

Internet Electronic Journal*

Nanociencia et Moletrónica

Diciembre 2008, Vol. 6, N°2, pp. 1281-1290

Posibilidad de generación de balas solitónicas en un láser atómico: Ilustración de analogía entre láser óptico y láser atómico

V.N. Serkin¹, T.L. Belyaeva¹, C.T. Hernandez¹, L.M. Kovachev², R. M. Peña¹, L.L. Morales³, G.H. Corro¹,

¹Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Centro de Química-ICUAP
Complejo de Ciencias, Ciudad Universitaria, Puebla CP 72570, **México**;

²Instituto de Electrónica, Academia de Ciencias de Bulgaria, **Bulgaria**

³Facultad de Ciencias Químicas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Puebla, Pue., México; Tel. + (222) 2 29 55 00, ext. 7284
e-mail: vserkin@yahoo.com

recibido: 03.07.08

revisado: 15.09.08

publicado: 31.12.08

Citation of the article;

V.N. Serkin, T.L. Belyaeva, C.T. Hernandez, L.M. Kovachev, R. M. Peña, L.L. Morales, G.H. Corro,
Evaluación de heterogeneidades nanométricas en preforma de sílice para fibra óptica por dispersión de
Rayos-X a bajo ángulo, Internet Electron. J. Nanoc. Moletrón. 2008, Vol.6, N°2, pp 1281-1290

copyright ©BUAP 2008

<http://www.revista-nanociencia.ece.buap.mx>

Posibilidad de generación de balas solitónicas en un láser atómico: Ilustración de analogía entre láser óptico y láser atómico

V.N. Serkin¹, T.L. Belyaeva¹, C.T. Hernandez¹, L.M. Kovachev², R. M. Peña¹, L.L. Morales³, G.H. Corro¹

¹Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Centro de Química-ICUAP
Complejo de Ciencias, Ciudad Universitaria, Puebla CP 72570, **México**;

²Instituto de Electrónica, Academia de Ciencias de Bulgaria, **Bulgaria**

³Facultad de Ciencias Químicas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Puebla, Pue., México; Tel. + (222) 2 29 55 00, ext. 7284
e-mail: vserkin@yahoo.com

recibido: 03.07.08

revisado: 15.09.08

publicado: 31.12.08

Abstract. En este trabajo se presentan los estudios de las propiedades del condensado Bose-Einstein para ser utilizado como un láser atómico. Se analiza la resonancia paramétrica del solitón no lineal con el modelo de la ecuación de Schrödinger no lineal dependiente del tiempo del oscilador armónico con un potencial de confinamiento y se predice la aparición de la resonancia paramétrica para un solitón en una trampa parabólica. Para verificar estas predicciones se perfeccionan los cálculos numéricos para un amplio rango de parámetros iniciales. En esta investigación también se analiza la desnaturalización reversible e irreversible de solitones en estados ligados.

1. Introducción

La aplicación del láser en los años 1980 para el enfriamiento de los átomos abrió un nuevo dominio en la física de bajas temperaturas. Se obtuvieron nubes de algunos gases atómicos enrarecidos a temperaturas de orden de milikelvin. Un gas enrarecido cuántico degenerado en su condensación de Bose-Einstein se obtuvo por primera vez en el año de 1995 [1-3]. Para esta investigación se necesitó bajar la temperatura al orden de nanokelvin. En el experimento la condensación de Bose-Einstein de los gases enrarecidos de rubidio y sodio fue obtenida por los grupos encabezados por Eric A. Cornell y Carl E. Wieman, de la universidad de Colorado, y por Wolfgang Ketterle, del Instituto de Tecnología de Massachussets (MIT).

A partir del año 1995 este dominio de investigación crece de forma intempestiva, y diferentes especialistas en física atómica y nuclear, óptica cuántica, óptica no lineal, física de estados condensados, etc. participan en los estudios. Al poder mantener en una trampa a temperaturas ultra-frías a estos gases enrarecidos, aparecen nuevos sistemas cuánticos únicos por su exactitud y métodos sensibles para su investigación.

Un análogo a la condensación de Bose-Einstein (BEC) es la formación de una gota líquida de gas, es por eso que a este proceso se le llama "condensación". En los experimentos donde se descubrió la BEC en gases, se usaron átomos alcalinos que tienen sus propios momentos magnéticos. Gracias a esta propiedad los átomos se capturan en "trampas magnéticas" (TM), donde estos se congelan.

