



بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه شیراز، شیراز، ایران.  
۱۳۹۷ بهمن ۹-۱۱



## مطالعه دوپایداری نوری در سیستم های چاه کوانتومی سه ترازه

فاطمه تقدیر، محمد جواد کریمی، حسن پاکارزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده: در این مقاله دوپایداری نوری در یک کاواک حلقوی شامل یک سیستم چاه کوانتومی سه ترازه مطالعه شده است. اثرات فرکانس واکوکی میدان کنترلی و پارامتر اشتراکی بر روی دوپایداری نوری تحقیق شده است. نتایج نشان می دهند که رخداد دوپایداری نوری با تنظیم فرکانس واکوکی و پارامتر اشتراکی قابل کنترل است.

کلیدواژه: دوپایداری نوری، چاه کوانتومی، رهیافت ماتریس چگالی

## Study of the optical bistability in three-level quantum well systems

Fatemeh Taghdir, Mohammad Javad Karimi, Hassan Pakarzadeh

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

**Abstract:** In this paper, the optical bistability in a ring cavity containing a three-level quantum well system is studied. The impacts of the frequency detuning of the control field and the cooperative parameter on the optical bistability are investigated. Results show that the appearance of the optical bistability can be controlled by adjusting the frequency detuning and the cooperative parameter.

**Keywords:** Optical bistability, Quantum well, Density matrix approach

کوانتومی می باشد که اولین بار در سال ۱۹۶۱ توسط فانو در سیستم های اتمی مورد بررسی قرار گرفت. در سال های اخیر تعداد زیادی از پدیده های اپتیک کوانتومی بر پایه همدوسی و تداخل کوانتومی مورد توجه محققان این رشته بوده است. از جمله آنها می توان به لیزرزیبی بدون جمعیت، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، حذف جذب، دوپایداری نوری و اثر غیرخطی کر اشاره کرد. سایدل در

### مقدمه

فیزیک اتمی - مولکولی طی چند دهه ی گذشته پیشرفت های چشمگیری در زمینه های مختلف مانند اپتیک غیرخطی و اطلاعات کوانتومی داشته است [۱]. یکی از پدیده های مهم در فیزیک اتمی - مولکولی پدیده ی تداخل

آهنگ گذار برای همدوسی اتمی که با فرایندهای خودبخودی بیان می‌شود به صورت زیر است:

$$\Gamma_{ij} = \frac{1}{2} \sum_k (\gamma_{ki} + \gamma_{kj}) \quad (2)$$

در نتیجه،

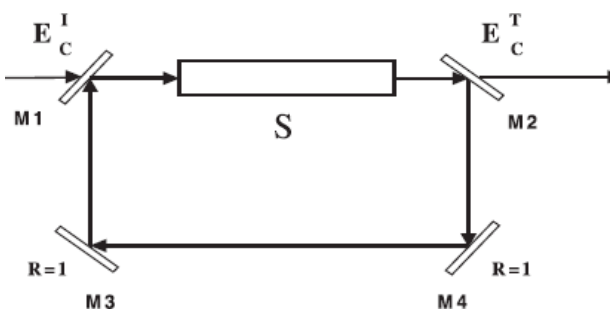
$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= -\gamma_1 \rho_{11} + i\Omega_1 \rho_{21} - \Omega_1 \rho_{12} \\ \dot{\rho}_{22} &= \gamma_1 \rho_{11} - \gamma_2 \rho_{22} - i\Omega_1 \rho_{21} + \\ &+ i\Omega_1 \rho_{12} + i\Omega_2 \rho_{32} - i\Omega_2 \rho_{23} \\ \dot{\rho}_{12} &= -(\gamma_{12}/2 + i\Delta_1) \rho_{12} + i\Omega_1 (\rho_{22} - \rho_{11}) \\ &- i\Omega_2 \rho_{13} \\ \dot{\rho}_{23} &= -(\gamma_{23}/2 + i\Delta_2) \rho_{23} + i\Omega_2 (\rho_{33} - \rho_{22}) \\ &+ i\Omega_1 \rho_{13} \\ \dot{\rho}_{13} &= -(\gamma_{13}/2 + i\Delta_3) \rho_{13} + i\Omega_1 \rho_{23} - i\Omega_2 \end{aligned} \quad (3)$$

