



نوزدهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پنجمین کنفرانس مهندسی فوتونیک ایران

۵ تا ۳ بهمن ماه ۱۳۹۱ - دانشگاه سیستان و بلوچستان



## بررسی توان اشباع در تقویت کننده‌های پارامتری تار نوری تک پمپ

حسن پاکارزاده، علیرضا کشاورز و معصومه باقری

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده - در این مقاله به بررسی توان اشباع در یک تقویت کننده پارامتری تار نوری (FOPA) تک پمپ و پارامترهای موثر در آن می پردازیم و نحوه دستیابی به توان اشباع کمتر مورد بحث قرار می گیرد. نتایج نشان می دهد که برای یک طول تار ثابت و توان پمپ معین، بهره در طول موج های دور از طول موج پمپ، به سرعت اشباع می شود و بنابراین توان اشباع کاهش می یابد. برای دستیابی آسانتر به توان اشباع کمتر، برای کاربردهایی نظیر پردازش سیگنال، می توان طول تار را افزایش داد و یا با به کارگیری طول موج های دور از طول موج پمپ، به نتیجه مطلوب رسید.

کلیدواژه - تقویت کننده تار نوری، توان اشباع، ترکیب چهار فوتونی، پردازش سیگنال

کد PACS - ۱۹۰.۰۱۹۰-۰۶۰.۰۰۶۰-۲۳۰.۰۲۳۰

## Investigation of the saturation power of one-pump fiber optical parametric amplifiers

Hassan Pakarzadeh, Alireza Keshavarz, and Masumeh Bagheri

Physics Department, Faculty of Sciences, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract- In this paper, we investigate the saturation power and its effective parameters in fiber optical parametric amplifiers (FOPAs) and the way to reach the low saturation power is also discussed. The results show that for a fixed fiber length and a given pump power, the gain saturates quickly for signal wavelengths located on the either sides of the pump wavelength. We can reach in this goal, by increasing the fiber length and adjusting signal wavelengths farther than pump wavelength.

Keywords: fiber optical amplifier, four-wave mixing, saturation power, signal processing

PACS No: 190.0190-060.0060-230.0230

## ۱- مقدمه

دوم به مبانی نظری و معادلات حاکم بر تقویت کننده های پارامتری تار نوری تک پمپ پرداخته می شود. سپس در بخش سوم، اثر طول تار و طول موج سیگنال، بر طیف بهره و توان اشباع مورد بررسی قرار می گیرد و نشان داده می شود که بهره برای طول موج های سیگنال که از طول موج پمپ دور هستند، به سرعت به اشباع می رود. همچنین تحول توان امواج پمپ و سیگنال در طول تار مطالعه می شود. نهایتاً در بخش آخر نتایج مهم این مقاله جمع بندی می گردد.

## ۲- مبانی نظری

معادلات حاکم بر FOPA تک پمپ در حالت کاری موج پیوسته، معادلات جفت شده ای هستند که به صورت زیر تعریف می شوند [۱ و ۵]:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = i\gamma \left( |A_p|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_i|^2 \right) A_p + 2i\gamma A_s A_i A_p^* \exp(i\Delta\beta z) - \frac{1}{2}\alpha A_p \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = i\gamma \left( |A_s|^2 + 2|A_i|^2 + 2|A_p|^2 \right) A_s + i\gamma A_i^* A_p^2 \exp(-i\Delta\beta z) - \frac{1}{2}\alpha A_s \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = i\gamma \left( |A_i|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_p|^2 \right) A_i + i\gamma A_s^* A_p^2 \exp(-i\Delta\beta z) - \frac{1}{2}\alpha A_i \quad (3)$$

که در این معادلات،  $A_p$  دامنه ی پمپ،  $A_s$  دامنه ی سیگنال و  $A_i$  دامنه ی آیدلر،  $\alpha$  افت تار و  $\gamma$  پارامتر غیرخطی تار می باشد. عدم جورشدگی خطی بردار موج با رابطه ی (۴) داده می شود:

$$\Delta\beta = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} S_0 (\lambda_p - \lambda_0)(\lambda_p - \lambda_s)^2 \quad (4)$$

که در آن  $\lambda_p$  طول موج پمپ،  $\lambda_s$  طول موج سیگنال،  $\lambda_0$  طول موج با پاشندگی صفر و  $S_0$  شیب منحنی پاشندگی در محل  $\lambda_0$  است. بهره ی پارامتری یک FOPA بر حسب dB با رابطه زیر تعریف می شود:

$$G = 10 \log \left( \frac{P_{s(L)}}{P_{s(0)}} \right) \quad (5)$$

که در آن  $P_s(L)$  و  $P_s(0)$  به ترتیب توان سیگنال در

امروزه تقویت کننده های پارامتری تار نوری<sup>۱</sup> (FOPAs) توجه بسیاری را به دلیل کاربردهای گسترده در حوزه های مختلف از قبیل تقویت با بهره ی زیاد، تبدیل طول موجی، پردازش سیگنال های نوری و غیره به خود جلب نموده اند [۱-۳]. اخیراً امکان تولید پالس های کوتاه نیز توسط FOPA مورد بررسی قرار گرفته است [۴]. اساس عملکرد FOPA بر اساس تقویت پارامتری مبتنی بر فرآیند ترکیب چهار فوتونی<sup>۲</sup> است. در این فرآیند وقتی توان پمپ بالا باشد، دو فوتون از پمپ با یک فوتون از سیگنال به صورت تبهگن ترکیب شده و در خروجی تار، علاوه بر فوتون های پمپ، سیگنال تقویت شده به همراه یک مولفه ی فرکانسی جدید به نام آیدلر<sup>۳</sup> تولید می شود.

به طور کلی می توان FOPA ها را به دو دسته تقسیم کرد: نوع تک پمپ و نوع دو پمپ. نوع تک پمپ که تنها یک موج پمپ در ورودی تار وجود دارد دارای طراحی ساده ای است و اغلب برای تقویت سیگنالهای نوری با بهره ی زیاد استفاده می شود [۵]. در نوع دو پمپ، ابتدا دو موج پمپ با فرکانسهای مختلف با هم ترکیب و سپس موج حاصل به همراه موج سیگنال وارد تارنوری می شود. بهره ی یک FOPA به طور کلی و FOPA تک پمپ بطور خاص به عوامل مختلفی مانند طول تار، پاشندگی تار، توان سیگنال و پمپ، طول موج سیگنال و پمپ بستگی دارد. هرگاه تمام عوامل موثر بر بهره ثابت نگه داشته شود، با افزایش توان سیگنال ورودی، بهره به تدریج کاهش می یابد. کاهش بهره با افزایش توان سیگنال به اشباع بهره موسوم است، و برای یک توان خاص که توان اشباع نامیده می شود این کاهش به میزان ۳ dB است. دست یافتن به توان اشباع پایین، یکی از مسائل اساسی در طراحی این تقویت کننده ها برای کاربردهایی نظیر پردازش سیگنال است؛ بطوریکه از یک FOPA در رژیم اشباع می توان برای کاهش افت و خیزهای سیگنال ورودی [۶ و ۷] و بازسازی پالس های کوتاه [۲ و ۸] استفاده کرد.

مطالب این مقاله به ترتیب زیر مدون شده است: در بخش

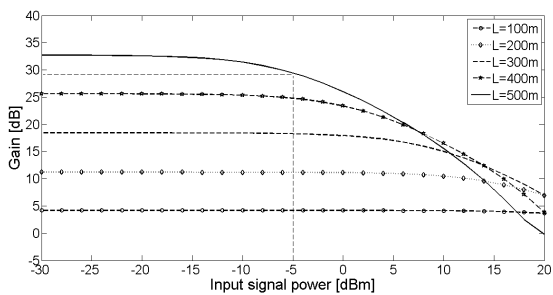
<sup>1</sup> Fiber Optical Parametric Amplifiers

<sup>2</sup> Four-Wave Mixing

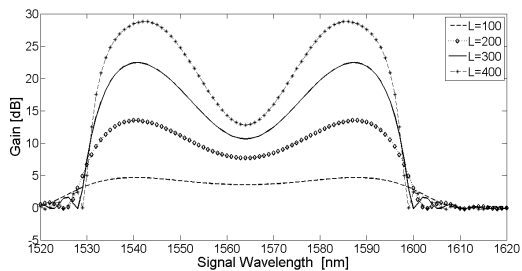
<sup>3</sup> Idler

طول تار، در نقاطی که جورشدهگی فاز بین سیگنال و پمپ به طور کامل صورت می پذیرد، سیگنال به حداکثر توان خود می رسد (به عنوان مثال در طول 500m).

با توجه به شکل (۱)، حداکثر طول مناسب برای FOPA برای دستیابی به بهره‌ی زیاد، ۵۰۰ m است. شکل (۲) نمودار بهره بر حسب توان ورودی سیگنال به ازای  $\lambda_s = 1550nm$  برای طول تارهای مختلف را نشان می دهد. با افزایش طول تار بهره در توان‌های سیگنال پایین تری به اشباع می رود. در توان‌های سیگنال ضعیف بهره تقریباً ثابت است و با افزایش توان سیگنال، بهره تدریجاً کاهش می یابد، بطوریکه در  $P_{sat}$  این کاهش به اندازه 3dB است. به عنوان مثال چنانچه در شکل (۲) مشخص شده است، برای طول تار ۵۰۰m، مقدار  $P_{sat}$  حدود -5dB می باشد. از این رو در ادامه، شبیه سازی‌ها برای  $p_s = -5dBm$  انجام می شود.



شکل ۲: منحنی اشباع FOPA به ازای طول‌های مختلف تار (100m, 200m, 300m, 400m, 500m)، در شکل برای طول 500m مقدار توان اشباع (-5 dBm) مشخص شده است.



شکل ۳: طیف بهره به ازای طول تارهای مختلف (100m, 200m, 300m, 400m).