2. Ilustración de analogía entre láser óptico y láser atómico

La condensación de Bose-Einstein representa un fenómeno universal que aparece en diferentes sistemas atómicos y probablemente, en sistemas nucleares. El estudio de esta nueva forma de materia aumenta nuestro conocimiento de la física en general y puede ser utilizado para la invención de tecnologías más precisas y avanzadas. Cuando un sistema de 10^5 - 10^6 átomos de gas congelados a temperaturas cercanas al cero absoluto, esta se encuentra en estado de BEC, que es una nueva forma de materia descrita por las leyes de mecánica cuántica a nivel macroscópico. El descubrimiento de BEC en los sistemas nucleares (en un núcleo atómico excitado) permite encontrar nuevas formas de materia nuclear y desarrollar nuevos métodos para su investigación.

El día de hoy podemos hablar de las diferentes aplicaciones de BEC para el desarrollo de nuevos patrones de tiempo súper exactos y relojes atómicos, la exactitud de los cuales aumentará en muchos órdenes de magnitud la exactitud de los patrones de tiempo existentes hasta ahora [1-5]. Asimismo, en este momento se están desarrollando los fundamentos teóricos del láser atómico, basado en un sistema de átomos en el estado de BEC.

Aunque los sistemas atómicos en BEC ya están estudiados intensivamente, existen muchos problemas de física fundamental y aplicada que aún no tienen solución, ni

explicación completa. En este trabajo presentamos los estudios de las propiedades del condensado para utilizarlo como un láser atómico. La resonancia paramétrica del solitón no lineal, se ha analizado en este trabajo con el modelo de la NLSE dependiente del tiempo del oscilador armónico con un potencial de confinamiento. La aparición de la resonancia paramétrica para un solitón en una trampa parabólica se ha predicho. Para verificar estas predicciones hemos perfeccionado los cálculos numéricos para un amplio rango de parámetros iniciales. Se han analizado en esta investigación la desnaturalización reversible e irreversible de los solitones en los estados ligados.

Gracias a que en la condensación todos los átomos tienen la misma energía y por lo tanto la misma longitud de onda de *de Broglie*, los átomos del condensado pueden ser extraídos como un manantial de alta monocromaticidad de ondas de materia. Debido a que la condensación de Bose-Einstein es producida en una trampa magnética o una trampa óptica (un potencial de confinamiento) utilizando los momentos magnéticos de átomos, la trampa sirve como un análogo de una cavidad óptica formada por los espejos en un láser convencional (Fig.1).

