

AMPLIFICACION DE SOLITONES OPTICOS EN UN DIELECTRICO ABSORBEDOR

J.J. Sánchez Mondragón* y J. Delgado Saldívar

Centro de Investigaciones en Optica, A.C.

Apartado Postal No. 948

León, Gto. 37000

(recibido octubre 15, 1984; aceptado febrero 21, 1985)

RESUMEN

Mostramos una nueva técnica para amplificar y acortar solitones ópticos al propagarlos en un medio absorbedor. Esto se logra superponiéndoles pulsos débiles y haciendo uso de la interacción no lineal del medio con el campo. Discutimos la conveniencia experimental de este tipo de amplificación.

* Comisionado por el Centro de Instrumentos de la UNAM.

ABSTRACT

We show a new technique to compress and amplify optical solitons by propagation in an absorber. We superimpose a specific probe pulse to an input soliton to obtain another with the desired properties. The experimental convenience of such a procedure is discussed.

INTRODUCCION

La propagación de pulsos cortos en medios resonantes se ha convertido en uno de los campos de investigación mejor establecidos en las áreas de óptica y electrónica cuánticas. Las ya numerosas aplicaciones lo han establecido como un fértil dominio de investigación teórica y experimental.

La cuasi-monocromaticidad del láser permite considerar al átomo con sólo dos niveles energéticos, por lo cual la propagación se puede describir acoplando las ecuaciones de Bloch con las ecuaciones reducidas de Maxwell. Las primeras predicen el comportamiento microscópico del dieléctrico resonante, mientras que las segundas relacionan el campo electromagnético del pulso con las propiedades macroscópicas del medio. A un medio cuyos átomos se encuentran originalmente en su estado base se le conoce como absorbedor, mientras que en el caso contrario, como ocurre en un láser, se le llama amplificador.

Uno de los resultados más notables de esta teoría es, sin duda alguna, la predicción de pulsos estables y estacionarios llamados solitones ópticos. Estos son pulsos electromagnéticos que se propagan en un dieléctrico absorbedor sin perder energía ni cambiar de forma. Para que este fenómeno tenga lugar se requiere que el pulso sea muy corto en relación con el tiempo de decaimiento atómico, además de lo suficientemente intenso para provocar la inversión atómica. Si no se cumplen estos requisitos, el pulso es absorbido por el medio tal como lo predice la teoría clásica:

$$I(\omega, z) = I(\omega, 0) e^{-\alpha(\omega) z} \quad , \quad (1)$$

siendo I la intensidad, $\alpha(\omega)$ el coeficiente de absorción y z la distancia de penetración en el medio. Cuando el pulso es largo temporalmente ésta

es la llamada ley de Beer*.

Como las aplicaciones potenciales de los solitones son numerosas, algunos trabajos anteriores han sido dedicados al desarrollo de técnicas para lograr pulsos suficientemente cortos e intensos a partir de los cuales pueda ser generado un solitón⁽¹⁾. Recientemente, L.F. Mollenhauer y R.H. Stolen⁽²⁾ han demostrado experimentalmente la existencia de un nuevo tipo de láser de pulsos cuasi-estables. A este instrumento le han llamado láser de solitones, ya que sus características de salida están determinadas por un solitón generador. Este logro fue realizado aprovechando las evidencias, tanto numéricas como experimentales, de la existencia de pulsos estables en presencia de un substrato no lineal. Tal es el caso de un medio cuyo índice de refracción es de tipo Kerr:

$$\eta = \eta_0 + \beta |\epsilon|^2 \quad (2)$$

Sin embargo, este láser constituye un instrumento de una sola etapa, porque su salida es una réplica del solitón generado inicialmente. Por otra parte, sistemas de varias etapas para amplificar pulsos ultracortos han sido presentados por H.M. Gibbs y R.E. Slusher⁽³⁾. El método que utilizan consiste en propagar en un absorbedor un pulso cuya área sea un poco menor a 3π , obteniendo así uno más intenso de área 2π . Mediante lentes el área del pulso de salida es incrementada hasta aproximadamente 3π , repitiéndose el proceso de cada etapa hasta obtener el pulso con las características deseadas.