در شکل (۳) طیف بهره برای طول‌های مختلف رسم شده است و مشاهده می شود که با افزایش طول تار، میزان بهره به علت افزایش برهم کنش غیرخطی بین سیگنال و پمپ افزایش می یابد. در دو طرف طول موج پمپ،

خروجی و ورودی تار می باشند. برای یک توان پمپ ثابت، با افزایش توان سیگنال ورودی، بهره‌ی پارامتری تدریجاً کاهش می یابد بطوریکه طبق تعریف در یک توان سیگنال خاص،  $P_{sat}$ ، که توان اشباع نامیده می شود، بهره به اندازه -3 dB کاهش می یابد. با افزایش بیشتر توان سیگنال ورودی، بهره به سیر نزولی خود ادامه می دهد. بنابراین بهره برای سیگنال‌های ورودی با توان بیشتر از توان اشباع، کمتر و برای سیگنال‌های ضعیفتر از اشباع، بیشتر است. این به معنی وجود یک سازوکار با یک پسخوران منفی در رژیم اشباع است که می توان از آن برای تمیز کردن سیگنال‌های نویزآلود، باز تولید سیگنال و نیز محدود کردن دامنه‌ی آن بهره جست [۲، ۷ و ۸].

### ۳- نتایج و بحث‌های مربوطه

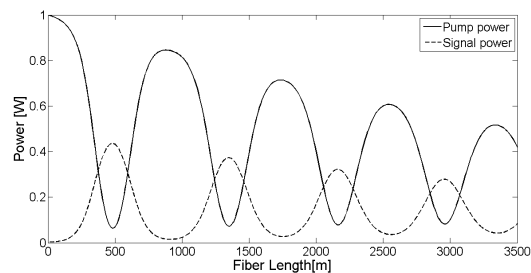
با حل معادلات جفت شده‌ی (۳) - (۱) به روش عددی (روش رانگ کوتا) و با بهره جستن از رابطه (۵) می توان ویژگی‌های FOPA در رژیم اشباع را شبیه سازی کرد. در تمامی محاسبات از یک تار با خاصیت غیر خطی سیار بالا  $(HNL)^4$  استفاده شده است [۵]. در شبیه سازی‌ها مقادیر عددی زیر استفاده شده است:

$$p_p = 30dBm, \gamma = 11.5W^{-1}km^{-1}$$

$$\lambda_p = 1564.0nm, \lambda_0 = 1560.5nm$$

$$L = 500m, \alpha = 0.74dB/km, \lambda_s = 1550.0nm$$

$$S_0 = 0.015ps/(nm^2.km)$$



شکل ۱: تحول توان سیگنال و پمپ در طول FOPA.

در شکل (۱) اثر طول تار بر توان سیگنال و پمپ مشاهده می شود. برای طول تارهای خیلی کم، جورشدهگی فازی ناچیز می باشد بطوریکه انتقال توان از پمپ به سیگنال کم است و سیگنال به کندی رشد می کند. با پیشروی در

<sup>4</sup> Highly Nonlinear Fiber

فاز کامل و بنابراین توان اشباع کاهش می یابد.

#### ۴- نتیجه گیری

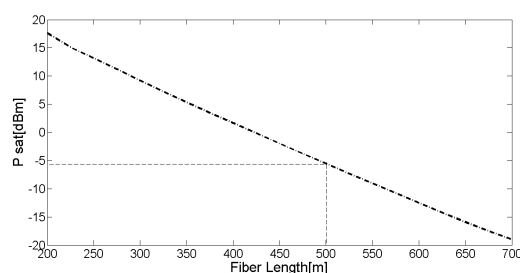
در این مقاله عوامل موثر بر توان اشباع یک FOPA تک پمپ، نظیر طول تار و طول موج سیگنال بررسی شد. با توجه به محاسبات انجام شده، می توان با افزایش کنش غیرخطی بین سیگنال و پمپ از طریق افزایش طول تار، توان اشباع را کاهش داد. همچنین با دور شدن طول موج سیگنال از طول موج پمپ و کامل شدن جورشدهگی فاز می توان به سرعت به رژیم اشباع رفت. در مجموع برای دستیابی آسانتر به توان اشباع کمتر برای کاربردهایی چون پردازش سیگنال، طول تار بیشتر و طول موج سیگنال دور از پمپ، مطلوب است.

#### مراجع

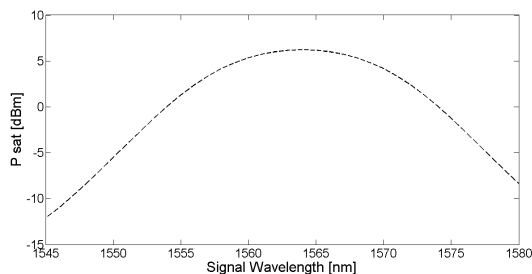
- [1] J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P.O. Hedekvist, "Fiber-based parametric amplifiers and their applications," **IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.** Vol. 8, pp. 506-520, 2002.
- [2] C. Peucheret, M. Lorenzen, J. Seoane, D. Noordegraaf, C. V. Nielsen, L.G. Nielsen, and K. Rottwitt, "Amplitude Regeneration of RZ-DPSK Signals in Single Pump Fiber Optic Parametric Amplifiers," **IEEE Photon. Technol. Lett.** 21, pp. 872-874, 2009.
- [3] T. Torounidis, P. A. Andrekson, and B. E. Olsson, "Fiber-Optical Parametric Amplifier With 70-dB Gain," **IEEE Photon. Technol. Lett.**, Vol. 18, No. 10, pp. 1194-1196, 2006.
- [4] A. Vedadi, A. M. Ariaei, M. M. Jadidi, J. A. Salehi, "Theoretical Study of High Repetition Rate Short Pulse Generation With Fiber Optical Parametric Amplification," **Journal of Lightwave Technology**, Volume. 30, No. 9, pp. 1263-1268, May 1, 2012.
- [5] H. Pakarzadeh, A. Zakery, "One-Pump Fiber Optical Parametric Amplifiers: Experiments and Simulations," **Proceeding of 4<sup>th</sup> Iranian Conference on Photonics Engineering ICPE 2012**, University of Tabriz, pp. 13-16, 2012.
- [6] H. Pakarzadeh, A. Zakery, "Modelling of the noise of single-pumped fiber optical parametric amplifiers in the gain-saturated regime", **Proceeding of 17<sup>th</sup> Conference of Iranian Optics and Photonics Society**, Mahan University, Mahan, Iran, 2011.
- [7] K. Inoue and T. Mukai, "Experimental Study on Noise Characteristics of a Gain-Saturated Fiber Optical Parametric Amplifier," **J. Lightwave Technol.** 20, pp. 969-974, 2002.
- [8] M. Skold, J. Yang, H. Sunnerud, M. Karlsson, S. Oda, and P. A. Andrekson, "Constellation diagram analysis of DPSK signal regeneration in a saturated parametric amplifier," **Opt. Express** 16, pp. 5974-5982, 2008.

بیشینه های بهره رخ می دهند که این به دلیل کامل شدن جورشدهگی فاز بین سیگنال و پمپ است.

شکل (۴) تغییرات توان اشباع  $P_{sat}$  بر حسب طول تار را نشان می دهد. همان طور که پیداست با افزایش طول تار، میزان توان اشباع کاهش می یابد. از آنجا که در طراحی FOPA برای استفاده در پردازش سیگنال، توان اشباع کم مطلوب است، لذا با توجه به شکل (۴) یک FOPA با طول زیاد، ما را به این هدف می رساند. البته با توجه به شکل (۱)، اگر همزمان بهره ی زیاد نیز مورد نظر باشد، طول  $500\text{ m}$  مطلوب است.



شکل ۴: وابستگی توان اشباع به طول تار به ازای مقدار ثابت  $\lambda_s = 1550.0\text{nm}$ .



شکل ۵: تغییرات توان اشباع بر حسب طول موج سیگنال ورودی به ازای  $L=500\text{m}$ .

در شکل (۵) تغییرات توان اشباع بر حسب طول موج سیگنال ورودی برای  $L=500\text{m}$  رسم شده است. توان اشباع در طول موجی در حدود  $1564\text{nm}$  که طول موج پمپ می باشد، بیشینه مقدار خود را دارد. هر چه از این طول موج در دو طرف دور شویم، توان اشباع پایین تر می آید. این رفتار با رفتار نمودار شکل (۳) مطابقت دارد بطوریکه در طول موج پمپ به دلیل کمترین جورشدهگی فاز، کمترین میزان بهره و در نتیجه بیشترین  $P_{sat}$  اتفاق می افتد. هر چه از طول موج پمپ به دو طرف به سمت بیشینه ی بهره (شکل ۳ را ببینید) پیش برویم، جورشدهگی



نوزدهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پنجمین کنفرانس مهندسی فوتونیک ایران

۱۳۹۱-۵ بهمن ماه ۱۳۹۱ - دانشگاه سیستان و بلوچستان



بررسی اثر ترکیبی پاشندگی مرتبه سوم، پراکندگی رامان و خود سرازیری بر انتشار سالیتون فوق کوتاه در DDF

زهرا طهماسبی، محسن حاتمی، عرفان امیر فلاح لفوت  
دانشگاه بوعلی سینا- دانشکده فیزیک- گروه اتمی و ملکولی  
دانشگاه صنعتی شیراز- دانشکده علوم- گروه فیزیک  
دانشگاه شهید بهشتی- دانشکده فیزیک- گروه اتمی و ملکولی

چکیده - در این مقاله با استفاده از شبیه سازی عددی، فشرده سازی سالیتون های مراتب بالاتر را با در نظر گرفتن اثر ترکیبی پاشندگی مرتبه سوم (TOD) منفی، پراکندگی رامان (RSS) و خود سرازیری (SS) در فیبرهایی با پاشندگی کاهش یافته بررسی کرده ایم. همچنین مقایسه ای بین تاثیر پاشندگی مرتبه سوم منفی و پاشندگی مرتبه سوم مثبت بر پالس سالیتونی فوق کوتاه در این نوع از فیبرها انجام داده ایم و علاوه بر آن جابجایی به قرمز طیف فرکانسی پالس خروجی از DDF را تحت تاثیر TOD منفی نشان داده ایم.