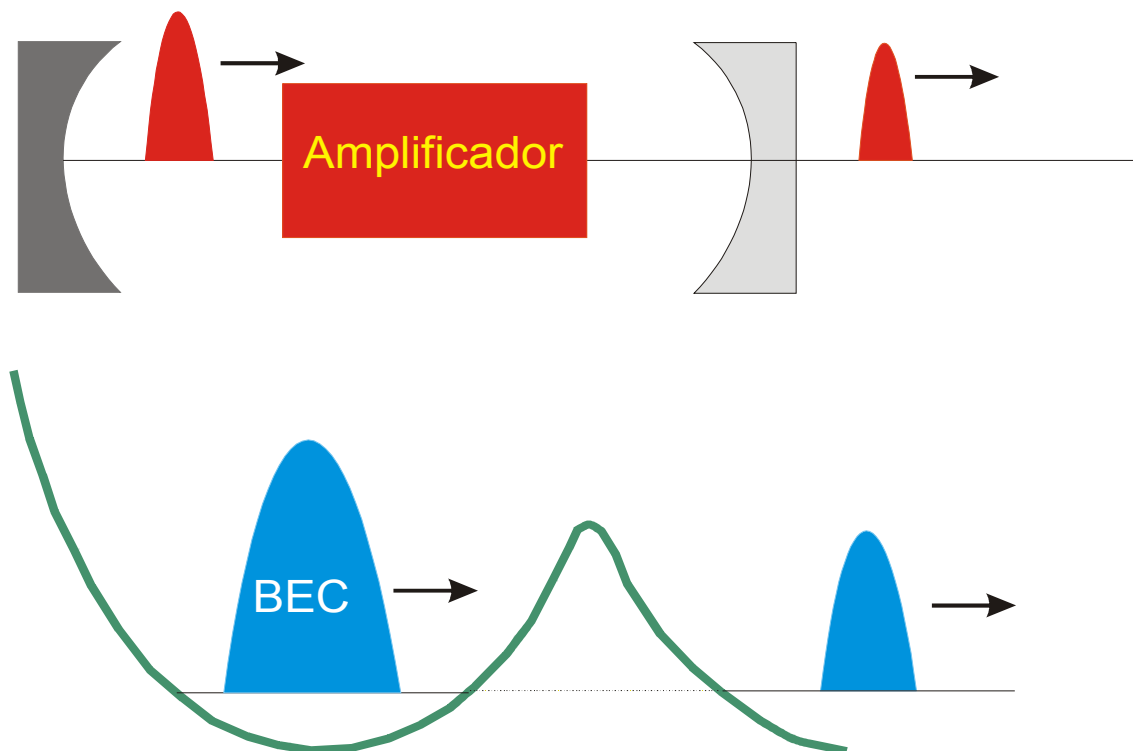


Fig.1 Ilustración de analogía entre láser óptico y láser atómico

Las posibilidades de obtener pulsos de átomos monocromáticos disparados de una trampa ya fueron demostrados por algunos laboratorios en el mundo. En nuestros estudios demostramos que puede aparecer la resonancia paramétrica del solitón en una trampa parabólica.

El modelo teórico propuesto para la extracción de átomos coherentes de la trampa magnética es a través de la excitación paramétrica, esto significa que el condensado será perturbado con una frecuencia, permitiendo dicha excitación un crecimiento en su amplitud de forma rápida en el tiempo, consideramos que en el momento en que la amplitud supera la trampa magnética los átomos saldrán como un manantial de ondas coherentes de alta monocromaticidad, creando así el láser atómico y esto se muestra en la figura 2, es decir, se obtendrá la transmisión de las ondas de materia brillante a través de la barrera de potencial.

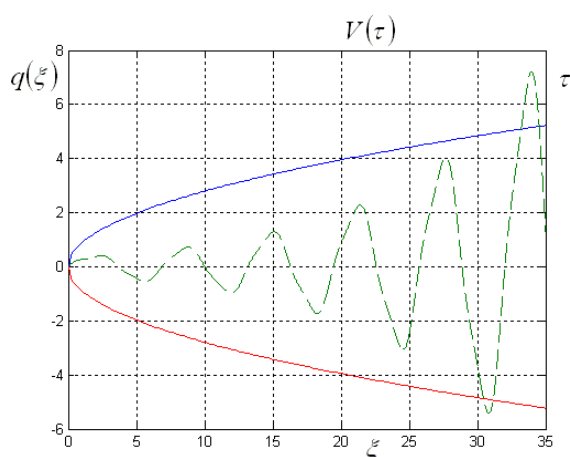


Fig. 2 Se muestra el potencial armónico, y dentro del potencial observamos como el condensado al ser excitado, en un momento de tiempo llega a superar la trampa.

La ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE) en una sola dimensión y también como una ecuación adimensional con un potencial parabólico toma la siguiente forma

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + R |u|^2 u - \frac{1}{2} \Omega^2 \tau^2 u = 0 \quad (1)$$

Si el potencial externo analizado en la NLSE (1) lo representamos como una perturbación $\varepsilon(u)$, la solución de la ecuación (1) se puede describir en forma de solitón con parámetros dinámicamente cambiantes: amplitud $\eta(\xi)$, centro de masas $q(\xi)$, fase $\varphi(\xi)$ y velocidad $\delta(\xi)$ de acuerdo con el ansatz

$$u(\xi, \tau) = \eta(\xi) \operatorname{sech}[\eta(\xi)(\tau - q(\xi))] \exp[i\varphi(\xi) - i\delta(\xi)\tau] \quad (2)$$

Para la posición del centro de masa y fase obtenemos las siguientes ecuaciones diferenciales

$$\frac{d^2 q}{d\xi^2} = -\Omega^2 q, \quad \frac{d^2 \delta}{d\xi^2} = -\Omega^2 \delta, \quad (3)$$