El objetivo del presente trabajo es mostrar otro procedimiento en el régimen de absorción en grandes áreas para acortar temporalmente un pulso, con su consecuente amplificación, al propagarlo en un medio absorbedor superpuesto con un pulso prueba.

TEORIA FUNDAMENTAL

Si se considera que el medio a través del cual se propaga el pulso consta de átomos con dos niveles (ADNE), las propiedades microscópicas

* En lo sucesivo, a cualquier pulso que absorba como lo predice la Ec. (1), y que por el teorema del área corresponda a pulsos de área menor que π , se le llamará pulso prueba.

del sistema quedan entonces determinadas por las ecuaciones de Bloch⁽⁴⁾:

$$\dot{u} = -\Delta v - Uw \quad , \quad (3a)$$

$$\dot{v} = \Delta u + Rw \quad , \quad (3b)$$

$$\dot{w} = -Rv + Uu \quad , \quad (3c)$$

donde u y v representan las respectivas componentes en fase y cuadratura de la envolvente del dipolo atómico. La inversión atómica w es la diferencia normalizada de la población de átomos en el estado base y el estado excitado, mientras que R y U son las partes real e imaginaria de la frecuencia de Rabi:

$$\Omega(z,t) = k \varepsilon(z,t) \quad , \quad (4)$$

donde $\varepsilon(z,t)$ es la envolvente lenta del pulso eléctrico y $k = 2d/\hbar$, siendo d la magnitud del dipolo atómico. Finalmente, la diferencia entre la frecuencia de transición del átomo, ω_0 , y la frecuencia portadora del láser, ω , es $\Delta = \omega_0 - \omega$.

Por otra parte, el comportamiento del campo electromagnético está gobernado por la ecuación de Maxwell reducida,

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega(z,t) = -i B P(z,t) \quad , \quad (5)$$

obtenida al considerar las aproximaciones de envolvente lenta (SVEA) y del sistema de referencia rotante (RWA)⁽⁴⁾. En esta ecuación $B = 2\pi N\omega^2 d^2 / \hbar c$, siendo N el número de átomos activos por unidad de volumen en el medio y

$$P(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} (u + iv) g(\Delta') d\Delta' \quad (6)$$

es la envolvente de la polarización macroscópica del ensamble de ADNE re-

* Se ha despreciado cualquier tipo de decaimiento atómico, ya que se suponen estos tiempos muy grandes comparados con la anchura del pulso.

sonantes, caracterizados por la distribución atómica $g(\Delta)$.

Si definimos el área de la envolvente lenta del pulso como

$$A(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega(t', z) dt' \quad , \quad (7)$$

existe una solución estable para el sistema (3) y (5) que representa el pulso de área 2π ,

$$\Omega(z, t) = \frac{2}{\tau} \operatorname{sech} \left[\frac{1}{V} \left(t - \frac{z}{V} \right) \right] \quad , \quad (8)$$

que se propaga en un medio absorbedor sin cambiar de forma ni perder energía, ésta es la solución correspondiente a un solitón óptico. En esta ecuación τ y V son, respectivamente, la anchura del pulso y la velocidad de propagación del mismo. Esta solución fue determinada y posteriormente verificada experimentalmente por S.L. McCall y E.L. Hahn⁽⁵⁾.

El teorema del área⁽⁵⁾ nos indica que se puede obtener esta solución mediante la propagación de un pulso cuya área inicial se encuentre en el rango de $\pi < A < 2\pi$ o bien, por el proceso de absorción de un pulso cuyas condiciones iniciales estén en el rango $2\pi < A < 3\pi$. Este último mecanismo, técnicamente conocido bajo el nombre de absorción en grandes áreas*, está aún poco estudiado. Sin embargo, recientemente hemos propuesto⁽⁶⁾ que en condiciones ideales, la propagación puede estudiarse mediante la función de respuesta local $\chi(\Delta_d, z)$, definida por