کلید واژه- سالیتون مرتبه بالاتر، پاشندگی مرتبه سوم، فیبر، پاشندگی کاهش یافته

کد PACS - ۱۹۰.۰۱۹۰.۰۶۰.۰۰۶۰

## Investigation of the combined effects of negative third-order dispersion, Raman self-scattering and self-steepening on high-order solitons in DDF

Z. Tahmasebi, M. Hatami, A. Amirfallah lafoot

Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Bu-Ali Sina University

Physics Group, Faculty of Science, Shiraz University of Technology

Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Shahid Beheshti University

*Abstract- in this paper we have investigated the method of compress high-order femtosecond solitons wich combines effects of negative third-order dispersion, Raman self-scatering and self steepening in the dispersion decreasing fibers. Based on the results of the numerical simulations, we have compared the effect of negative TOD with positive TOD on the propagation of the soliton in DDFs. In addition of we have shown that the spectrum of a hyperbolic secent pulse propagating in DDF under the negative TOD is red-shifted.*

*Keywords: high-order soliton, third-order dispersion, fiber, decreasing dispersion*

PACS No: 190.0190, 060.0060

## ۱- مقدمه

پاشندگی مرتبه‌ی سوم منفی، پراکندگی رامان و خود-سرازیری بر فشرده سازی سالیتون مرتبه‌ی بالاتر ادامه می-دهیم و فشرده سازی پالس را با حالتی که پاشندگی مرتبه-ی سوم مثبت حضور دارد مقایسه می‌کنیم.

## ۲- تحلیل تئوری انتشار پالس در DDF:

با صرفنظر کردن از اتلاف فیبر، انتشار پالس‌های فوق کوتاه در DDF با معادله‌ی تعمیم یافته‌ی شرودینگر غیرخطی (NLS) بررسی می‌شود [4-8]:

(۱)

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} p(\xi) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} - i \delta \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + is \frac{\partial}{\partial \tau} (|u|^2 u) + |u|^2 u - \tau_R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} = 0$$

که  $u$  پوش بهنجار شده‌ی پالس به صورت  $u = (\gamma L_D)^{1/2} A$  می‌باشد که  $A$  دامنه کند تغییر پوش پالس و  $p(\xi)$  تغییر در GVD را نشان می‌دهد که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$p(\xi) = |\beta_2(\xi) / \beta_2(0)|$$

متغیرهای زمانی و مکانی بهنجار شده در رابطه‌ی (۱) را به ترتیب به صورت  $T = t - z/v_g$ ،  $\tau = T/T_0$ ،  $\xi = z/L_D$  در نظر گرفته‌ایم و همچنین داریم:

(۲)

$$s = 2/\omega_0 T_0, \quad \delta = \beta_3/6T_0 |\beta_2(0)|, \\ \tau_R = T_R/T_0, \quad N^2 = L_D/L_{NL}$$

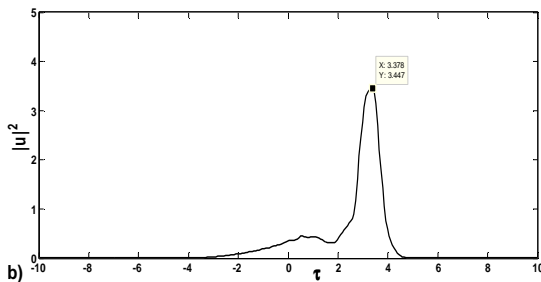
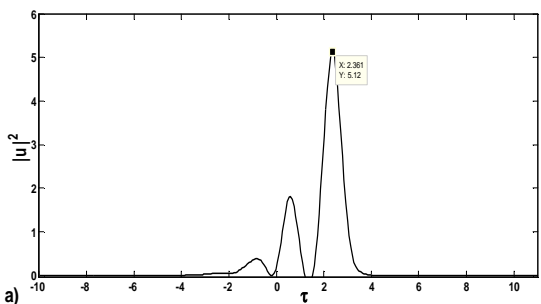
که  $L_D$  طول پاشندگی و  $L_{NL}$  طول غیرخطی،  $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$  و  $\beta_3 = d^3\beta/d\omega^3$  به ترتیب پاشندگی مرتبه دوم (GVD) و مرتبه سوم (TOD) می‌باشند.  $\gamma$  ضریب غیر خطی،  $T_0$  پهنای پالس ورودی،  $T_R$  ثابت زمانی تشدید رامان است که معمولا برای فیبرهای سلیکونی مقداری برابر 3-6fs را به خود اختصاص می‌دهد [8]. همچنین  $\delta$ ،  $s$  و  $\tau_R$  به ترتیب ثابت TOD، خودسرازیری و پراکندگی رامان می‌باشند.

در اینجا پالس ورودی DDF، یک پالس سالیتونی فوق کوتاه با پهنای 0.1ps به صورت زیر در نظر گرفته شده است:

تولید پالس‌های فوق کوتاه برای انتقال نرخ بالایی از اطلاعات اهمیت بسیار زیادی دارد [1]. همچنین استفاده از فیبرهایی با پاشندگی کاهنده برای انتقال چنین پالس‌های فوق کوتاهی موضوع تحقیقات بسیاری را در دو دهه‌ی اخیر به خود اختصاص داده است [2,3]. برای تولید پالس‌های فوق کوتاه روش‌هایی از قبیل soliton-effect و تکنیک فشرده سازی آدیاباتیکی بطور عمده مورد استفاده قرار می‌گیرند. در هر دو روش بالا، فشرده سازی پالس با ایجاد تغییراتی در رفتار غیر خطی، برای انتشار پالس در فیبرهای پاشنده صورت می‌گیرد. در روش soliton-effect پالس فشرده‌تری را می‌توان در طول کوتاه‌تری از فیبر به دست آورد اما در مقابل در این روش پالس ورودی باید توان بالایی داشته باشد علاوه بر آن پالس فشرده شده کیفیت مطلوبی ندارد. در روش تکنیک فشرده سازی آدیاباتیکی با وجود نیاز به طول بزرگتری از فیبر برای دست یافتن به پالس فشرده، پالس به مراتب کیفیت بهتری خواهد داشت. به این منظور برای غلبه بر مشکلات هر دو روش پژوهشگران از تکنیک فشرده سازی آدیاباتیکی سالیتون‌های مراتب بالاتر در فیبرهایی با پاشندگی کاهنده (DDF) استفاده کردند [4] که در واقع ترکیبی از دو روش بالا می‌باشد. اگرچه قبلا مطالعاتی در زمینه‌ی فشرده‌سازی پالس‌های فوق کوتاه در DDFها با حضور پاشندگی مرتبه‌ی سوم (TOD) مثبت انجام شده است، اما تحقیقات نشان داده است که DDFهایی با TOD منفی نیز قابل دست یافتن هستند [4,5]. همچنین در یک پژوهش عملی مشاهده شد که یک سالیتون بنیادی می‌تواند در حضور اثر ترکیبی TOD منفی و پراکندگی رامان در یک فیبر با پاشندگی (GVD) ثابت فشرده شود [6]. در این مقاله نتایجی عددی از فشرده سازی سالیتون‌های فوق کوتاه مراتب بالاتر در DDF در حضور پاشندگی مرتبه سوم منفی ارائه شده است. در این مقاله ابتدا به ارائه‌ی مدل ریاضی انتشار پالس سالیتونی فوق کوتاه در یک DDF می-پردازیم. و مقاله را در بخش بعد با بررسی اثر ترکیبی

$$\beta_3 = \frac{d\beta_2}{d\omega}$$

در این صورت اگر  $\beta_3$  مثبت باشد (پاشندگی مرتبه سوم مثبت) پس حتماً  $d\beta_2 < 0$  می‌باشد. به عبارتی می‌توان گفت که  $|\beta_2|$  در ناحیه پاشندگی غیرعادی افزایش می‌یابد که این افزایش  $|\beta_2|$  باعث می‌شود که اثرات غیرخطی اهمیت خود را از دست بدهند و بنابراین فشرده سازی پالس متوقف شود ولی تحت تاثیر پاشندگی مرتبه سوم منفی عکس این حالت اتفاق می‌افتد که با قیاس پالس خروجی فیبر در شکل ۱-a و ۱-b این تفاوت به وضوح قابل رویت می‌باشد.



شکل (۱) - پالس خروجی از فیبر با پاشندگی کاهنده و طول بهنجار شده -  
 ی  $\xi = 1.92$  در حضور اثر ترکیبی پراکندگی رامان، خودسرازیری و (a)  
 پاشندگی مرتبه سوم منفی (b) پاشندگی مرتبه سوم مثبت

همچنین همانطور که از قیاس شکل ۱-a و ۱-b قابل مشاهده است حضور پاشندگی مرتبه سوم منفی به همراه پراکندگی رامان و اثر خودسرازیری منجر به کاهش تاخیر زمانی پالس می‌شود. این تاخیر زمانی بهنجار شده در پاشندگی منفی به اندازه‌ی 2.361 و در پاشندگی مثبت به اندازه‌ی 3.378 می‌باشد. این رویداد را میتوان با استفاده از رابطه‌ی زیر توضیح داد:

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{1}{v_g} \right)$$

$$u(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau)$$

که در آن،  $N$  مرتبه سالیتون ورودی می‌باشد.

