos que actualmente se llevan a cabo es indispensable en virtud de su enorme potencial de aplicación práctica. Para completar el panorama actual sobre la generación de solitones espaciales, extendemos a continuación la evidencia experimental reportada en la Ref. [37] sobre la existencia de soluciones tipo solitón en materiales fotorrefractivos.

El arreglo experimental utilizado se muestra esquemáticamente en la Fig. 13. El haz de un láser de HeNe emitiendo en la línea 632.8 nm con 20 mW se dividió por medio de un plano óptico. La primera reflexión se utilizó para obtener un haz de baja intensidad que fue enfocado por una lente ($f = 55$ mm) para producir un haz de $45 \mu\text{m}$ de ancho mínimo. Por su parte, el haz transmitido se hizo pasar a través de una lente negativa para dar al cristal una iluminación uniforme en el espacio entre los electrodos.

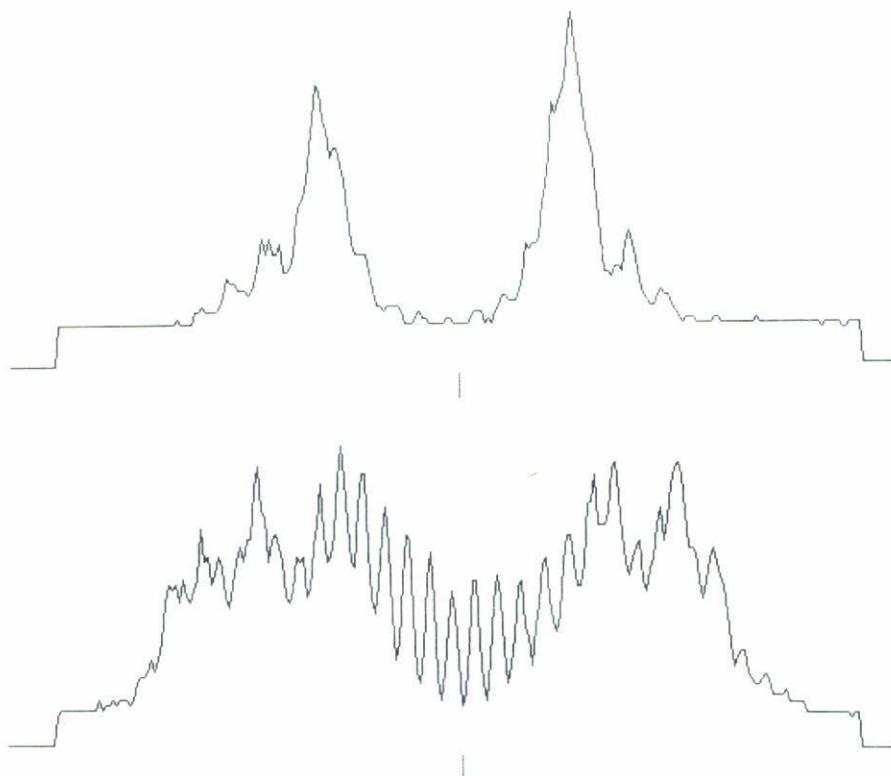


FIGURA 11. Distribución transversal de intensidad del haz de argón registrada en la cámara CCD a la salida de la celda, cuando al haz incidente se le ha interpuesto un alambre de $300\mu\text{m}$ de espesor. En (a) se presenta el perfil obtenido a baja potencia, mientras que el patrón oscilatorio de (b) corresponde al caso de alta potencia.

Como material fotorrefractivo se utilizó un cristal de BTO crecido en los laboratorios de Hughes, con dimensiones de $5.4 \times 4 \times 2.1$ mm. La luz enfocada se propagó a lo largo de la longitud más grande. Dicha longitud coincide con la longitud de difracción de un haz de $24\mu\text{m}$ de radio, que es prácticamente el ancho del haz utilizado. El cristal fue sometido a un campo eléctrico externo aplicando alto voltaje (varios kilovolts) a través de su longitud más corta, la cual corresponde al eje cristalográfico [001]. En esta configuración sólo la fase de la componente eléctrica de la luz fue influenciada por el campo eléctrico externo.

El comportamiento de tipo solitón se observó en el haz enfocado, pero para ello fue necesario que estuviera polarizado, para lo cual se utilizó un haz linealmente polarizado a 17.5 grados con respecto a la vertical. Además, para evitar efectos de interferencia, la luz del haz que proporcionó la iluminación uniforme se polarizó ortogonalmente. La razón de intensidades de estos haces es un factor muy importante, y se procuró mantenerlo cerca de la unidad.

A 2 mm de la salida del cristal la imagen del haz enfocado fue enviada mediante una lente ($f = 35$ mm) a la cámara CCD y analizada en la computadora. En la curva (a) de la Fig. 14 se muestra la sección transversal del haz obtenida a la salida del cristal en ausencia de campo eléctrico. Cuando se aplicaron 2.5 KV, el haz resultante, mostrado en