$$\tilde{P}(\Delta_d, z) = \chi(\Delta_d, z) \tilde{\Omega}(\Delta_d, z) \quad , \quad (9)$$

donde $\tilde{P}(\Delta_d, z)$ y $\tilde{\Omega}(\Delta_d, z)$ son las transformadas de Fourier, para una z dada, de la polarización macroscópica del medio y de la frecuencia de Rabi. Definida de esta manera, $\chi(\Delta_d, z)$ representa la susceptibilidad local y no lineal del medio. La parte real de esta función es la llamada parte dispersiva, mientras que la parte imaginaria está relacionada con la absorción del pulso.

* Debemos hacer notar que para áreas mayores que 3π el problema es muy complejo ya que se presenta el fenómeno de rompimiento de pulsos.

En casos especiales esta función es independiente de z . Para un solitón la susceptibilidad es ⁽⁶⁾

$$\chi(\Delta_d) = Nk \omega_c^{-2} \Delta_d \quad , \quad (10)$$

donde $\omega_c = B/\delta$, siendo $\delta = \frac{1}{v} - \frac{1}{c}$ el retraso del pulso por unidad de distancia penetrada en el medio. Mientras que para un pulso prueba en un medio con línea atómica homogénea, la susceptibilidad está dada por

$$\chi(\Delta_d) = - \frac{\Delta_d T^*}{1 + (\Delta_d T^*)^2} - i \frac{1}{1 + (\Delta_d T^*)^2} \quad , \quad (11)$$

donde T representa la anchura de la línea atómica $g(\Delta)$. Formas más complejas existen para línea atómica ancha ⁽⁷⁾. Cabe hacer notar que la Ec. (10) depende tanto de las propiedades del medio como de las del pulso, mientras que la (11) sólo de las del medio.

Ahora bien, la función de respuesta de la superposición de un solitón y un pulso prueba presenta características correspondientes a las Ecs. (10) y (11). Esto se puede apreciar en la Fig. 1. Sin embargo, como demostramos numéricamente, a medida que se propaga la superposición de los pulsos la susceptibilidad cambia hasta adquirir la forma a la correspondiente de un nuevo solitón. Este es precisamente el mecanismo que proponemos: a un solitón simiente de anchura τ_s se le superpone un pulso prueba de anchura τ_p cuya área sea menor que π , obteniendo, después de la propagación de ambos a lo largo de un medio absorbedor, un nuevo solitón más intenso que el simiente.

RESULTADOS NUMERICOS

Como ya se hizo observar, la susceptibilidad de la superposición de un solitón con un pulso prueba depende no sólo de las características del medio y del pulso sino también de z . Sin embargo, como se puede apreciar en la Fig. 2, la susceptibilidad evoluciona conforme el pulso avanza en el medio hasta tomar la forma correspondiente a un pulso estable ⁽⁶⁾. Además, de acuerdo con el teorema del área sabemos que el pulso final debe