### ۳- بررسی اثر پاشندگی مرتبه سوم، پراکندگی رامان و خودسرازیری بر سالیتون :

برای بررسی و مقایسه ی فشرده سازی پالس تحت اثرات پاشندگی مرتبه سوم منفی و مثبت در حضور پراکندگی رامان و اثر خودسرازیری در یک فیبر با پاشندگی کاهنده، فرض می‌کنیم که پارامتر پاشندگی در طول فیبر به صورت خطی کاهش یابد یعنی:

$$p(\xi) = 1 - \theta \xi$$

که  $\theta$  در آن پارامتر پاشندگی می‌باشد. پالس ورودی را یک سالیتون با  $N=1.6$ ، طول موج  $1.55 \mu\text{m}$  و پهنای اولیه‌ی 100fs در نظر گرفته‌ایم که در یک DDF با ضریب پاشندگی مرتبه دوم (GVD) برابر  $\beta_2 = -20 \text{ps}^2/\text{km}$ ،  $\beta_3 = 0.1 \text{ps}^3/\text{km}$  و  $T_R = 6 \text{fs}$  منتشر می‌شود. به این ترتیب طبق رابطه ی (۲) داریم:

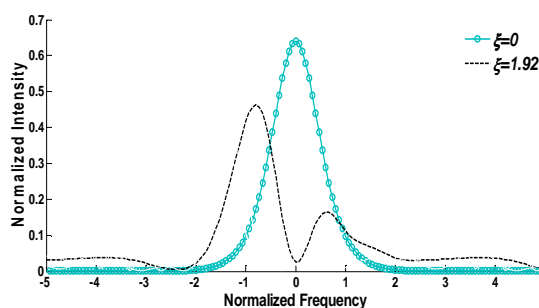
$$|\delta| \approx 0.015, \quad s \approx 0.01, \quad \tau_R \approx 0.06$$

در شکل ۱ به بررسی اثر پاشندگی منفی در حضور پراکندگی رامان و اثر خودسرازیری و مقایسه‌ی آن با اثر پاشندگی مثبت بر یک پالس سالیتونی در فیبر کاهنده‌ای با طول بهنجار شده‌ی  $\xi = 1.92$  پرداخته‌ایم. در اینجا پالس خروجی از فیبر را در هر دو حالت نشان داده‌ایم. همانطور که از شکل قابل تشخیص است، ترکیب اثرات پاشندگی مرتبه سوم مثبت، پراکندگی رامان و خودسرازیری باعث می‌شود که شدت پالس در  $\xi = 1.92$  نسبت به شدت پالس در همین طول از فیبر در حضور پاشندگی منفی کوچکتر شود (وقتی  $\beta_3 > 0$ ،  $|u|^2 = 3.447$  و وقتی  $\beta_3 < 0$ ،  $|u|^2 = 5.120$ ) همچنین فشرده شدن پالس متوقف شود. در واقع پراکندگی رامان باعث جابجایی قرمز طول موج پالس می‌شود یعنی با افزایش طول انتشار، مرکز طول موج به سمت فرکانس‌های کوچکتر حرکت می‌کند. به عبارتی می‌توان گفت  $d\omega$  منفی می‌شود. طبق تعریف پاشندگی مرتبه سوم داریم:

## ۵- مراجع

- [1] W. hua Cao, P.K.A. Wai, Higher-order soliton compression with pedestal suppression in nonlinear optical loop mirrors constructed from dispersion decreasing fibers, Opt. Commun. 221, 181-190, 2003.
- [2] Qiaofen Zhang, Li Ming Wu, Xiuchun Tang Wang, Yao Hua Deng, Interaction between parabolic pulses in a dispersion-decreasing fiber, Optik 121, 517-520, 2010.
- [3] D. Ghosh, M. Basu, Propagation of short soliton pulses through a parabolic index fiber with dispersion decreasing along length, Opt. Commun. 281, 3361-3368, 2008.
- [4] Zh. Shumin, L. Fuyun, Xu Wencheng, Y. Shiping, W. Jian, D. Xiaoyi, Enhanced compression of high-order solitons in dispersion decreasing fibers due to the combined effects of negative third-order dispersion and Raman self-scattering, Opt. Commun. 237, 1-8, 2004.
- [5] K. Tai Chan, W. Hua Cao, Enhanced compression of fundamental solitons in dispersion decreasing fibers due to the combined effects of negative third-order dispersion and Raman self-scattering, Opt. Commun. 184, 463-74, 2000.
- [6] P. V. Mamyshev, P. G. J. Wigley, J. Wilson, G. I. Stegeman, Adiabatic Compression of Schrodinger Solitons Due to the Combined Perturbations of Higher-Order Dispersion and Delayed Nonlinear Response, Phys. Rev. Lett. 71, 73, 1993.
- [7] D. Gupta, G. Kumar, K. Thyagarajan, Nonlinear pulse propagation in dispersion decreasing fibers, Opt. Commun. 237, 309-317, 2004.
- [8] Agrawal, G. P, Nonlinear Fiber Optics, Academic Press, 3<sup>th</sup> Edition, 2001

طبق آنچه که در قبلا توضیح داده شد، اگر  $\beta_3$  منفی باشد در این صورت  $|\beta_2|$  در ناحیه‌ی پاشندگی غیر عادی کاهش می‌یابد، بنابراین در صورتی که  $d\omega$  ثابت فرض شود می‌توان گفت که با کاهش  $|\beta_2|$ ،  $d\beta_1$  نیز کاهش می‌یابد. در واقع با این کاهش، سرعت گروه در DDF افزایش می‌یابد و باعث کاهش تاخیر زمانی پالس نسبت به پاشندگی مثبت می‌شود. در شکل ۲ نیز پالس ورودی و خروجی DDF در حوزه‌ی فرکانس تحت اثر پاشندگی منفی، نشان داده شده است. همانطور که از شکل مشخص است یک ویژگی این طیف، عدم تقارن آن است یعنی پیک جابجایی قرمز نسبت به پیک جابجایی آبی شدت بیشتری دارد.



شکل (۲)- طیف پالس سکانت هایپربولیک در DDF با طول  $\xi=1.92$   
 $\beta_3=-0.1\text{ps}^3/\text{km}$  و  $T_0=0.1\text{ps}$ ،  $N=1.6$

## ۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از شبیه سازی عددی، فشرده سازی سالیتون‌های مرتبه‌ی بالاتر با ترکیب اثرات پاشندگی مرتبه-۳ سوم (TOD) منفی، پراکندگی رامان (RSS) و خودسرازیری (SS) را در فیبرهایی با پاشندگی کاهنده بررسی کردیم. همچنین مقایسه‌ای بین تاثیر پاشندگی مرتبه سوم منفی و پاشندگی مرتبه سوم مثبت بر پالس سالیتونی فوق کوتاه در این نوع از فیبرها انجام دادیم و علاوه بر آن جابجایی به قرمز طیف فرکانسی پالس خروجی از DDF را نسبت به پالس ورودی تحت تاثیر TOD منفی نشان دادیم.







## نامساوی کوشی-شوارتز در برهم کنش یک اتم سه ترازوی نوع $\Lambda$ با یک میدان دومی

محمد جواد فقیهی<sup>۱،۳،۴</sup> و محمد کاظم توسلی<sup>۱،۲،۴</sup>

<sup>۱</sup> گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

<sup>۲</sup> گروه پژوهشی فوتونیک، مرکز تحقیقات مهندسی، دانشگاه یزد، یزد

<sup>۳</sup> گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان، ماهان

<sup>۴</sup> آزمایشگاه پردازش اطلاعات کوانتومی و رمزنگاری، دانشگاه یزد، یزد

چکیده - در این مقاله، در تعمیمی از مدل جینز-کامینگز، مدلی برای برهم کنش یک اتم سه ترازوی با یک میدان تابشی دومی در حضور محیط کر، جفت شدگی اتم-میدان و پارامترهای نامیزانی ارائه می شود. با در نظر گرفتن اتم سه ترازوی در پیکربندی نوع  $\Lambda$ ، نامساوی کوشی-شوارتز، به عنوان یک معیار غیر کلاسیکی، مورد بررسی قرار می گیرد.

کلید واژه- برهم کنش اتم-میدان، اتم سه ترازوی نوع  $\Lambda$ ، میدان دومی، نامساوی کوشی-شوارتز.

کد PACS - ۲۷۰/۰۲۷۰ (اپتیک کوانتومی)

## Cauchy-Schwartz Inequality on a $\Lambda$ -Type Three-Level Atom Interacting with a Two-mode Field

Mohammad Javad Faghihi<sup>1,3,4</sup> and Mohammad Kazem Tavassoly<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup> Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

<sup>2</sup> Photonics Research Group, Engineering Research Center, Yazd University, Yazd

<sup>3</sup> Physics and Photonics Department, Kerman Graduate University of Technology, Mahan

<sup>4</sup> The Laboratory of Quantum Information Processing, Yazd University, Yazd

Abstract- In this paper, via the generalization of Jaynes-Cummings model, a model for the interaction between a three-level atom and a two-mode radiation field in the presence of intensity-dependent coupling, cross-Kerr medium and detuning is proposed. Considering the atom in a  $\Lambda$ -type configuration, Cauchy-Schwartz inequality, as a nonclassical criterion, is studied.

Keywords: Atom-field interaction,  $\Lambda$ -type three-level atom, Two-mode field, Cauchy-Schwartz inequality.