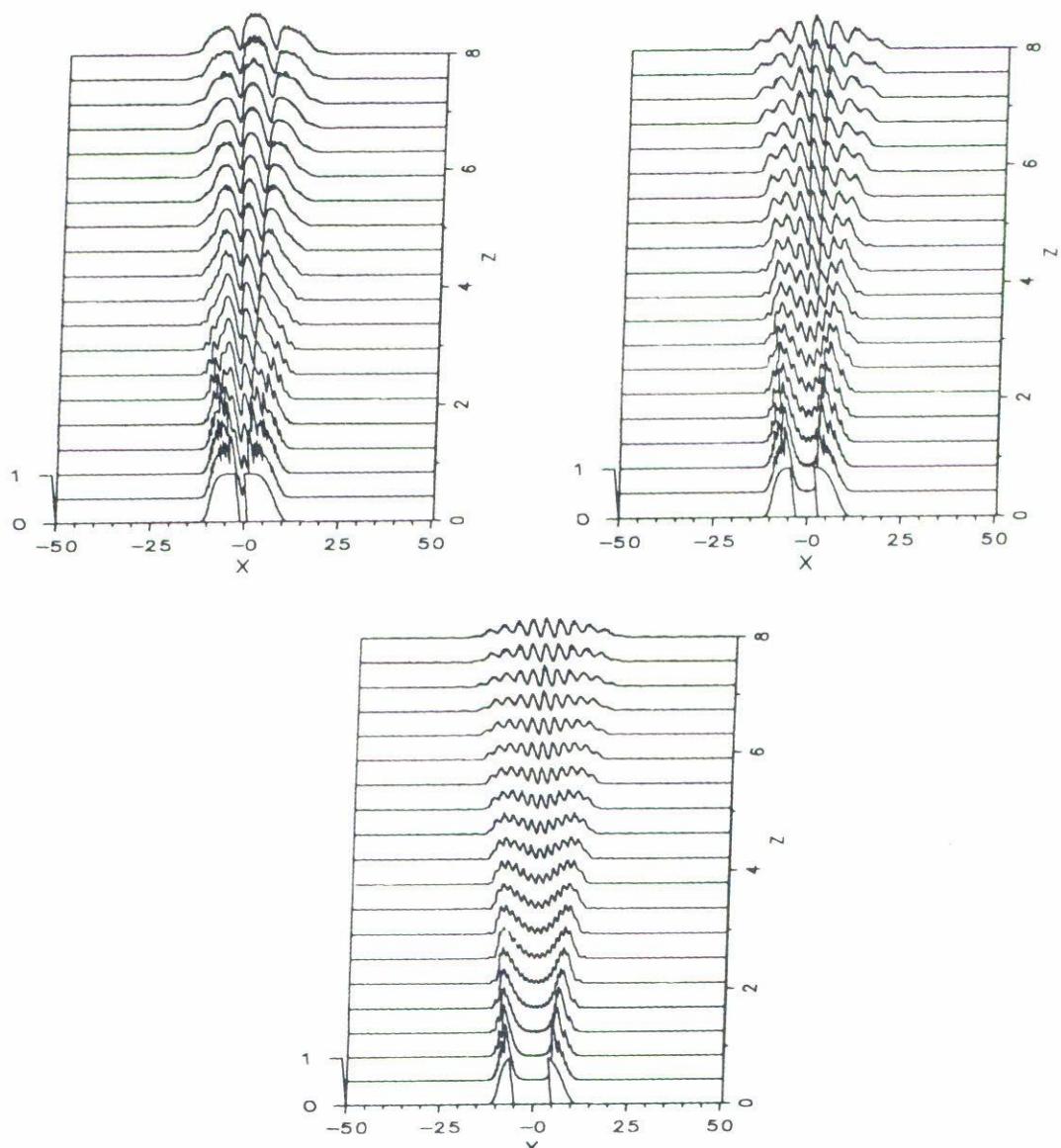


FIGURA 12. Influencia del espesor de la mascarilla de amplitud impuesta al haz incidente sobre la generación de solitones espaciales oscuros. La anchura del obstáculo oscuro es del 10% en (a), del 30 % en (b) y del 50% en (c). Nótese como un par de solitones oscuros se produce sólo cuando la anchura del obstáculo es pequeña en comparación con la anchura transversal del haz (a). Las gráficas fueron obtenidas resolviendo numéricamente la Ec. (13) con $N = 1$ con $\exp[-(X/10)^6/2]$ como el perfil inicial del haz brillante.

la Fig. 14b, fue notoriamente más angosto que en el caso sin voltaje (curva (a)). De hecho, el haz a 2.5 KV mantuvo básicamente la anchura que tenía antes de entrar al cristal, por lo que la cancelación de difracción por el efecto fotorrefractivo no lineal ocurrió casi por completo a este voltaje. Cuando la polaridad del voltaje aplicado se cambió, el haz

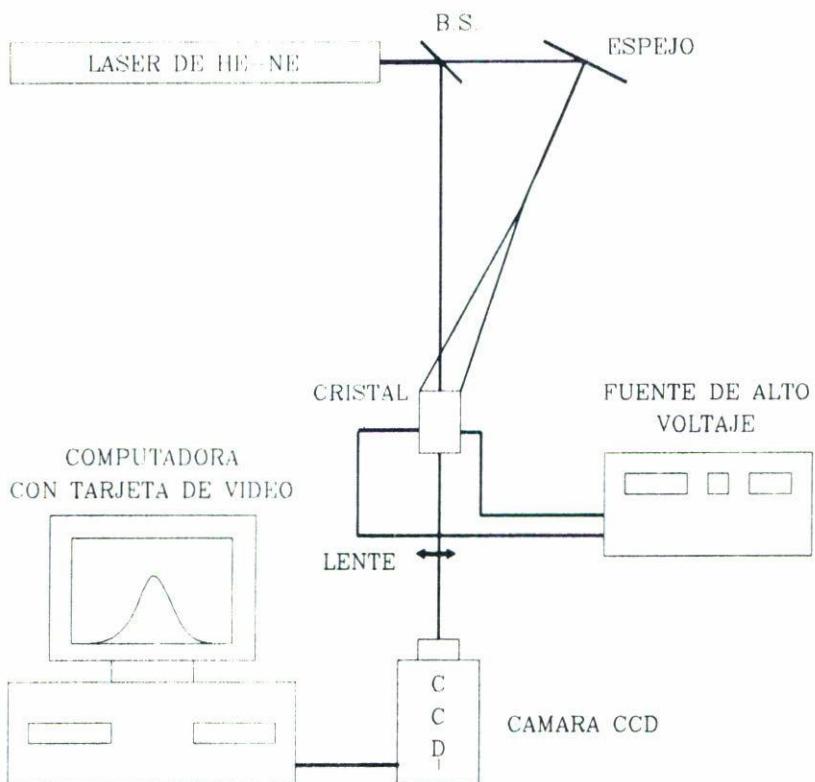


FIGURA 13. Arreglo experimental empleado para la observación de solitones espaciales en cristales fotorrefractivos. BS = divisor de haz.