3. Resonancia paramétrica para solitones en un potencial armónico

Suponiendo la adiabaticidad de la dinámica del solitón NLS en una trampa parabólica que permite analizar procesos más complejos que surgen en un potencial armónico no estacionario, cuando el parámetro Ω resulta función del tiempo. Estudiando la ecuación (3) para la coordenada del centro de gravedad del solitón

$$\frac{d^2 q}{d\xi^2} + \Omega^2(\xi) q = 0 \quad (4)$$

la cual es conocida en la teoría de sistemas oscilantes no cerrados, observamos que cuando la función $\Omega(\xi)$ es periódica en el sistema descrito por la ecuación (4) puede surgir la llamada resonancia paramétrica. La condición del surgimiento de la resonancia paramétrica, es cuando la función

$$\Omega^2(\xi) = \omega_0^2 (1 + h \cos \gamma \xi) \quad (5)$$

hay muy poca diferencia de la cantidad constante ω_0^2 que fue detalladamente estudiada por ejemplo en [6-10]. La ecuación (5) se le conoce también como potencial de transferencia, donde h es la amplitud de la excitación paramétrica, que representa la amplitud de la perturbación periódica o la modulación de la amplitud, ω_0 es la frecuencia de la trampa, γ es el parámetro controlador (modulación de la frecuencia). La resonancia paramétrica, en contraste con la resonancia normal, ocurre para valores discretos del parámetro controlador. Fue mostrado que la forma más intensa de la resonancia paramétrica aparece si la frecuencia de perturbación esta muy cercana a la frecuencia ω_0 multiplicado por 2: $\gamma = 2\omega_0 + \varepsilon$. La solución de la ecuación de movimiento de Mathieu

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \xi^2} + \omega_0^2 [1 + h \cos(2\omega_0 + \varepsilon)\xi] q = 0 \quad (6)$$

permite encontrar la condición del surgimiento de la resonancia paramétrica en el intervalo de frecuencias $-\frac{1}{2}h\omega_0 < \varepsilon < \frac{1}{2}h\omega_0$ con un parámetro que aumente exponencialmente

las oscilaciones $s^2 = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{1}{2} h\omega_0 \right)^2 - \varepsilon^2 \right]$.

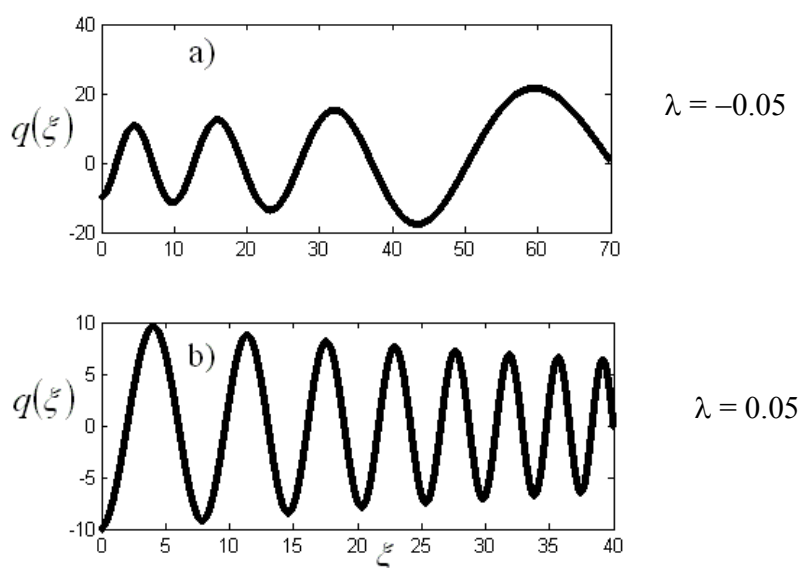


Fig. 3 La dinámica del solitón sobre la conexión y desconexión adiabática de un potencial armónico de acuerdo a la ley exponencial (4) para $\Omega=0.1$, $R=1.0$, $\lambda=-0.05$ y $\lambda=0.05$.

Es conocido que la resonancia paramétrica tiene lugar también para las frecuencias $2\omega_0/n$. Sin embargo la anchura de la región resonante de inestabilidad disminuye rápidamente con el aumento de n .

De esta manera la ecuación (4) y la analogía matemática con el fenómeno de la resonancia paramétrica nos permite concluir sobre la posibilidad de la excitación de la resonancia paramétrica y en el modelo no lineal de la ecuación de Schrödinger con un potencial armónico no estacionario que llega a tomar la forma (6). Para cerciorarse de esto, llevamos a cabo cálculos numéricos para un amplio dominio del cambio de parámetros en el marco del modelo del NLSE con potenciales de tipo (6).