PACS No: 270.0270

## ۱- مقدمه

چنین سامانه‌ای در تقریب موج چرخان (RWA) به شکل زیر خواهد بود ( $\hbar = c = 1$ ):

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 \quad (1)$$

که در آن

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 &= \sum_{j=1}^3 \omega_j \hat{\sigma}_{jj} + \sum_{j=1}^3 \Omega_j \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j \\ \hat{H}_1 &= \chi \hat{R}_1^\dagger \hat{R}_1 \hat{R}_2^\dagger \hat{R}_2 + \lambda_1 (\hat{A}_1 \hat{\sigma}_{13} + \hat{\sigma}_{31} \hat{A}_1^\dagger) \\ &\quad + \lambda_2 (\hat{A}_2 \hat{\sigma}_{12} + \hat{\sigma}_{21} \hat{A}_2^\dagger) \end{aligned} \quad (2)$$

که در آن  $|i\rangle\langle j| = \hat{\sigma}_{ij}$  عملگرهای نردبانی اتمی بین ترازهای  $i$  و  $j$  هستند. همچنین  $\hat{a}_j$  و  $\hat{a}_j^\dagger$  عملگرهای نابودی و آفرینش متناظر با مد  $j$ ام میدان تابشی هستند،  $\chi$  نشان دهنده‌ی بخش پاشنده‌ی غیرخطی مرتبه‌ی سوم محیط‌های کر-مانند است و  $\lambda_1$  و  $\lambda_2$  معرف ثابت‌های جفت‌شدگی بین اتم و میدان هستند. عملگرهای  $\hat{R}_j$  و  $\hat{A}_j$  عملگرهای نابودی تغییرشکل‌یافته هستند که به ترتیب با محیط کر و جفت‌شدگی وابسته به شدت متناظر و به صورت  $\hat{R}_j = \hat{a}_j \hat{g}_j(\hat{n}_j)$  و  $\hat{A}_j = \hat{a}_j \hat{f}_j(\hat{n}_j)$  تعریف می‌شوند. توابع  $\hat{f}_j(\hat{n}_j)$  و  $\hat{g}_j(\hat{n}_j)$ ، توابع عملگر-مقداری هستند که می‌توانند به صورت نمادی برای نوسانگر غیرخطی با هر تابع غیرخطی دلخواه یا هر سامانه‌ی کوانتومی حل‌پذیر با طیف انرژی  $e_n$  مورد استفاده قرار گیرند [۳]. در ادامه، با استناد به روش پدیده‌شناسی تابع موج سامانه را در هر لحظه‌ی  $t$  به شکل زیر در نظر می‌گیریم:

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= \sum_{n_1=0}^{+\infty} \sum_{n_2=0}^{+\infty} q_{n_1} q_{n_2} \left[ \mathbf{A}(n_1, n_2, t) e^{-i\gamma_1 t} |1, n_1, n_2\rangle \right. \\ &\quad + \mathbf{B}(n_1 + 1, n_2, t) e^{-i\gamma_2 t} |2, n_1 + 1, n_2\rangle \\ &\quad \left. + \mathbf{C}(n_1, n_2 + 1, t) e^{-i\gamma_3 t} |3, n_1, n_2 + 1\rangle \right] \end{aligned} \quad (3)$$

در این رابطه  $q_{n_i}$  دامنه‌های مدهای میدان تابشی هستند که فرض می‌شوند در حالت‌های همدوس استاندارد باشند.

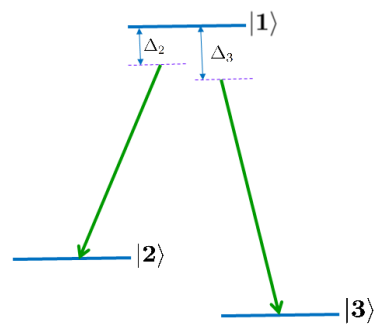
$$q_{n_i} = \exp\left(\frac{-|\alpha_i|^2}{2}\right) \sum_{n_i=0}^{+\infty} \frac{\alpha_i^{n_i}}{\sqrt{n_i!}} |n_i\rangle, \quad i = 1, 2 \quad (4)$$

همچنین، کمیت‌های  $\mathbf{A}$ ،  $\mathbf{B}$  و  $\mathbf{C}$  دامنه‌های احتمال اتمی را نشان می‌دهند که باید تعیین شوند و داریم:

توصیف مکانیک کوانتومی از برهم‌کنش اتم-میدان می‌تواند جنبه‌های جدیدی را از طبیعت کوانتومی اتم و میدان پیشگویی کند. یکی از گسترده‌ترین مدل‌های مطالعه‌شده در اپتیک کوانتومی مدل جینز-کامینگز است [۱] که توصیفی کاملاً کوانتومی را از برهم‌کنش یک اتم دوترازی با میدان تابشی تک‌مد ارائه می‌کند. نمونه‌ای از تحقق فیزیکی این مدل را می‌توان در حرکت یون به‌دام افتاده مشاهده کرد [۲]. همچنین، بسامد رابی در وارونی جمعیت، فروافت و باز یافت و غیره از جمله پدیده‌هایی هستند که توصیف و توجیه آن‌ها تنها در رهیافت کاملاً کوانتومی از برهم‌کنش اتم با ماده میسر شده است. به هر ترتیب، امروزه مدل جینز-کامینگز یکی از موضوعات اساسی و مباحث ضروری در پژوهش‌های مرتبط با اپتیک کوانتومی است. در این مقاله، با استفاده از تعمیمی از مدل جینز-کامینگز، مدلی برای برهم‌کنش یک اتم سه‌ترازی با میدان دومدی ارائه می‌شود و اثراتی چون جفت‌شدگی وابسته به شدت، محیط کر و پارامترهای نامیزانی روی نامساوی کوشی-شوارتز (به‌عنوان یک معیار غیرکلاسیکی) مورد بررسی قرار می‌گیرد.

## ۲- ارائه‌ی مدل و به‌دست آوردن تابع موج

مدلی را در نظر می‌گیریم که در آن یک اتم سه‌ترازی با یک میدان دومدی برهم‌کنش می‌کند چنان‌که میدان تابشی درون یک کاواک شامل محیط کر با بسامد  $\Omega$  در حال نوسان باشد. اگر ترازهای اتمی را با  $|j\rangle$  و انرژی‌های  $\omega_j$  نشان دهیم، با فرض بودن اتم در پیکربندی نوع  $\Lambda$ ، گذارهای  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  و  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  مجاز خواهند بود (شکل ۱).



شکل ۱: اتم سه‌ترازی نوع  $\Lambda$ .

با فرض این‌که جفت‌شدگی اتم-میدان به شدت وابسته باشد و با در نظر گرفتن مدل جینز-کامینگز تعمیم‌یافته، هامیلتونی

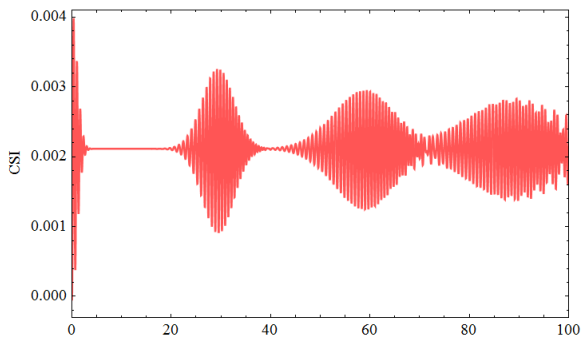
ضرایب مشخص، می‌توان به بررسی ویژگی‌های غیر کلاسیکی سامانه پرداخت.

### ۳- نامساوی کوشی-شوارتز

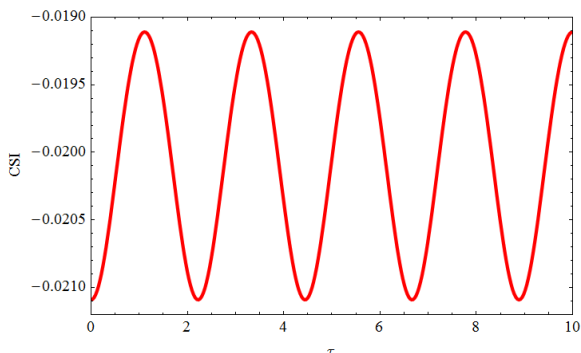
به‌طور عادی، انتظار می‌رود تابع توزیع  $P$  گلاوبر-سودارشان [۵]، از این‌رو که یک تابع توزیع است، مثبت باشد، درحالی‌که برای بعضی از حالت‌های کوانتومی (حالت‌های غیر کلاسیکی) این تابع مقدار منفی به‌خود می‌گیرد یا تکیه است. اگرول [۶] توانست یک ارتباط بین تابع توزیع  $P$  و نامساوی کوشی-شوارتز برقرار کند و کمیت  $I_0$  را به‌صورت زیر تعریف نماید:

$$I_0 = \frac{\left( \langle \hat{a}_1^{\dagger 2} \hat{a}_1^2 \rangle \langle \hat{a}_2^{\dagger 2} \hat{a}_2^2 \rangle \right)^{1/2}}{\left| \langle \hat{a}_1^{\dagger} \hat{a}_1 \hat{a}_2^{\dagger} \hat{a}_2 \rangle \right|} - 1 \quad (10)$$

که در آن، اندیس‌های ۱ و ۲ بیان‌گر مدهای میدان هستند. برطبق این معیار، منفی (مثبت) بودن  $I_0$  به‌معنی منفی (مثبت) بودن تابع توزیع  $P$  است و این به‌نوبه‌ی خود بر رفتار غیر کلاسیکی (کلاسیکی) دلالت می‌کند.