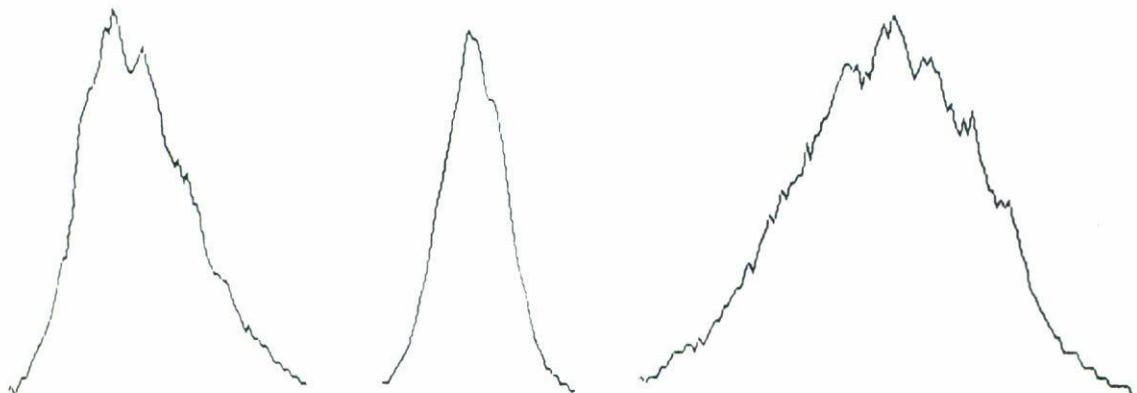


FIGURA 14. Perfiles transversales de intensidad del haz He-Ne enfocado, tomados a la salida de un cristal BTO para diferentes voltajes aplicados. En (a) 0 V; en (b) +2.5 KV y en (c) -2.5 KV.

a la salida del cristal guarda el perfil mostrado en la Fig. 14c, distinguiéndose ahora el efecto de autodesenfocamiento aunado al de difracción. Esto significa que el signo de la no-linealidad en el cristal fotorrefractivo se controla cambiando la polaridad del voltaje aplicado y que, por lo tanto, la obtención de estructuras del tipo solitón oscuro puede resultar factible.

Para la observación de solitones espaciales oscuros se utilizó básicamente el mismo arreglo de la Fig. 13, a excepción de que se eliminó el haz que proporciona la iluminación uniforme y de que no se utiliza un haz enfocado para que se pueda proporcionar la iluminación uniforme en el espacio entre electrodos que se requiere como condición inicial para la formación de solitones oscuros. Para generar el salto de amplitud en el frente de onda del haz incidente se utilizó un alambre de 25 micras de espesor. Además, para este caso se prefirió emplear un cristal de BGO en substitución del de BTO, esto por la mayor transparencia del primero, lo cual permite asegurar que lo que estaba entrando al cristal era realmente el salto de amplitud producido por el alambre.

La Fig. 15a muestra la distribución de intensidad del haz a la entrada del cristal, mientras que la curva (b) muestra el perfil transversal del haz a la salida del cristal en ausencia de campo eléctrico externo. El ensanchamiento por difracción es claramente observado. Por su parte, la curva (c) muestra el haz de salida cuando se aplica una diferencia de potencial de -1.6 KV entre los electrodos. El aumento de intensidad en la zona central inicialmente oscura, aunado a la simetría de las regiones oscuras laterales, permiten interpretar a la curva (c) como un estado transitorio a la generación de un par de solitones oscuros, en forma equivalente a lo que predice la Ec. (23) para materiales tipo Kerr.

5. APLICACIONES DEL SOLITÓN ESPACIAL

Potencialmente, los solitones espaciales tienen un amplio horizonte de aplicaciones que apenas empieza a explorarse a través del desarrollo de prototipos. La vastedad de tal horizonte puede intuirse de lo expuesto en las secciones anteriores. Por ejemplo, la generación de solitones oscuros a través de mascarillas de fase controladas en forma electroóptica puede aplicarse para construir interruptores lógicos [6]. Por su parte, la elegante generación de solitones oscuros mediante la amplificación de un patrón oscilatorio [29] puede emplearse casi directamente en litografía. Además, la capacidad de los solitones espaciales para actuar como guías de onda no lineales abre automáticamente las puertas a los interconectores e interruptores ópticos compactos y compatibles con toda la tecnología de fibras ópticas existentes. La posibilidad de sustituir una tarjeta impresa actual por su análogo óptico no parece ya muy lejana. Dado el enfoque del presente trabajo, en esta sección detallamos la aplicación específica de los solitones espaciales como medios de controlar luz, útil sobre todo para el desarrollo de dispositivos lógicos ópticos. El control de luz a través de solitones espaciales lo clasificamos con base en si el solitón controla a otro solitón, es decir, luz intensa o si controla a un haz guiado, es decir, luz débil.