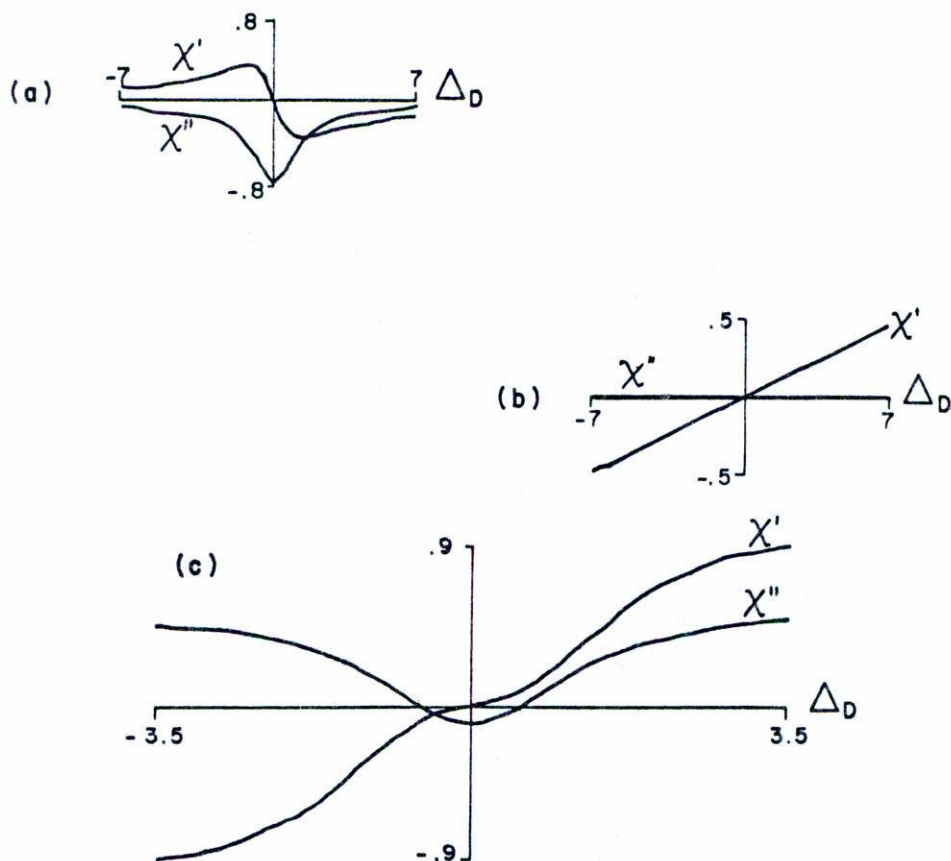


Fig. 1. Partes real χ' e imaginaria χ'' de la susceptibilidad de un pulso de anchura $\tau_p = 0.5$ en (a); de un solitón de anchura $\tau = 1.0$ en b); y de la superposición de ambos en (c).

ser un solitón cuyas propiedades debemos determinar (Fig. 3).

A partir de la Fig. 1(c) se puede deducir que para frecuencias del pulso cercanas a la de la resonancia atómica ($\Delta_d \approx 0$), la parte imaginaria de la susceptibilidad es negativa. Por lo tanto, existen pérdidas a estas frecuencias, mientras que a las lejanas a la resonancia hay ganancia ($\chi_i > 0$). Esto trae como consecuencia un ensanchamiento en el espectro del

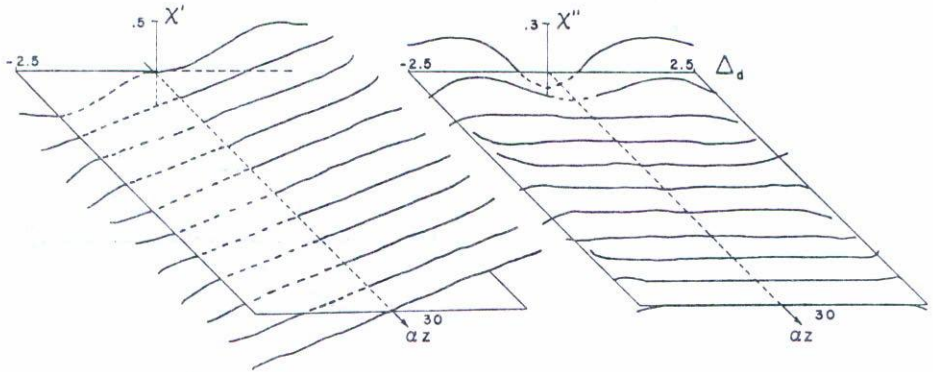


Fig. 2. Partes real e imaginaria de la susceptibilidad a medida que la superposición consistente de un solitón de anchura $\tau = 1.0$ y un pulso prueba de anchura $\tau_p = 0.25$ penetra en el medio.