که برای عناصر ماتریس چگالی داریم

$$\sum_{i=1}^3 \rho_{ii} = 1, \quad \rho_{ij} = \rho_{ji}^* \quad (4)$$

فرکانس رابی  $\Omega_1$  و  $\Omega_2$  حقیقی هستند و فرکانس‌های واکوکی بصورت زیر تعریف می‌شوند.

$$\Delta_1 = \omega_{12} - \omega_c, \Delta_2 = \omega_{23} - \omega_c, \Delta_3 = \Delta_2 + \Delta_1 \quad (5)$$



شکل ۱: کاواک حلقوی با چهار آینه و نمونه ای از چاه کوانتومی  $S$  به طول  $L$  و میدان عبوری  $E_c^T$  و ورودی  $E_c^I$ .

سال ۱۹۶۹ اولین کسی بود که به طور رسمی دوپایداری نوری را ثبت کرد [۲]. پدیده دوپایداری نوری در محیط‌های اتمی و نانو ساختارهای حالت جامد از پدیده‌های مهم و قابل توجه اپتیک کوانتومی غیرخطی است. در این زمینه لی و همکارانش دوپایداری نوری در چاههای کوانتومی دوگانه و سه گانه را بررسی کردند. وانگ و همکارانش در سال ۲۰۱۳ دوپایداری نوری از طریق شفافیت القایی الکترومغناطیسی در چاههای کوانتومی جفت شده را بررسی کردند. کومار و همکارانش در سال ۲۰۱۶ سوئیچ-زنی و دو پایداری نوری در سیستم‌های اتمی چند ترازه را تحقیق کردند [۳-۹]. ما در این مقاله می‌خواهیم پدیده دوپایداری نوری در یک سیستم چاه کوانتومی سه ترازه را بررسی کنیم.

تئوری

برای مطالعه دو پایداری نوری، یک کاواک حلقوی که متشکل از چهار آینه و یک نمونه از چاه کوانتومی است مطابق شکل ۱ در نظر می‌گیریم. آینه‌های ۳ و ۴ با زتاب کننده‌های کلی هستند. ضرایب عبور ( $T$ ) و انعکاس ( $R$ ) آینه‌های ۱ و ۲ یکسان است به طوری که  $R+T=1$  است. میدان رانشی  $E = E_c e^{i\omega_c t} + c.c$  که از طریق آینه ۱ وارد می‌شود و با نمونه برهمکنش می‌کند بوسیله آینه ۲ منعکس می‌شود و سپس با انعکاس از آینه‌های ۳ و ۴ در کاواک می‌چرخد. فرض می‌کنیم سیستم چاه کوانتومی یک سیستم سه ترازه نردبانی است (شکل ۲). میدان  $E_c$  با گذارهای سیستم نردبانی برهمکنش می‌کند. در رهیافت ماتریس چگالی و تحت تقریب دو قطبی و تقریب موج چرخان عناصر ماتریس چگالی به صورت زیر بدست می‌آیند [۱۰].

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ij} = \langle i | \dot{\rho} | j \rangle &= -\frac{i}{\hbar} \sum_k (H_{ik} \rho_{kj} - \rho_{ik} H_{kj}) \\ &- \frac{1}{2} \sum_k (\Gamma_{ik} \rho_{kj} + \rho_{ik} \Gamma_{kj}) \end{aligned} \quad (1)$$

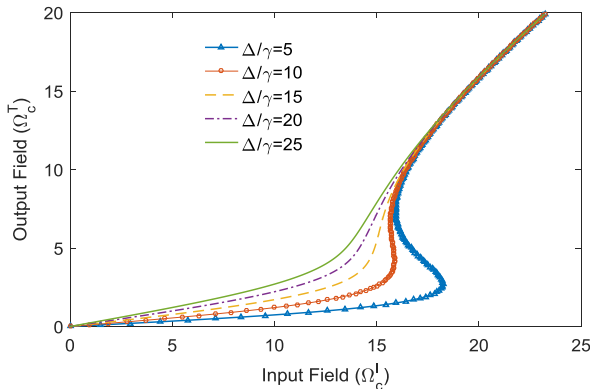
## نتایج

ما برای شبیه‌سازی دو پایداری نوری، پارامترها را بصورت زیر در محاسبات در نظر می‌گیریم [۱۳]:

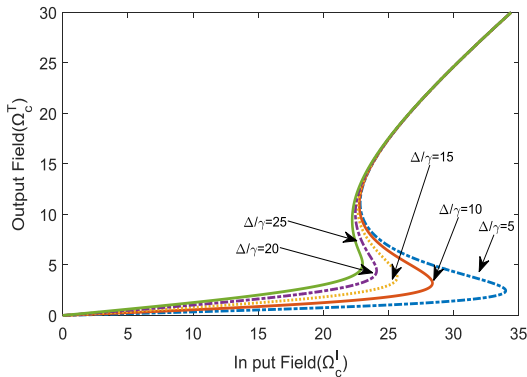
$$\gamma_1 = \gamma_2 = 2\gamma = 1.3 \text{ meV}, \quad \Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_c$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{23} = \gamma_{13} = 5 \text{ meV}, \quad \Delta_1 = -\Delta_2 = \Delta$$

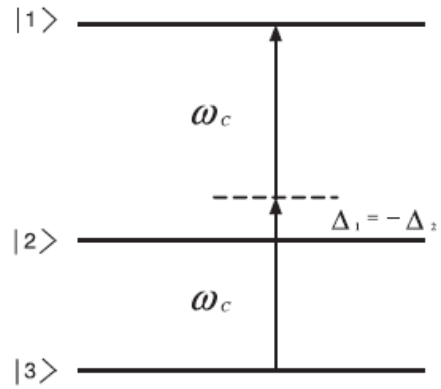
در شکل (۳) میدان ورودی - خروجی برای یک کاواک حلقوی با پارامتر  $C = 100$  و چند مقدار  $\frac{\Delta}{\gamma}$  رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که برای مقادیر  $\frac{\Delta}{\gamma} > 11$  دو پایداری نوری دیده نمی‌شود. اما برای مقدار  $\frac{\Delta}{\gamma} < 11$  دو پایداری نوری مشاهده می‌شود.



شکل ۳: میدان خروجی بر حسب میدان ورودی برای مقادیر مختلف  $\frac{\Delta}{\gamma}$  و  $C = 100$ .



شکل ۴: میدان خروجی بر حسب میدان ورودی برای مقادیر مختلف  $\frac{\Delta}{\gamma}$  و  $C = 200$ .



شکل ۲: سیستم سه ترازه نردبانی با فرکانس  $\omega_c$ .

از آنجا که میدان رانشی  $E_c$  در کاواک می‌چرخد تحول آن بوسیله معادلات ماکسول بیان می‌شود [۱۱]:

$$\frac{\partial E_c}{\partial t} + c \frac{\partial E_c}{\partial z} = 2\pi i \omega_c N (\mu_{12}^2 \rho_{12} + \mu_{23}^2 \rho_{23}) \quad (6)$$

که  $\mu_{ij}$  عناصر ماتریس گشتاور دو قطبی و  $N$  تعداد حامل‌های بار می‌باشند. میدان ورودی  $E_c^I$  و میدان عبوری  $E_c^T$  و میدان‌های  $E_c(0)$  و  $E_c(L)$  در دو انتهای نمونه از شرایط مرزی زیر پیروی می‌کنند [۱۲]:

$$E_c(L) = \frac{E_c^T}{\sqrt{T}}, \quad E_c(0) = \sqrt{T} E_c^I + R E_c(L) \quad (7)$$

(۷)

که  $L$  طول نمونه چاه کوانتومی است. ما حالت پایا را در نظر می‌گیریم که در آن تمام مشتقات زمانی صفر می‌باشند. ابتدا معادلات ماتریس چگالی را برای حالت پایا بصورت تحلیلی حل می‌کنیم و عناصر  $\rho_{12}$  و  $\rho_{23}$  را بدست می‌آوریم. سپس با در نظر گرفتن شرایط مرزی و با شرط  $\mu_{23} = \mu_{12} = \mu$  و تعریف پارامترهای

$$x = \mu E_p^T / \hbar \sqrt{T} \quad \text{و} \quad y = \mu E_p^I / \hbar \sqrt{T}$$

$$C = LN \omega_c \mu^2 / 2 \hbar T c \gamma \epsilon_0$$

ورودی و خروجی را بدست می‌آوریم که بصورت زیر است:

$$y = x - iC(\rho_{12}(x) + \rho_{23}(x)) \quad (8)$$

[2] H.M. Gibbs, S.L. McCall, T.N.C. Venkatesan, "Differential gain and bistability using a sodium-filled Fabry-Perot interferometer", *Phys. Rev. Lett.* 36, 1135, 1976.