5.1. Control de luz intensa

Un solitón espacial puede controlar la trayectoria de un segundo solitón a través de los efectos no lineales que rigen la NLSE que los describe. Puesto que la suma de dos soluciones de la NLSE no es una solución aceptable, en el momento en que se acerquen dos solitones individuales sus perfiles se alterarán notablemente para producir un perfil que sí sea solución, y tal reajuste puede utilizarse para detectar la presencia de otro solitón cerca de uno dado. Una posibilidad real será considerar los reajustes que tienen lugar

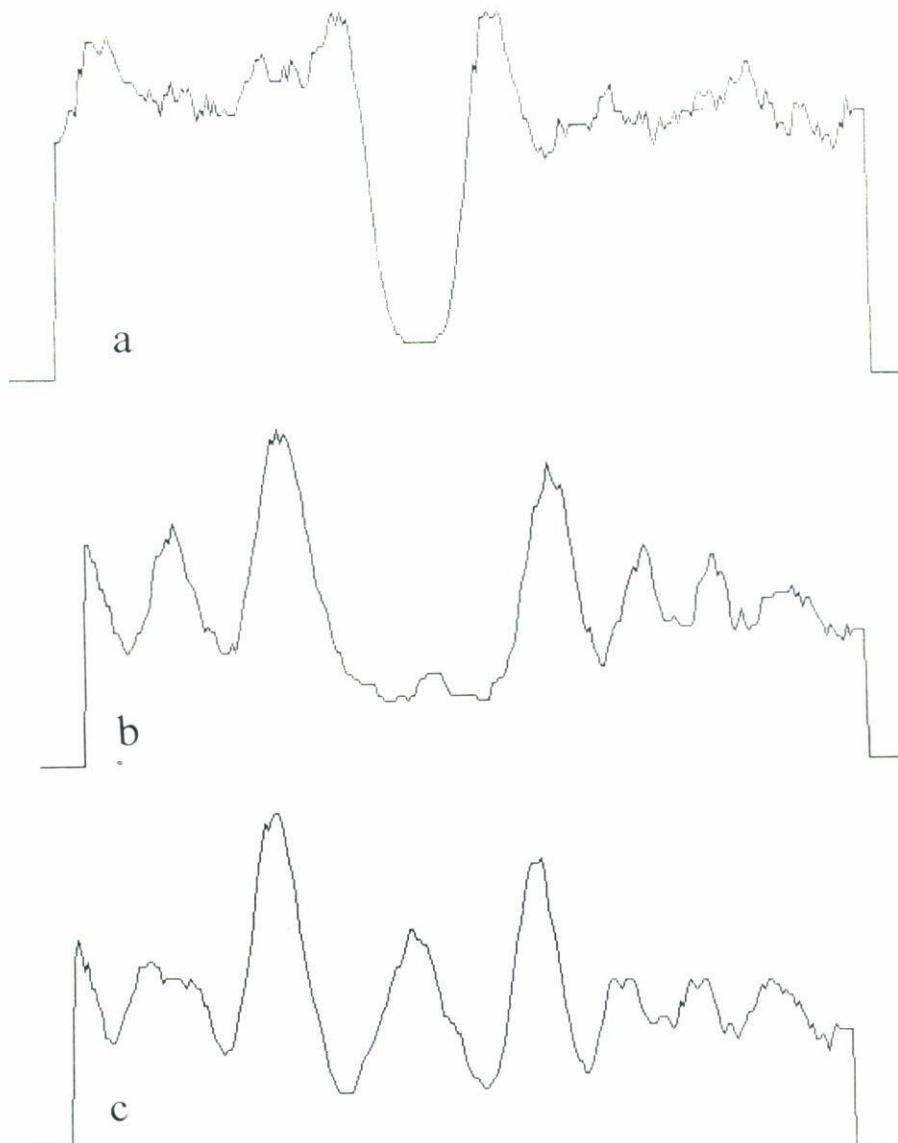


FIGURA 15. Generación de solitones oscuros en un cristal BGO cuando un alambre de $25 \mu\text{m}$ de diámetro se interpuso al haz incidente. En (a) se muestra del haz a la entrada del cristal, mientras que en (b) muestra el perfil a la salida cuando el voltaje aplicado fue de 0 V. En (c) se grafica el perfil de salida obtenido al aplicar un voltaje de -1.6 KV.

entre dos solitones espaciales brillantes cercanos que se propagan inicialmente en la misma dirección [38]. La Fig. 16a muestra un solitón brillante viajando paralelamente al eje Z. Si se envía ahora otro solitón en la misma dirección y muy cercano al primero la trayectoria

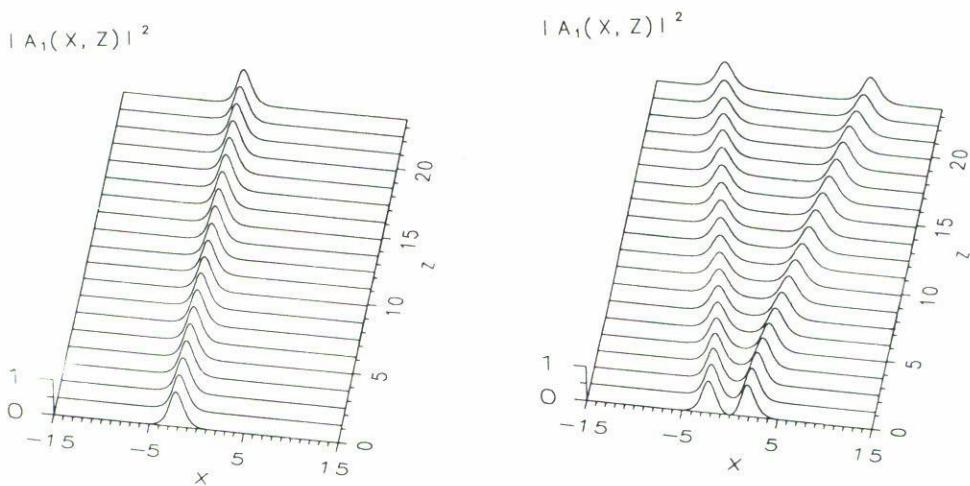


FIGURA 16. Principio de funcionamiento de un interruptor óptico basado en la interacción de dos solitones espaciales cercanos. En (a) se muestra la trayectoria de un solitón aislado que es mandado paralelo al eje Z , mientras que en (b) se muestra lo que sucede cuando dos solitones fuera de fase son enviados simultáneamente. Las gráficas fueron obtenidas resolviendo numéricamente la Ec. (13) con $N = 1$. En (a) se usó la condición inicial $A_1(X, 0) = \sec h(X - 2)$, mientras que en (b) $A_1(X, 0) = \sec h(X - 2) + \sec h(X + 2) \exp(i\pi)$.