شکل ۲: نامساوی کوشی-شوارتز برحسب زمان مشخصه  $\tau$  به‌ازای  $\chi = 0 = \Delta_2 = \Delta_3$ ،  $f(n) = 1$



شکل ۳: نامساوی کوشی-شوارتز برحسب زمان مشخصه  $\tau$  به‌ازای  $\chi = 0 = \Delta_2 = \Delta_3$ ،  $f(n) = 1/\sqrt{n}$

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \omega_1 + n_1 \Omega_1 + n_2 \Omega_2 \\ \gamma_2 &= \omega_2 + (n_1 + 1) \Omega_1 + n_2 \Omega_2 \\ \gamma_3 &= \omega_3 + n_1 \Omega_1 + (n_2 + 1) \Omega_2 \end{aligned} \quad (5)$$

به پیروی از رهیافت ارائه‌شده در مرجع [۴]، دامنه‌های احتمال اتمی و به‌دنبال آن تابع موج سامانه به‌صورت زیر به‌دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(t) &= -e^{-i\Delta_2 t} \sum_{j=1}^3 (\mu_j + V_B) b_j e^{i\mu_j t} \\ \mathbf{B}(t) &= \kappa_1 \sum_{j=1}^3 b_j e^{i\mu_j t} \\ \mathbf{C}(t) &= \frac{1}{\kappa_2} e^{i(\Delta_3 - \Delta_2)t} \sum_{j=1}^3 [(\mu_j + V_B)(\mu_j + V_A - \Delta_2) - \kappa_1^2] b_j e^{i\mu_j t} \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن

$$\begin{aligned} \mu_j &= -\frac{1}{3} x_1 + \frac{2}{3} \sqrt{x_1^2 - 3x_2} \cos \left[ \theta + \frac{2}{3} (j-1)\pi \right] \\ \theta &= \frac{1}{3} \cos^{-1} \left[ \frac{9x_1 x_2 - 2x_1^3 - 27x_3}{2(x_1^2 - 3x_2)^{3/2}} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

و

$$\begin{aligned} x_1 &= V_A + V_B + V_C + 2\Delta_3 - \Delta_2 \\ x_2 &= (V_A + V_B - \Delta_2)(V_C + \Delta_3 - \Delta_2) \\ &\quad + V_B(V_A - \Delta_2) - \kappa_1^2 - \kappa_2^2 \\ x_3 &= V_B \left[ (V_A - \Delta_2)(V_C + \Delta_3 - \Delta_2) - \kappa_2^2 \right] \\ &\quad - \kappa_1^2 (V_C + \Delta_3 - \Delta_2) \\ V_A &= V(n_1, n_2), V_B = V(n_1 + 1, n_2), V_C = V(n_1, n_2 + 1) \\ V(n_1, n_2) &= \chi n_1 n_2 g_1^2(n_1) g_2^2(n_2) \\ \kappa_i &= \lambda_i \sqrt{n_i + 1} f_i(n_i + 1), i = 1, 2 \end{aligned} \quad (8)$$

در نهایت، با فرض این‌که اتم ابتدا در حالت برانگیخته باشد، یعنی  $\mathbf{A} = 1$ ،  $\mathbf{B} = \mathbf{C} = 0$ ، ضرایب  $b_j$  به‌شکل زیر به‌دست می‌آیند:

$$b_j = \frac{\mu_k + \mu_l + V_A + V_B - \Delta_2}{\mu_{jk} \mu_{jl}}, j \neq k \neq l = 1, 2, 3 \quad (9)$$

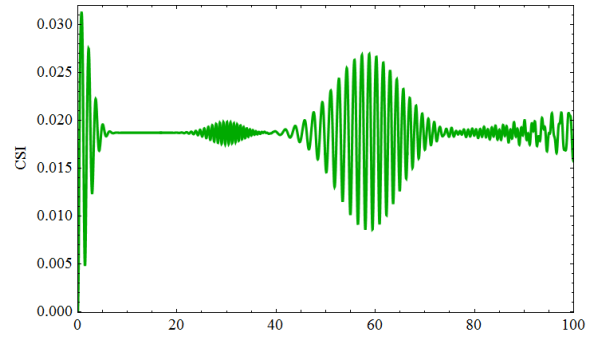
که در آن  $\mu_{jk} = \mu_j - \mu_k$  حال با داشتن تابع موج با

### بحث و نتیجه‌گیری

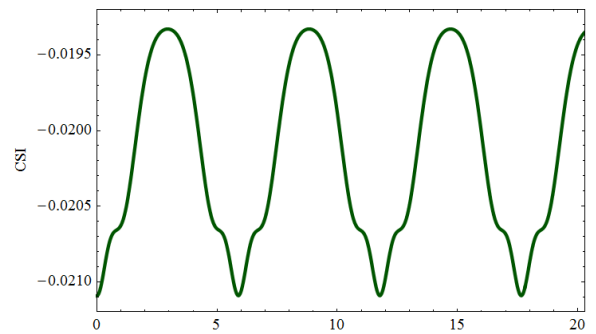
نمودارهای ارائه‌شده توصیفی از نامساوی کوشی-شوارتز تحت شرایط مختلفی شامل نبود تمامی اثرات غیرخطی (شکل ۲)، تأثیر محیط کر (شکل ۴) و بررسی پارامترهای نامیزانی (شکل ۶) هستند. نمودارهای ترسیم‌شده در شکل‌های ۵، ۳ و ۷ با در نظر گرفتن اثر جفت‌شدگی وابسته به شدت تابع غیرخطی  $f(n) = 1/\sqrt{n}$  به ترتیب از شکل‌های ۲، ۴ و ۶ متمایز می‌شوند. با توجه به نمودارهای ارائه‌شده می‌توان نتیجه گرفت که بستگی جفت‌شدگی اتم-میدان به شدت، اثر مستقیمی در ایجاد حالت‌های غیرکلاسیکی با توجه به نامساوی کوشی-شوارتز دارد (شکل‌های ۳، ۵ و ۷)، حال آن‌که محیط کر (زمانی که پذیرفتاری به شدت وابسته باشد که محیط کر تغییر شکل یافته‌ی تعمیم‌یافته نامیده شده است [۷])، تأثیری بر منفی شدن این معیار نمی‌گذارد. همچنین، مقایسه شکل ۶ با شکل ۲ بر این دلالت دارد که پارامترهای نامیزانی نیز تأثیر مستقیمی بر بروز ویژگی‌های غیرکلاسیکی می‌گذارد و با وجود این اثر، نامساوی کوشی-شوارتز برای تمام لحظه‌ها مقدار منفی به خود می‌گیرد. این امر به نوبه‌ی خود به منفی شدن تابع توزیع  $P$  می‌انجامد که بیان‌گر غیرکلاسیکی بودن حالت سامانه‌ی مورد بررسی است. در پایان، ارزشمند است اشاره کنیم که نتایج عددی فروافت و بازیافت را که از پدیده‌های کاملاً کوانتومی هستند در حالت مورد بحث نشان می‌دهند.

### مراجع

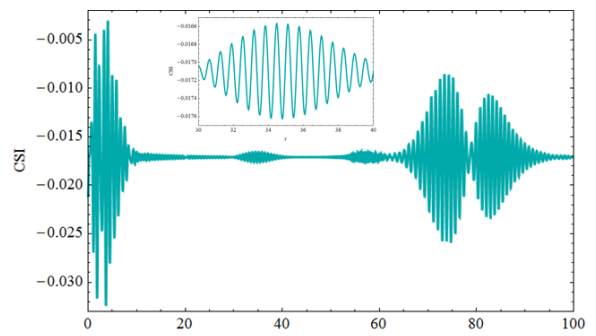
- [1] Jaynes E.T. and Cummings F.W. "Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser" **Proc. IEEE**, 51 (1963) 89.
- [2] Gerry C.C. and Knight P.L. "Introductory Quantum Optics", Cambridge: Cambridge University Press, (2005).
- [3] Roknizadeh R. and Tavassoly M. K. "Construction of the dual family of Gazeau-Klauder coherent states via temporally stable nonlinear coherent states" **J. Math. Phys.** 46 (2005) 042110.
- [4] Faghihi M.J. and Tavassoly M.K. "Dynamics of entropy and nonclassical properties of the state of a  $\Lambda$ -type three-level atom interacting with a single-mode cavity field with intensity-dependent coupling in a Kerr medium" **J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.** 45 (2012) 035502.
- [5] Glauber R.J. "Coherent and incoherent states of the radiation field" **Phys. Rev.** 131 (1963) 2766;
- Sudarshan E.C.G. "Equivalence of semiclassical and quantum mechanical descriptions of statistical light beams" **Phys. Rev. Lett.** 10 (1963) 277.
- [6] Agarwal G.S. "Nonclassical statistics of fields in pair coherent states" **J. Opt. Soc. Am. B** 5 (1988) 1940.
- [7] Honarasa G.R. and Tavassoly M.K. "Generalized deformed Kerr states and their physical properties" **Phys. Scr.** 86 (2012) 035401.



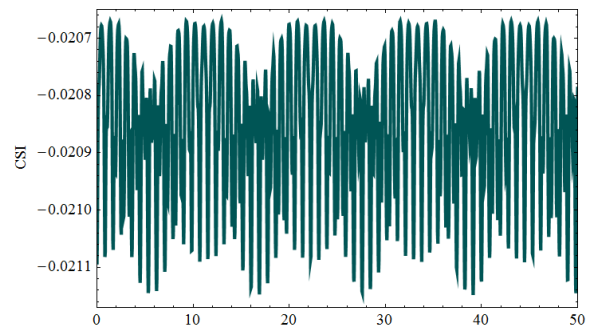
شکل ۴: نامساوی کوشی-شوارتز بر حسب زمان مشخصه  $\tau$  به‌ازای  $\Delta_2 = \Delta_3 = 0$  و  $\chi = 0.4\lambda$  ،  $g(n) = 1/\sqrt{n}$  ،  $f(n) = 1$



شکل ۵: نامساوی کوشی-شوارتز بر حسب زمان مشخصه  $\tau$  به‌ازای  $\Delta_2 = \Delta_3 = 0$  و  $\chi = 0.4\lambda$  ،  $f(n) = 1/\sqrt{n} = g(n)$



شکل ۶: نامساوی کوشی-شوارتز بر حسب زمان مشخصه  $\tau$  به‌ازای  $\Delta_3 = 15\lambda$  و  $\Delta_2 = 7\lambda$  ،  $\chi = 0$  ،  $f(n) = 1$



شکل ۷: نامساوی کوشی-شوارتز بر حسب زمان مشخصه  $\tau$  به‌ازای  $\Delta_3 = 15\lambda$  و  $\Delta_2 = 7\lambda$  ،  $\chi = 0$  ،  $f(n) = 1/\sqrt{n}$



نوزدهمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و پنجمین کنفرانس مهندسی فوتونیک ایران

۲۳ تا ۲۵ بهمن ماه ۱۳۹۱ - دانشگاه سیستان و بلوچستان



## چلانگی آنتروپی در برهم کنش یک اتم سه ترازوی در حال حرکت نوع $\Lambda$ با یک میدان تک مد

محمد جواد فقیهی<sup>۱</sup> و محمد کاظم توسلی<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup> گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

<sup>۲</sup> گروه پژوهشی فوتونیک، مرکز تحقیقات مهندسی، دانشگاه یزد، یزد

<sup>۳</sup> گروه فیزیک و فوتونیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی کرمان، ماهان

<sup>۴</sup> آزمایشگاه پردازش اطلاعات کوانتومی و رمزنگاری، دانشگاه یزد، یزد

چکیده - در این مقاله، با استفاده از تعمیم مدل جینز-کامینگز، برهم کنش یک اتم سه ترازوی در حال حرکت نوع  $\Lambda$  با یک میدان تابشی تک مد با جفت شدگی وابسته به شدت را مطالعه می کنیم و چلانگی آنتروپی ناشی از این برهم کنش را مورد بررسی قرار می دهیم.