[3] S.H. Asadpour, M. Jaberri, H. Rahimpour Solemani, "Phase control of optical bistability and multistability via spin coherence in a quantum well waveguide", *J. Opt. Soc. Am. B*, 30, 1815-1820, 2013.

[4] R. Nasehi, M. Sahrai, "Optical bistability and multistability via voltage-controlled and the rate of incoherent pump in a quantum dot nanostructure", *J. Lumin.* 132, 2302-2306, 2012.

[5] H. Jafarzadeh, M. Sahrai, K. Jamshidi, "Controlling the optical bistability in a  $\Lambda$ -type atomic system via incoherent pump field", *Appl. Phys. B*, 117, 927-933, 2014.

[6] J-H. Li, "Coherent control of optical bistability in tunnel-coupled double quantum wells", *Opt. Commun.* 274, 71-3. 2007.

[7] J-H. Li, "Controllable optical bistability in a four-subband semiconductor quantum well system", *Phys. Rev. B* 75, 155329, 2007.

[8] Z. Wang, B. Yu, "Optical bistability via dual electromagnetically induced transparency in a coupled quantum-well nanostructure", *J. Appl. Phys.* 113, 113101, 2013.

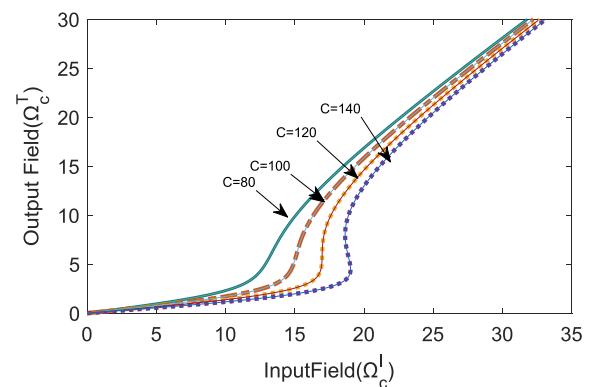
[9] P. Kumar, S. Dasgupta, "Optical switching and bistability in four-level atomic systems", *Phys. Rev. A* 94, 023851, 2016.

[10] M. Scully, M. Suhail Zubairy, "*Quantum Optic*", Cambridge University Press, 1997.

[11] G.B. Serapiglia, E. Paspalakis, C. Sirtori, Vodopyanov K.L. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* 84, 1019, 2000.

[12] A. Joshi, M. Xiao, "Optical bistability in a three-level semiconductor quantum-well system", *Appl. Phys. B* 79, 65-69, 2004.

[13] K.L. Vodopyan, V. Chazapis, C.C. Phillips, B. Sung, J.S. Harris, "Intersubband absorption saturation study of narrow III-V multiple quantum wells in the  $\lambda = 2.8 - 9 \mu\text{m}$  spectral range, *Semicond*", *Sci. Technol.* 12, 708-714, 1997.



شکل ۵: میدان خروجی بر حسب میدان ورودی برای مقادیر مختلف  $C$  و  $\frac{\Delta}{\gamma} = 15$ .

شکل (۴) مشابه شکل (۳) برای حالت  $C = 200$  رسم شده است که دیده می‌شود برای همه مقادیر  $\frac{\Delta}{\gamma}$  دوپایداری نوری مشاهده می‌شود.

در شکل (۵) میدان ورودی- خروجی برای  $\frac{\Delta}{\gamma} = 15$  و مقادیر مختلف  $C$  رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که یک مقدار حداقل برای  $C$  نیاز است تا دوپایداری نوری مشاهده شود. اگر  $C$  افزایش یابد ما می‌توانیم دوپایداری نوری برای مقادیر بیشتر  $\frac{\Delta}{\gamma}$  را مشاهده کنیم.

## نتیجه گیری

در این مقاله رفتار دوپایداری نوری در کاواک متشکل از یک سیستم چاه کوانتومی سه ترازه بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند که با کاهش فرکانس واکوکی و افزایش پارامتر اشتراکی  $C$  پدیده دوپایداری نوری مشاهده می‌شود. پارامتر  $C$  را می‌توان با تغییر مشخصات سیستم چاه کوانتومی و در نتیجه تغییر گشتاورهای دوقطبی الکتریکی کنترل کرد.

## مرجع‌ها

[1] H.M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light*, University of Arizona, Tucson, 1985.