de ambos cambia como lo muestra la Fig. 16b, alejándose uno de otro. Si un detector se coloca sobre el eje x a suficiente distancia de propagación puede registrar la presencia del solitón desviado por el segundo solitón. Si éste no se envía, el detector no registrará nada, de manera que el arreglo de la Fig. 16 demuestra la posibilidad de una compuerta lógica AND.; es decir, el detector arroja un *sí*, si y sólo si *ambos* solitones están presentes, y arroja un *no* cuando sólo uno o ninguno de los solitones están presentes. A pesar de que el principio de funcionamiento es elegante, esta compuerta lógica tiene el inconveniente práctico de no poderse instalar en cascada en un sistema real, en el sentido de que la salida de una compuerta como ella no puede activar en la misma forma otra compuerta posterior idéntica. La razón para ello es que la trayectoria resultante en el esquema de la Fig. 16b es dependiente de la fase entre los dos solitones cercanos, y que durante la desviación de su trayectoria el solitón adquiere una fase adicional, de manera que la salida de una compuerta consistirá de un solitón con una fase que será difícil ajustar para que trabaje en forma idéntica en una segunda compuerta.

Como otra posibilidad de compuerta lógica que no tenga este inconveniente presentamos una extensión del caso de solitones espaciales de una idea desarrollada para solitones temporales en fibras ópticas. La construcción está basada en la colisión de dos solitones brillantes. Supóngase que dos solitones idénticos se propagan no paralelos al eje Z , sino formando ángulos $\pm\theta$ con respecto a él. Cuando los dos solitones se encuentran generan un patrón de colisión complicado que depende del propio ángulo de la colisión así como de las fases relativas de los solitones. Sin embargo, después de la colisión ambos solitones emergen idénticos y viajando al mismo ángulo, excepto por un desplazamiento transversal, ΔX , como se muestra en la Fig. 17, el cual sólo depende del ángulo θ . La compuerta lógica

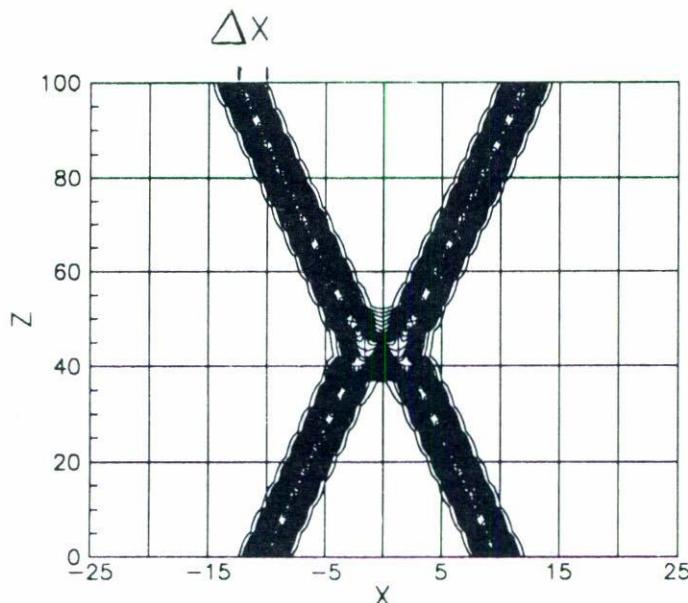


FIGURA 17. Gráfica topográfica de la colisión de dos solitones espaciales brillantes que muestra el corrimiento transversal ΔX que adquieren los solitones después de la colisión y que es aprovechado para la operación de una compuerta lógica .AND. La gráfica fue obtenida resolviendo numéricamente la Ec. (13) con $N = 1$ y con la condición inicial $A_1(X, 0) = \sec h(X - 2) \exp[i vX] + \sec h(X + 2) \exp(-i vX)$.

.AND. puede formarse colocando un detector sobre la trayectoria desplazada de uno de los solitones después de la colisión, el cual registrará un *si* sólo cuando los dos solitones estén presentes. Como ΔX es independiente de la fase entre los solitones la salida de esta compuerta lógica puede activar otra semejante. Otro tipo de compuertas lógicas, por ejemplo la .OR., ha sido propuesto para el caso de solitones temporales [40] y su extensión al caso de solitones espaciales brillantes puede realizarse en forma semejante a como lo hemos hecho en la Fig. 17.

Por su parte, la evolución de dos solitones espaciales oscuros cercanos, así como la colisión de ellos han sido estudiadas y, en principio, la construcción de compuertas lógicas en términos análogos a los de solitones brillantes podría realizarse. Sin embargo, el hecho de que los solitones oscuros requieran un fondo constante de luz conforme $X \rightarrow \pm\infty$ complica su desarrollo directo. Por ejemplo, recientemente se ha mostrado que dos solitones oscuros poseyendo cada cual su propio fondo brillante altera las características de la colisión de los dos solitones [41], lo que puede restringir su uso en compuertas lógicas. El empleo de las propiedades no lineales de los solitones oscuros en compuertas constituye en realidad un campo de vanguardia en la investigación actual.

5.2. Control de luz débil

Cuando un solitón espacial es usado como una guía de onda óptica la interacción no lineal con otro solitón puede ser aprovechada para controlar la trayectoria del haz débil que guían.