کلید واژه- برهم کنش اتم- میدان، اتم سه ترازوی نوع  $\Lambda$ ، اتم در حال حرکت، چلانگی آنتروپی.

کد PACS - ۲۷۰/۰۲۷۰ (اپتیک کوانتومی)

## Entropy Squeezing of a Moving $\Lambda$ -Type Three-Level Atom Interacting with a Single-mode Field

Mohammad Javad Faghihi<sup>1,3,4</sup> and Mohammad Kazem Tavassoly<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup> Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

<sup>2</sup> Photonics Research Group, Engineering Research Center, Yazd University, Yazd

<sup>3</sup> Physics and Photonics Department, Kerman Graduate University of Technology, Mahan

<sup>4</sup> The Laboratory of Quantum Information Processing, Yazd University, Yazd

Abstract- In this paper, via the generalization of Jaynes-Cummings model, we study the interaction between a moving  $\Lambda$ -type three-level atom and a single-mode radiation field with intensity-dependent coupling and investigate the entropy squeezing arose from this interaction.

Keywords: Atom-field interaction,  $\Lambda$ -type three-level atom, Moving atom, Entropy squeezing.

PACS No: 270.0270

## ۱- مقدمه

انرژی  $e_n$  مورد استفاده قرار گیرد، چراکه پیش از این در رابطه‌ی  $e_n = n.f^2(n)$  ارتباط بین حالت‌های همدوس غیرخطی و طیف گسسته‌ی غیرتبهگن انرژی برای هر سامانه‌ی حل‌پذیر فیزیکی به‌خوبی تبیین و آشکار شده است [۲]. همچنین  $g(z)$  تابع مد میدان کاواک (با فرض محدودشدن حرکت اتم در راستای  $z$ ) است که عموماً به‌شکل  $g(vt)$  در نظر گرفته می‌شود ( $v$  سرعت حرکت اتم را مشخص می‌کند). برای مدهای  $TEM_{mnp}$  شکل این تابع به‌صورت [۳]:

$$g(z) = \sin\left(\frac{p\pi vt}{L}\right) \quad (2)$$

خواهد بود که در آن  $p$  تعیین‌کننده‌ی تعداد نصف طول موج مد میدان درون یک کاواک به‌طول  $L$  است.

برای اهداف بعدی، محاسبات خود را در تصویر برهم‌کنش دنبال می‌کنیم. از این رو، هامیلتونی برهم‌کنش به‌شکل زیر ساده می‌شود:

$$V(t) = \lambda_1 g(z) \left( R\sigma_{13} e^{i\Delta_3 t} + \sigma_{31} R^\dagger e^{-i\Delta_3 t} \right) + \lambda_2 g(z) \left( R\sigma_{12} e^{i\Delta_2 t} + \sigma_{21} R^\dagger e^{-i\Delta_2 t} \right) \quad (3)$$

که در آن  $\Delta_2 = (\omega_1 - \omega_2) - \Omega$  و  $\Delta_3 = (\omega_1 - \omega_3) - \Omega$  پارامترهای نامیزانی در گذارهای اتمی مجاز هستند. بدون کاستن از کلیت مطلب و برای پرهیز از محاسبات طولانی، مسأله را در حالت تشدید ( $\Delta_2 = \Delta_3 = 0$ ) دنبال می‌کنیم. همچنین فرض می‌کنیم ثابت‌های جفت‌شدگی اتم-میدان نیز با هم برابر باشند ( $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ ). در نتیجه‌ی این ساده‌سازی‌ها، هامیلتونی (۳) را می‌توان به‌شکل نهایی زیر بازنویسی کرد:

$$V(t) = \lambda g(z) (R\sigma_{13} + \sigma_{31} R^\dagger) + \lambda g(z) (R\sigma_{12} + \sigma_{21} R^\dagger) \quad (4)$$

در ادامه، بردار حالت سامانه را به‌دست می‌آوریم.

## ۳- بردار حالت سامانه

بررسی کمی ویژگی‌های غیرکلاسیکی سامانه‌ی فیزیکی حاضر از جمله پارامتر مندل، چلانگی میدان، چلانگی آنتروپی و غیره مستلزم یافتن تابع موج سامانه است. برای نیل به این هدف، از رهیافت عملگر تحوّل زمانی با

رویکرد کوانتومی به مسأله‌ی برهم‌کنش اتم-میدان نشان داده است که می‌تواند به تبیین پدیده‌هایی بپردازد که با مکانیک کلاسیک قابل توضیح نیست. حالت‌های متناظر با این پدیده‌ها، حالت‌های غیرکلاسیکی هستند که امروزه دسترسی و تولید این حالت‌ها مورد توجه قرار گرفته است. در این مقاله پس از معرفی اجزاء سامانه‌ی اتم-میدان، با استفاده از تعمیمی از مدل جینز-کامینگز [۱] (که بیانگر توصیف کاملاً کوانتومی برهم‌کنش است) مدلی برای برهم‌کنش غیرخطی یک اتم سه‌ترازی با میدان تک‌مد ارائه می‌شود و در پی آن چلانگی آنتروپی مورد بررسی قرار می‌گیرد. یادآور می‌شویم که آنچه در عمل در برهم‌کنش اتم-میدان رخ می‌دهد این است که اتم، در حال حرکت با میدان تابشی برهم‌کنش می‌کند که این مهم در مدل جینز-کامینگز در نظر گرفته نشده است. در پایان، اثر حرکت اتم را روی ویژگی‌های غیرکلاسیکی مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

## ۲- معرفی سامانه‌ی اتم-میدان

سامانه‌ی مورد بررسی، حاصل برهم‌کنش یک اتم سه‌ترازی نوع  $\Lambda$  با یک میدان تابشی تک‌مد است که در آن میدان با بسامد  $\Omega$  نوسان می‌کند و اتم مقید است در راستای  $z$  حرکت کند. با فرض این‌که جفت‌شدگی اتم-میدان به شدت وابسته باشد و با توجه به مدل جینز-کامینگز تعمیم‌یافته، هامیلتونی سامانه در تقریب موج چرخان ( $RWA$ ) به‌شکل زیر خواهد بود ( $\hbar = c = 1$ ):

$$\hat{H} = \sum_{j=1}^3 \omega_j \hat{\sigma}_{jj} + \Omega \hat{a}^\dagger \hat{a} + \lambda_1 g(z) (\hat{R} \hat{\sigma}_{13} + \hat{\sigma}_{31} \hat{R}^\dagger) + \lambda_2 g(z) (\hat{R} \hat{\sigma}_{12} + \hat{\sigma}_{21} \hat{R}^\dagger) \quad (1)$$

که در آن  $\omega_j$  انرژی هر تراز اتمی و  $|i\rangle\langle j|$  عملگرهای نردبانی اتمی بین ترازهای  $i$  و  $j$  هستند. همچنین  $\hat{a}$  و  $\hat{a}^\dagger$  عملگرهای بوزونی نابودی و آفرینش،  $\lambda_1$  و  $\lambda_2$  ثابت‌های جفت‌شدگی بین اتم و میدان  $\hat{R}$  و  $\hat{R}^\dagger$  عملگرهای نابودی و آفرینش تغییرشکل‌یافته به‌صورت  $\hat{R} = \hat{a} \hat{f}(\hat{n})$  و  $\hat{R}^\dagger = \hat{f}(\hat{n}) \hat{a}^\dagger$  می‌باشند که در آن  $\hat{f}(\hat{n})$  یک تابع عملگر-مقدار متناظر با هر سامانه‌ی فیزیکی است. این تابع می‌تواند به‌صورت نمادی برای نوسانگر غیرخطی با هر تابع غیرخطی دلخواه  $f(n)$  یا هر سامانه‌ی کوانتومی حل‌پذیر با طیف

$$\begin{aligned} A(n,t) &= \cos\left[\sqrt{2}\lambda\Theta(t)\sqrt{n+1}f(n+1)\right] \\ B(n+1,t) &= \frac{-i}{\sqrt{2}}\sin\left[\sqrt{2}\lambda\Theta(t)\sqrt{n+1}f(n+1)\right] \\ C(n+1,t) &= \frac{-i}{\sqrt{2}}\sin\left[\sqrt{2}\lambda\Theta(t)\sqrt{n+1}f(n+1)\right] \end{aligned} \quad (10)$$

حال با داشتن شکل دقیق تابع موج در هر لحظه امکان بررسی ویژگی‌های غیرکلاسیکی میسر خواهد بود.