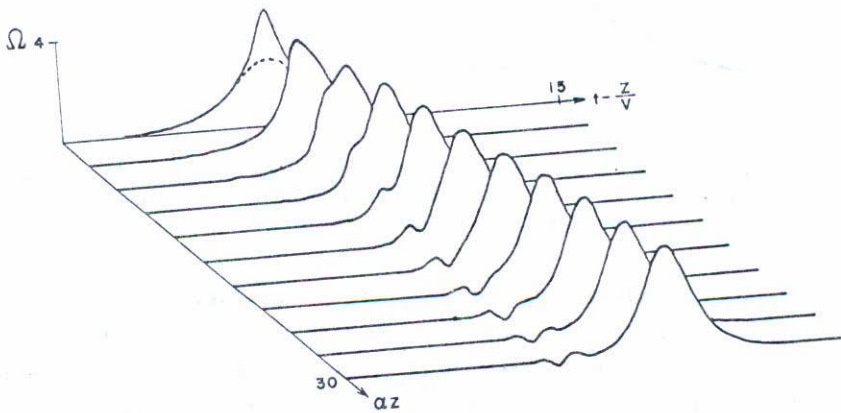


Fig. 3. Propagación de la superposición de la figura anterior. La línea punteada representa al solitón simiente a la entrada del medio.

pulso y, por ende, su acortamiento temporal. En otras palabras, un dieléctrico resonante se comporta como un filtro centrado en la resonancia atómica.

Entonces, si la distribución espectral del pulso prueba es aguda, esto es, largo temporalmente, la absorción de la superposición de los pulsos hacia la forma final del solitón es análoga a la clásica. Es decir, que siendo la absorción esencialmente en resonancia, el solitón generado como resultado de la propagación será muy similar al solitón simiente. Esto es mostrado en la Fig. 4(a). En cambio, si el pulso prueba es corto, la distribución espectral de la superposición se ensancha uniformemente. Como la absorción es dominante a frecuencias cercanas a las de resonancia, una vez concluida la propagación, la distribución espectral del pulso será más ancha que la del solitón original. Por lo tanto, el aumento en la intensidad del pulso es mucho más notorio que cuando el pulso prueba es largo temporalmente. Esto es mostrado en la Fig. (4b)

Tomando en cuenta estas consideraciones, hemos simulado numéricamente la propagación de la superposición de un solitón y un pulso prueba de área constante 0.3π , a fin de determinar algunas de las características del solitón a la salida del medio. Los resultados obtenidos se encuentran resumidos en la Fig. 5, donde mostramos la intensidad del solitón a la salida del medio (Ω), en función de la intensidad del solitón simiente (Ω_s) y de la anchura del pulso prueba (τ_p) superpuesto. A partir de esta gráfica se puede observar que si, por ejemplo, a un solitón simiente con $\Omega_s = 2.0$ se le superpone un pulso prueba con la característica de $1/\tau = 0.7$, la amplitud del solitón generado será $\Omega = 2.5$. Si este nuevo solitón, considerado ahora como simiente, es retroalimentado al medio superpuesto a un pulso prueba, con las mismas características que en el primer paso, se generará un solitón cuya amplitud estará dada por $\Omega = 3.3$. En principio este proceso se puede repetir indefinidamente para obtener, después de cada retroalimentación con el medio, un solitón cada vez más intenso.

Los puntos calculados numéricamente para la Fig. 5 ajustan muy bien a la ecuación

$$\Omega = \frac{\pi\Omega_s}{2} \operatorname{tgh} \left[C_1 \frac{1}{\tau_p} + C_2 \right], \quad (10)$$