Como se mencionó en la sección anterior, dos solitones muy cercanos que inicialmente se propagan paralelamente modifican su trayectoria en función de la fase relativa entre ellos. Si uno de los solitones guía un haz débil, entonces la trayectoria de éste se afecta acorde con el cambio de dirección de aquél. Siguiendo esta idea general se ha demostrado la operación de un prototipo de interruptor óptico para luz débil [42] que se muestra en la Fig. 18. Ahí se muestran los perfiles transversales iniciales (curvas inferiores) y los perfiles finales (curvas superiores) para tres diferentes valores de la fase relativa de los solitones cercanos que se envían inicialmente paralelos al medio no lineal. Como se observa en las curvas continuas superiores, el resultado de la interacción entre los solitones depende de la fase inicial entre ellos, lo que es aprovechado para cambiar la posición de un haz débil (línea punteada) el cual es guiado inicialmente por el solitón de la izquierda en los tres casos presentados.

El control de luz débil también puede llevarse a cabo aprovechando las características no lineales de la colisión de dos solitones brillantes. Ha sido mostrado [10] que el haz débil que es guiado por uno de los solitones es difractado al llegar a la región de la colisión de los solitones, por lo que su trayectoria final puede controlarse cambiando las propiedades de la rejilla de fase de difracción, la cual es generada por el patrón mismo de la colisión. La Fig. 18 da un ejemplo en que el haz débil, guiado inicialmente por uno de los solitones, entrega parte de su energía a la segunda guía de onda después de la colisión. Como el patrón de la colisión puede variarse, ya sea a través del ángulo de la colisión o de la fase relativa de los solitones, se pueden obtener uniones ópticas del porcentaje deseado, tal y como la que se muestra en la Fig. 18. La característica más importante de esta forma de control de luz débil es que a ciertos ángulos de colisión es posible cambiar básicamente el 100 % de la energía inicial del haz hacia el otro canal óptico variando sólo la fase relativa de los solitones. Como una compuerta lógica tiene su base en un interruptor, tal interruptor de luz débil puede ser la base para el desarrollo de compuertas lógicas ópticas que puedan operar con luz débil. Por el momento, el mismo principio de operación de este interruptor se ha propuesto como base para generar arreglos binarios con luz débil [43] y se ha mostrado que la extensión a uniones ópticas basadas en la colisión de tres solitones puede aumentar las ventajas prácticas del dispositivo [44].

De nuevo, la idea de que una colisión de solitones espaciales brillantes pueda controlar luz débil puede extenderse al caso de una colisión de solitones espaciales oscuros. Los primeros estudios [41,45] indican que la característica de unión óptica controlable variando el ángulo de la colisión es posible en el caso de solitones oscuros ideales, o si ambos se encuentran inmersos en un mismo fondo brillante finito suficientemente ancho. Sin embargo, si cada solitón posee su propio fondo brillante finito las propiedades de la colisión misma se alteran, como comentamos anteriormente, evitando la capacidad de la colisión para funcionar como un interruptor de luz débil.

6. CONCLUSIONES

Hemos presentado una revisión autoconsistente que cubre los conceptos fundamentales en torno al empleo de solitones espaciales como guías de onda y se han dado ejemplos de prototipos de dispositivos de control óptico que han sido propuestos con base en dicha propiedad. Los resultados obtenidos hasta ahora con los prototipos pronostican la integra-