#### ۴- چلانگی آنتروپی

برطبق اصل عدم قطعیت هایزنبرگ اندازه‌گیری هم‌زمان دو مشاهده‌پذیر همیوغ غیرجابجاشونده با هر دقت دلخواه امکان‌پذیر نیست. رابطه‌ی آشنای  $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$  بیان‌گر همین مطلب در ارتباط با عملگرهای همیوغ مکان و تکانه است. با در نظر گرفتن ایده‌ی شانون [۴]، شکل دیگری از اصل عدم قطعیت برای آنتروپی به صورت  $\delta x \delta p \geq \pi e$  معرفی می‌شود که در آن  $\delta x$  و  $\delta p$ ، توابع نمایی آنتروپی‌های شانون مربوط به توزیع‌های احتمالاتی  $x$  و  $p$  هستند که به شکل زیر تعریف می‌شوند:

$$\begin{aligned} \delta x &= \exp\left(-\int_{-\infty}^{+\infty} \langle x | \hat{\rho}_F | x \rangle \ln \langle x | \hat{\rho}_F | x \rangle dx\right), \\ \delta p &= \exp\left(-\int_{-\infty}^{+\infty} \langle p | \hat{\rho}_F | p \rangle \ln \langle p | \hat{\rho}_F | p \rangle dp\right) \end{aligned} \quad (11)$$

که در آن عملگر چگالی کاهش‌یافته میدان را نشان می‌دهد و عناصر ماتریسی این عملگر به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$\begin{aligned} \langle x | \rho_F | x \rangle &= \left| \sum_{n=0}^{+\infty} q_n A(n,t) \langle x | n \rangle \right|^2 \\ &+ \left| \sum_{n=0}^{+\infty} q_n B(n+1,t) \langle x | n+1 \rangle \right|^2 + \left| \sum_{n=0}^{+\infty} q_n C(n,t) \langle x | n+1 \rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (12)$$

که در آن

$$\langle x | n \rangle = \left( \frac{\exp(-x^2)}{\sqrt{\pi} 2^n n!} \right)^{0.5} H_n(x) \quad (13)$$

و  $H_n(x)$  بیان‌گر چندجمله‌ای‌های هرمیت است.

هامیلتونی (۴) بهره می‌گیریم. از این‌رو خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} U_I(t) &= \exp\left(-i \int_0^t V(t') dt'\right) \\ &= \exp\left(-i\lambda\Theta(t)(R\sigma_{13} + R^\dagger\sigma_{31}) - i\lambda\Theta(t)(R\sigma_{12} + R^\dagger\sigma_{21})\right) \end{aligned} \quad (5)$$

که در آن،  $\Theta(t)$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\Theta(t) = \int_0^t g(vt') dt' = \frac{L}{p\pi v} \left[ 1 - \cos\left(\frac{p\pi vt}{L}\right) \right] \quad (6)$$

حال اگر فرض کنیم اتم با سرعت  $v = \lambda L / p$  حرکت کند،  $\Theta(t)$  به صورت زیر ساده می‌شود:

$$\Theta(t) = (1/p\lambda)[1 - \cos(p\lambda t)] \quad (7)$$

پس از مشخص شدن شکل دقیق عملگر تحوّل زمانی، برای به دست آوردن تابع موج کلی سامانه‌ی اتم-میدان باید تابع موج سامانه در ابتدای برهم‌کنش را داشته باشیم. از این‌رو، فرض می‌کنیم اتم در حالت برانگیخته و میدان در حال هم‌دوس استاندارد باشد، یعنی تابع موج اولیه‌ی سامانه به صورت زیر باشد:

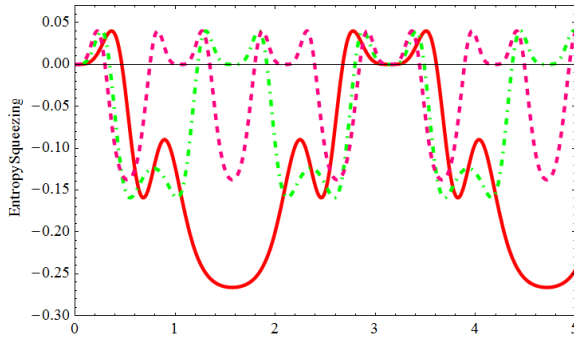
$$\begin{aligned} |\psi(t=0)\rangle_{A-F} &= |1\rangle_A \otimes |\alpha\rangle_F = \sum_{n=0}^{\infty} q_n |1, n\rangle, \\ q_n &= \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \end{aligned} \quad (8)$$

که در آن،  $q_n$  بیان‌گر دامنه حالت اولیه‌ی میدان و  $|\alpha|^2$  میانگین تعداد فوتون‌های اولیه‌ی میدان است. حال اگر عملگر تحوّل زمانی به دست آمده در (۵) بر بردار حالت اولیه سامانه اثر کند، تابع موج سامانه در هر لحظه‌ی دلخواه  $t$  به شکل زیر محاسبه می‌شود:

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= U_I(t) |\psi(0)\rangle \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} q_n [A(n,t) |1, n\rangle + B(n+1,t) |2, n+1\rangle \\ &\quad + C(n+1,t) |3, n+1\rangle] \end{aligned} \quad (9)$$

که در این رابطه  $A$ ،  $B$  و  $C$  دامنه‌های احتمال اتمی هستند که پس از محاسباتی چند، به صورت زیر به دست می‌آیند:





شکل ۴: چلانندگی آنتروپی در مؤلفه  $x$  برحسب زمان مشخصه  $\tau$  به‌ازای  $p = 2, \eta = 0.2, f(n) = L_n^1(\eta^2) \left[ (n+1)L_n^0(\eta^2) \right]^{-1}$  (خط پیوسته)،  $p = 4$  (نقطه‌فاصله)،  $p = 6$  (خط چین).

### ۵- نتیجه‌گیری

نمودارهای ارائه‌شده چلانندگی آنتروپی را در برهم‌کنش یک اتم سه‌ترازی نوع  $\Lambda$  با میدان تک‌مد در حضور جفت‌شدگی وابسته به شدت (شکل‌های ۲ و ۴) و با در نظر گرفتن حرکت اتم نشان می‌دهند. با مراجعه به نمودارهای ۱ و ۲ (که با وارد کردن اثر جفت‌شدگی وابسته به شدت در شکل ۲ از هم متمایز می‌شوند) می‌توان نتیجه گرفت که بستگی جفت‌شدگی اتم-میدان به شدت، اثر مستقیمی در ایجاد حالت‌های غیرکلاسیکی با توجه به ویژگی چلانندگی آنتروپی دارد. همچنین از شکل‌های ۳ و ۴ که حرکت اتم را برای سه وضعیت نشان می‌دهند چنین نتیجه گرفته می‌شود که از این اثر می‌توان به‌عنوان یک کمیت کنترلی در بروز ویژگی‌های غیرکلاسیکی استفاده کرد.

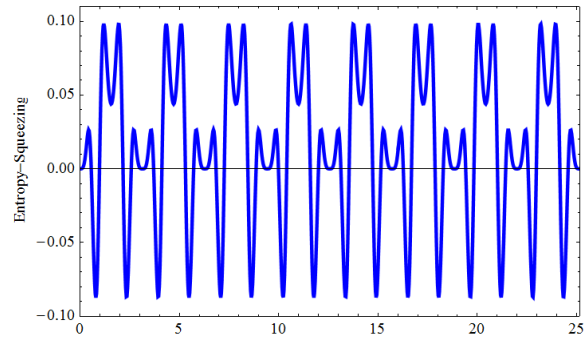
### مراجع

- [1] Jaynes E.T. and Cummings F.W. "Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser" **Proc. IEEE**, 51 (1963) 89.
- [2] Honarasa G.R., Tavassoly M.K. and Hatami M. "Quantum phase properties associated to solvable quantum systems using the nonlinear coherent states approach" **Opt. Commun.** 282 (2009) 2192.
- [3] Joshi A. and Lawande S.V. "Effect of atomic motion on Rydberg atoms undergoing two-photon transitions in a lossless cavity" **Phys. Rev. A** 42 (1990) 1752.
- [4] Bialynicki-Birula I. and Mycielski J. "Uncertainty relations for information entropy in wave mechanics" **Commun. Math. Phys.** 44 (1975) 129.

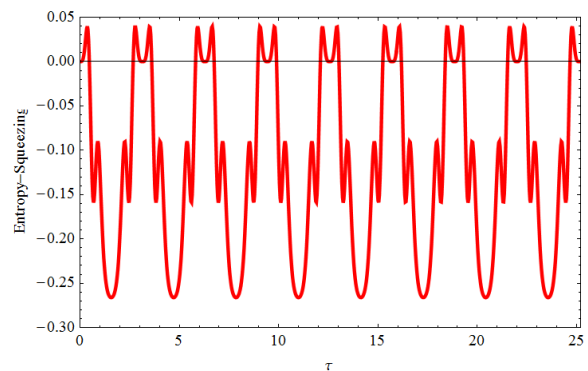
با تعریف دو کمیت به‌صورت

$$E_x = (\delta x / \sqrt{\pi e}) - 1, \quad E_p = (\delta p / \sqrt{\pi e}) - 1 \quad (14)$$

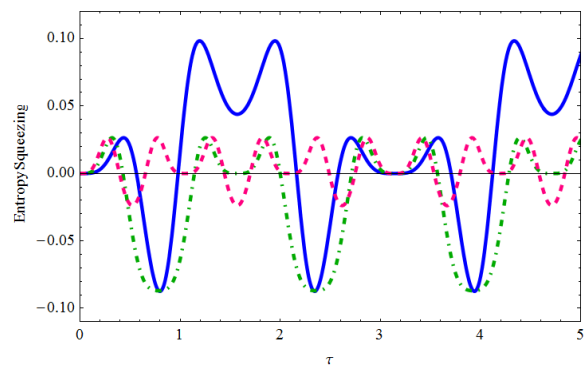
شرط چلانندگی در آنتروپی به‌شکل  $-1 < E_x < 0$  و  $-1 < E_p < 0$  خواهد بود.



شکل ۱: چلانندگی آنتروپی در مؤلفه  $x$  برحسب زمان مشخصه به‌ازای



شکل ۲: چلانندگی آنتروپی در مؤلفه  $x$  برحسب زمان مشخصه  $\tau$  به‌ازای  $p = 2$  و  $\eta = 0.2, f(n) = L_n^1(\eta^2) \left[ (n+1)L_n^0(\eta^2) \right]^{-1}$ .



شکل ۳: چلانندگی آنتروپی در مؤلفه  $x$  برحسب زمان مشخصه  $\tau$  به‌ازای پارامترهای  $f(n) = 1, p = 2$  (خط پیوسته)،  $p = 4$  (نقطه‌فاصله)،  $p = 6$  (خط چین).