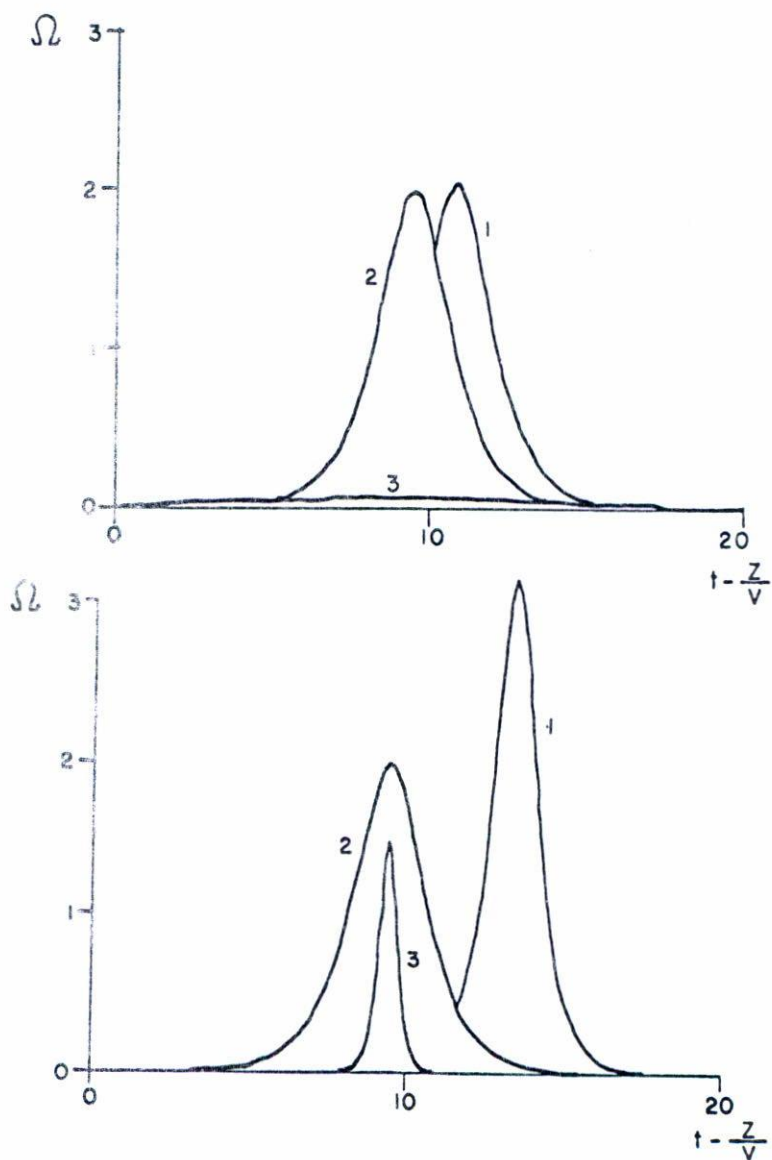


Fig. 4. Solitón generado (1) por un solitón simiente (2), cuya anchura es 1.0 al propagarse superpuesto con un pulso prueba (3). En (a) el pulso prueba tiene una anchura de 5.0, mientras que en (b) su anchura es de 0.25.

donde C_1 y C_2 son constantes cuya dependencia con las variables físicas del problema está aún por determinarse. Una solución analítica a este problema se dará a conocer posteriormente.