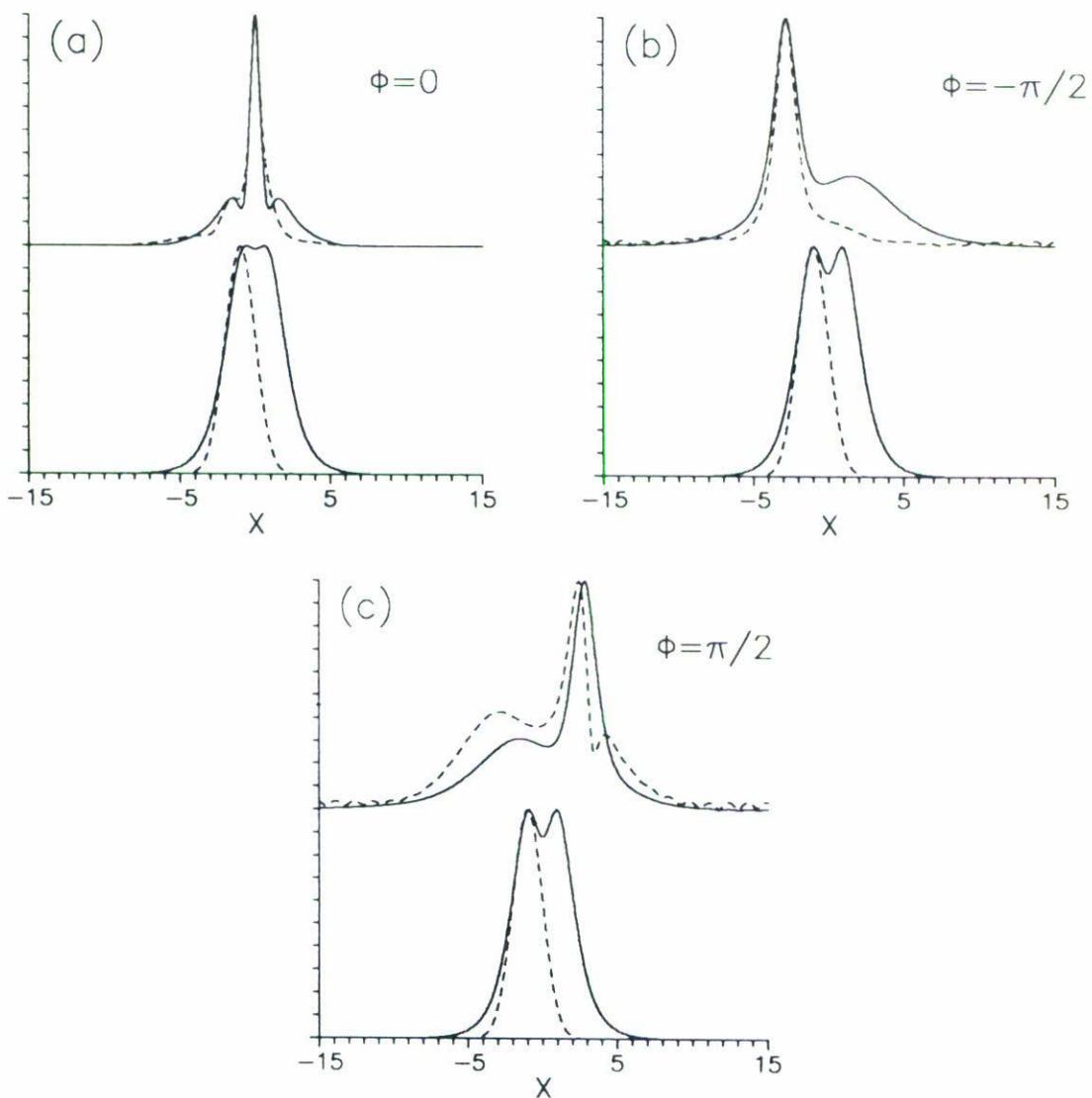


FIGURA 18. Interruptor de luz débil controlado mediante la interacción de dos solitones brillantes cercanos que se envían paralelamente. Las curvas continuas inferiores representan los dos solitones iniciales con la diferencia de fase entre ellos que se indica, mientras que la curva punteada inferior representa el haz débil inicial que en los tres casos es guiado por el solitón de la izquierda. Las curvas superiores representan los correspondientes perfiles a una distancia de $Z = 5$ dentro del medio no lineal. Nótese que la mayor parte del haz débil es guiado por el perfil resultante de la interacción entre los solitones.

ción tecnológica del solitón espacial en un futuro cercano dentro de la fotónica. El hecho de que se esté comenzando a investigar la existencia de solitones espaciales en cristales fotorrefractivos debe ser visto como la confirmación de estas expectativas de aplicación, puesto que en tales materiales es posible pensar no sólo en generar solitones espaciales sino, incluso, en grabar las guías de onda en el propio cristal.

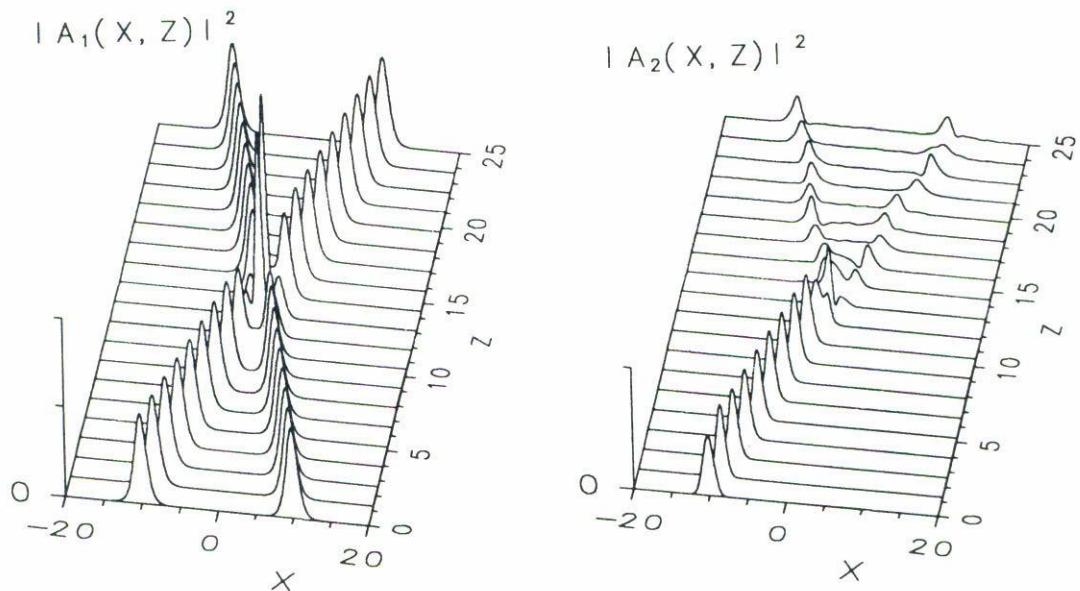


FIGURA 19. Control de luz débil mediante la colisión de dos solitones brillantes. En (a) se muestra la colisión de los solitones, mientras que en (b) se observa la división del haz débil, inicialmente guiado por el solitón de la izquierda, entre los dos canales que emergen de la colisión. Las gráficas fueron obtenidas resolviendo numéricamente las Ecs. (13) y (14) con $N = 1$ y $r_n = r_k = 1$, y el ángulo de colisión de los solitones θ fue escogido de manera que $v = \tan(\theta) = 1.25$.

AGRADECIMIENTOS

Expresamos nuestro agradecimiento al Prof. S.I. Stepanov por sus valiosos comentarios y sugerencias. Uno de nosotros, GETC, agradece al Dr. A. Serrano Pérez-Grovas su hospitalidad en el INAOE. Parte de este trabajo fue apoyado por CONACyT, a través del programa “Fortalecimiento al Posgrado Nacional” y de dos becas de Doctorado.

REFERENCIAS

1. S.M. McCall y S. Hahn, *Phys. Rev. Lett.* **18** (1967) 908.
2. L. Matulic, J.J. Sánchez-Mondragón, G.E. Torres-Cisneros y E. Chávez-Cortés, *Rev. Mex. Fís.* **31** (1985) 259.
3. A. Hasegawa y F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23** (1973) 142.
4. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, CA (1989), caps. 3–5.
5. N.S. Bergano, *Opt. and Photonics News* **4** (1993) 8.
6. G.A. Swartzlander, Jr., *Opt. Lett.* **17** (1992) 493.
7. M. Shalaby y A. Barthelemy, *Opt. Lett.* **16** (1991) 793.
8. A.W. Snyder, D.J. Mitchell, L. Poladian y F. Ladouceur, *Opt. Lett.* **16** (1991) 21.
9. M. Shalaby y A. Barthelemy, *Opt. Comm.* **94** (1992) 341.
10. G.E. Torres-Cisneros, J.J. Sánchez-Mondragón y V.A. Vysloukh, *Opt. Lett.* **18** (1993) 1299.