Los resultados típicos de los cálculos numéricos de la dinámica del solitón en este caso, están presentados en los figuras 2-4.

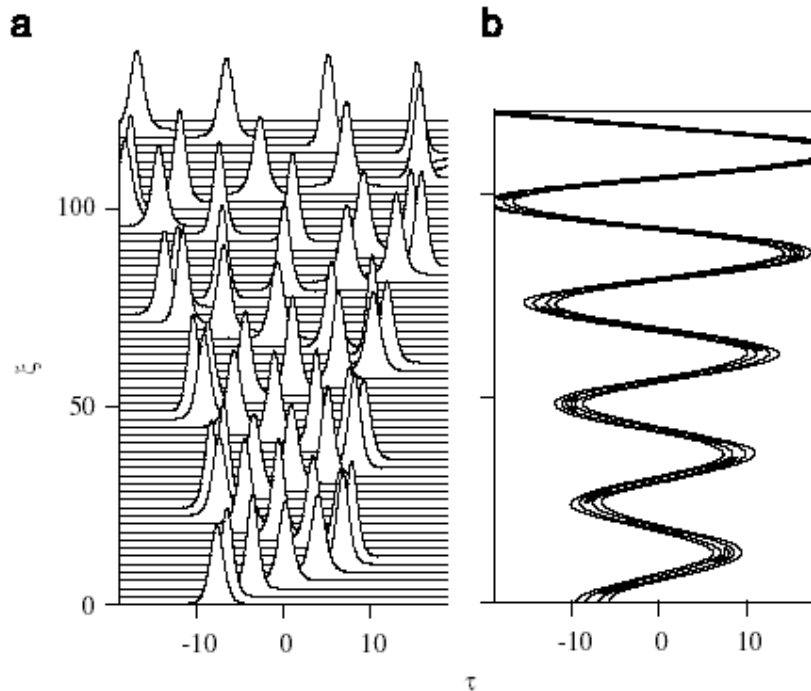


Fig. 4. Dinámica espacio-temporal (a) y curvas de nivel (b) correspondientes al movimiento del centro de masa de un solitón en resonancia paramétrica.

4. Conclusión

Subrayaremos que en la práctica existen casos interesantes de diferentes potenciales cerca del mínimo de la energía potencial, en una serie de sucesiones correspondientes a una aproximación armónica y de esta manera la dinámica de los solitones cerca del mínimo de la energía potencial obedece a las leyes arriba consideradas.

Hoy en día los láseres (abreviatura de palabras inglesas *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation - LASER*) son usados en una escala enorme de aplicaciones científicas y tecnológicas, gracias a su alta intensidad y a su habilidad para emitir luz en una escala extremadamente angosta de longitudes de onda. Verdaderamente los láseres han revolucionado todo el campo de la óptica y ahora juega un rol central en el mundo de las comunicaciones. El láser atómico, es decir una fuente de haces que contiene átomos de metales alcalinos en el estado gaseoso ultra frío con alta intensidad y coherencia, que significa que todos los átomos tienen la misma longitud de onda, similar al fotón en un haz de láser. En este sentido un láser atómico es una invención que sin duda revolucionará la ciencia y tecnología de una forma similar al láser de luz.

5. Bibliografía

- [1] K. B. Davis, M.O. Maves, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D. S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [2] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell, Science, 269, 198 (1995).
- [3] C. C. Bradly, C.A. Sackett, J.J.Tolett, and R.G. Hulet, Phys. Rev. Lett. 75, 3969 (1995).
- [4] M. O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett., 78, 582 (1997).
- [5] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, Phys. Rev. Lett., 82, 3008 (1999).
- [6] B. P. Anderson and M. A. Kasevich, Science 282, 1686 (1998).
- [7] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston, W. D. Phillips, Science 283, 1706 (1999).
- [8] Hasegawa, and Y. Kodama, Soliton in optical communications, Oxford, 1995.
- [9] Hasegawa, M. Matsumoto. Optical Soliton in Fibers (Berlin Springer, 2003).
- [10] V.I. Karpman, Physica Scripta 20, 462 (1979).
- [11] V.I. Karpman, V.V. Soloviev, Physica 3D, 487 (1981).
- [12] L. D. Landau, E. M. Lifshits, T. 1. Mecanica (Theoretical Physics, Vol. 1. Mechanics) Moscow: Nauka, 1973.