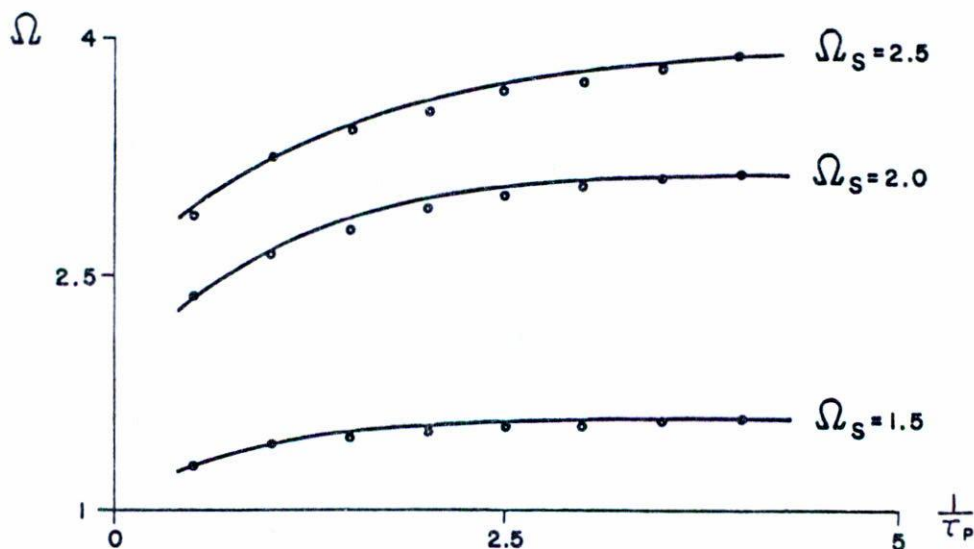


Fig. 5. Gráfica en la que se muestra la amplitud del solitón generado (Ω) en función de la amplitud del solitón simiente (Ω_s) y del recíproco de la anchura del pulso prueba (τ_p). Como se puede apreciar, para un solitón simiente particular, la amplitud del solitón generado será mayor si la anchura del pulso prueba superpuesto es pequeña.

CONCLUSIONES

Aunque es factible por algún otro medio obtener un solitón que sirva como simiente, usualmente sus características específicas son determinadas sólo hasta después de ser generado. Nuestro método permite modificar este solitón hasta obtener las características deseadas. Esto se hace posible al retroalimentarlo al absorbidor superpuesto a un pulso prueba,

cuyas características pueden ser predeterminadas con relativa facilidad.

Los resultados óptimos para el acortamiento de solitones ocurren cuando el pulso prueba es corto. Si éste es el caso, adquieren mayor relevancia algunos problemas técnicos que surgen en este tipo de experimentos. La coincidencia del pulso prueba y del solitón a la entrada del absorbedor es un problema bastante complejo, y en principio es soluble con técnicas similares a las usadas para la modulación de pulsos por una onda viajera⁽⁸⁾. Asimismo, un pulso prueba muy corto al ser superpuesto, preservará su identidad durante una mayor distancia de propagación. Este efecto es similar al de propagación anómala⁽⁷⁾, el cual es favorecido por las distintas velocidades de propagación, siendo para el pulso prueba la velocidad de la luz en el medio, y para el solitón su velocidad característica $V^{(6)}$, aunque finalmente la superposición no lineal sea dominante como es mostrado en la Fig. 2.

AGRADECIMIENTOS

Deseamos agradecer a Gustavo E. Torres Cisneros por sus sugerencias aportadas y a Krishna Morales Romero por su trabajo en las figuras finales.

REFERENCIAS

1. R.E. Slusher y H.M. Gibbs, *Phys. Rev. A* 5 (1972) 1634; C.V. Shank, R.L. Fork, R.H. Stolen, R. Yen y W.J. Thomlinson, *Appl. Phys. Lett.*, 40 (1982) 761; D. Grischkowsky y A.C. Balant, *Appl. Phys. Lett.* 41 (1982) 1; B. Nikolaus y D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* 42 (1983) 1.
2. L.F. Mollenauer y R.H. Stolen, *Opt. Lett.* 9 (1984) 13; L.F. Mollenauer, R.H. Stolen y J.P. Gordon, *Phys. Rev. Lett.* 45 (1980) 1095. Un trabajo relacionado se encuentra en W.J. Thomlinson, R.H. Stolen y C.V. Shank, *JOSA B* 1 (1984) 139.
3. H.M. Gibbs y R.E. Slusher, *Appl. Phys. Lett.* 18 (1971) 505.
4. L. Allen y J.H. Eberly, *Optical Resonance and Two Level Atoms*, John Wiley and Sons, New York (1975); M.J. Konopniki, Tesis de Doctorado, Universidad de Rochester (1980), (sin publicarse).
5. S.L. McCall y E.L. Hahn, *Phys. Rev. Lett.* 18 (1967) 908; *Phys. Rev.* 183 (1969) 457.
6. L. Matulic, J.J. Sánchez Mondragón, G.E. Torres Cisneros y E. Chañez Cortés, *Rev. Mex. de Física*, 31 (1985) 259.

7. L. Allen y J.H. Eberly, *Optical Resonance and Two Level Atoms*, Capítulo 1, John Wiley and Sons, New York (1975).
8. A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, Holt, Reinhart and Winston, Inc., New York, (1971) p. 241.