11. G.E. Torres-Cisneros, J.J. Sánchez-Mondragón, M. Torres-Cisneros y E. Alvarado-Méndez, *Rev. Mex. Fís.* **39** (1993) 662.
12. P.L. Kelly, *Phys. Rev. Lett.* **15** (1965) 1005.
13. R.Y. Chiao, E. Garmire y C.H. Townes, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 479.
14. J.S. Aitchison, A.M. Weiner, Y. Silberberg, M.K. Oliver, J.L. Jackel, D.E. Lealiard, E.M. Vogel y P.W.E. Smith, *Opt. Lett.* **15** (1990) 471.
15. Y.S. Kivshar, *IEEE Jour. Quantum. Electron.* **29** (1993) 250.
16. J. Satsuma, N. Yajima, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **55** (1974) 284.
17. A. Hasegawa y F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23** (1973) 171.
18. W. Zhao y E. Bourkoff, *Opt. Lett.* **14** (1989) 1371.
19. V.E. Zakharov y A.B. Shabat, *Sov. Phys. JETP* **37** (1973) 923.
20. A.W. Snyder y J.D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman & Hall, Londres (1983), p. 268.
21. V.E. Zakharov y A.B. Shabat, *Sov. Phys. JETP* **34** (1972) 62.
22. J. Satsuma y N. Yajima, *Prog. Theor. Phys. Lett.* **55** (1974) 284.
23. W.J. Tomlinson, R.J. Hawkins, A.M. Weiner, J.P. Heritage y R.N. Thurston, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 329.
24. R.N. Thurston y A.M. Weiner, *J. Opt. Soc. Am. B* **8** (1991) 471.
25. S.A. Gredeskul y Y.S. Kivshar, *Opt. Lett.* **14** (1989) 1281.
26. Y.V. Kivshar y S.A. Gredeskul, *Opt. Commun.* **79** (1990) 285.
27. S.A. Gredeskul, Y.S. Kivshar y M.V. Yanovskaya, *Phys. Rev. A* **41** (1990) 3994.
28. P.V. Mamyshev, en *Optical Solitons — Theory and Experiment*, J.R. Taylor, (ed.) Cambridge University Press, Cambridge, U.K. (1992), p. 291.
29. P.V. Mamyshev, C. Bosshard y G.I. Stegeman, *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (1994) 1254.
30. L.A. Díaz-Torres, A. Dávila, G.E. Torres-Cisneros y E. Alvarado-Méndez, "Propagación de un haz luminoso a través de soluciones líquidas no lineales", XXXIII Congreso Nacional de Física, Ensenada, B.C. (1990).
31. M.D. Iturbe-Castillo, C.I. Robledo-Sánchez, L.A. Díaz-Torres y J.J. Sánchez-Mondragón, "Propagación nolineal en diferentes colorantes líquidos", XXXIV Congreso Nacional de Física, Cd. de México (1991).
32. B. Luther-Davis y Y. Xiaoping, *Opt. Lett.* **17** (1992) 496.
33. M.R. Aparicio, M. Cervantes y E.V. Kurmyshev, "Observación de solitones espaciales oscuros con baja potencia en soluciones metaloporfirinas", IV Encuentro latinoamericano de Óptica, Láseres y sus aplicaciones, Oaxtepec, Mor. (1993); M. Cervantes, M. Barboza y M. Inoue, *Jour. of Soviet Laser Research* **12** (1991) 447.
34. G.S. García-Quirino, M.D. Iturbe-Castillo y J.J. Sánchez-Mondragón, "Analizador de haz tipo interferométrico", XXXV Congreso Nacional de Física, Puebla (1992); M.D. Iturbe-Castillo, G.S. García-Quirino y J.J. Sánchez-Mondragón, "Descripción cuantitativa de la propagación en medios líquidos no lineales por medio de un analizador de haz", XXXV Congreso Nacional de Física, Puebla (1992).
35. J.E. Rothenberg, *Opt. Lett.* **15** (1990) 443.
36. M. Sagev, B. Crosignani, A. Yariv y B. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 923.
37. M.D. Iturbe-Castillo, P.A. Márquez-Aguilar, J.J. Sánchez-Mondragón, S. Stepanov y V.A. Vysloukh, *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 484.
38. M. Shalaby y A. Barthélémy, *Opt. Lett.* **16** (1991) 1472.
39. Y. Kodama y A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **16** (1991) 208.
40. M.N. Islam, C.E. Soccilich y J.P. Gordon, *Optical and Quantum Electronics* **24** (1992) 1215.
41. G.E. Torres-Cisneros, V.A. Vysloukh, J.J. Sánchez-Mondragón, E. Alvarado-Méndez, "Crossing of two optical waveguides based on real dark spatial solitons", en prensa *Jour. of Mod. Optics* (1995).
42. M. Shalaby y A. Barthélémy, *Opt. Commun.* **94** (1992) 341.

43. G.E. Torres-Cisneros, J.J. Sánchez-Mondragón y V.A. Vysloukh, "Optical logic arrays with weak beams guided by bright-spatial solitons", enviado a *Opt. Commun.*
44. G.E. Torres-Cisneros, J.J. Sánchez-Mondragón, V.A. Vysloukh y A. Mójica-Cabrera, *Rev. Mex. Fís.* **40** (1994) 738.
45. E. Alvarado-Méndez, "Generación de solitones oscuros mediante la colisión de dos haces brillantes", Tesis de Maestría, INAOE (1994).