روشی برای کنترل بهره، شفافیت و جذب القایی الکترومغناطیسی توسط تعداد فوتون‌های جفت‌کننده و ضریب گسیل خودبخودی سیستم چهارترازه‌ی دیاموند

ابوالقاسم کاراندیش، سمیرا علیپور و سیامک خادمی

دانشگاه زنجان– دانشکده علوم- گروه فیزیک

چکیده - در این مقاله سیستم اتمی چهارترازه‌ی دیاموند که با چهار مد میدان کوانتومی برهمکنش دارد مورد بررسی قرار گرفته است. در حالت خاص تعداد فوتون‌های یکی از مدهای میدان برابر با صفر در نظر گرفته شده است و گسیل خودبخودی از بالاترین تراز به پایین‌ترین تراز را در سیستم در نظر گرفته‌ایم. الگوی منحنی‌های جذب و پاشندگی خصوصیت‌های جالبی مانند: شفافیت القایی الکترومغناطیسی، جذب القایی الکترومغناطیسی، بهره و جذب قوی و با پهنای باند تیز از اثراتی است در این سیستم مشاهده می‌شود. مشاهده می‌شود که این اثرات با تغییر تعداد فوتون‌های مدهای نوسانی یا ضریب گسیل خودبخودی قابل کنترل هستند.

کلید واژه:سیستم چهارترازه، تمام کوانتومی، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، دیاموند، بهره، کنترل.

A scheme for the gain, EIT and AIT control by the number of coupling photons and decay rate of afour-level diamond system

Abolghasem Karandish[1], Samira Alipour[2] and Siamak Khademi[3]

Department of Physics, Science Faculty, University of Zanjan

1 - a.karandish@yahoo.com

2 - samira.alipoor@znu.ac.ir

3 -khademi@znu.ac.ir

Abstract- In this paper a four-level diamond configuration system interacting with four quantized electromagnetic mode is investigated. In a special case the number of one electromagnetic mode is set to be zero and an additional spontaneous emission between higher and lower levels are considered. Its absorption and dispersion spectrum profile of electromagnetic show some interesting phenomena, e.g.: electromagnetic induced transparency, electromagnetic induced absorption and a sharp band width of gain and absorption. It is shown that these phenomena are controllable by the number of coupling photons and the decay rate coefficient.

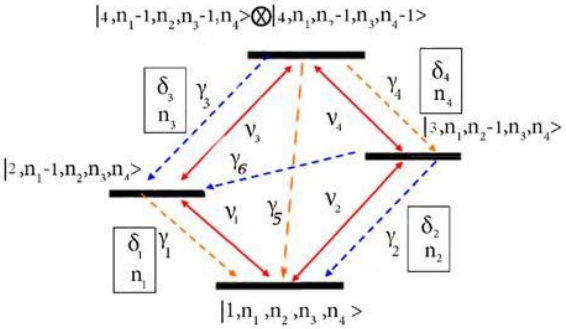
Keywords: Four-Level System, Full Quantum, Electromagnetically Induced Transparency, Diamond, Gain, Control.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-10-30]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

۱- مقدمه

با اعمال میدان‌های همدوس به یک دستگاه چند ترازی اثرات تداخل و همدوسی کوانتومی مشاهده می‌شود. این اثرات به پدیده‌های جذابی مانند: تله‌اندازی همدوس جمعیت، لیزرهای بدون وارونی، شفافیت القایی الکترومغناطیسی و ایجاد بهره در این دستگاه‌های اتمی، که در نظریه‌ی اطلاعات کوانتومی کاربرد گسترده‌ای دارند، منجر می‌شوند [۱-۳]. با تغییر در شدت، فاز و نامیزانی میدان‌های جفت کننده، اثر محیط مادی (اتم) بر برخی رفتارهای میدان کاوشگر مانند: جذب، بهره، فرا نور و فرونور، دو پایایی و غیره قابل کنترل است.



شکل ۱: برهم‌کنش سیستم چهارترازه‌ی دیاموند با چهار میدان کوانتومی

اثر شفافیت القایی الکترومغناطیسی، در سال ۱۹۸۹توسط هریس پیش‌بینی و دو سال بعد نیز توسط خودش به‌صورت تجربی مورد تایید قرار گرفت[۵،۴]. اغلب ترازهای خاصی از عناصر قلیایی در ستون اول جدول مندلیف مانند عنصر روبیدیوم (و گاهی نیز سایر عناصر) را به‌عنوان دستگاه چند ترازه اتمی برای ایجاد پدیده‌های مذکور استفاده می‌کنند. ساخت لیزرهای طول موج کوتاه و بی نیاز به وارونی جمعیت با اتم روبیدیوم در محدوده‌ی نور مرئی نمونه‌ی آزمایشگاهی خوبی برای این ادعاست [۵-۹]. بسیاری از نویسندگان از رهیافت نیمه‌کلاسیکی برای توصیف این پدیده‌ها استفاده می‌کنند[۱۰و ۱۱] اما رهیافت تمام کوانتومی می‌تواند اثرات متفاوتی مانند برهمکنش اتم با میدان خلا را نیز نشان دهد[۱۲].از رهیافت تمام کوانتومی برای اندازه‌گیری تعداد فوتون و میزان فشردگی حالت‌های فوتونی درون یک کاواک کوانتومی استفاده شده است[۱۲]. در این مقاله منحنی‌های جذب و پاشندگی میدان کاوشگر با بسامد ν_4 را برای دستگاه چهارترازه دیاموند (مطابق شکل ۱) که با سه میدان جفت کننده با بسامدهای ν_1، ν_2 و ν_3 برهمکنش دارد مورد بررسی قرار می‌دهیم. همچنین چگونگی کنترل میزان بهره میدان کاوشگر با تنظیم تعداد و نامیزانی فوتون‌های جفت کننده در حضور (و همچنین در عدم حضور) ضریب گسیل خودبخودی γ_5، که در شکل ۱ نشان داده شده است، می‌پردازیم.

۲- مدل تام‌کوانتومی دستگاه چهارترازی دیاموند

دستگاه چهارترازی اتمی دیاموند در واقع یک حلقه‌ی بسته است. این دستگاه یکی از متقارن‌ترین دستگاه‌های اتمی چهارترازی مورد بررسی بوده است[۱۱]. بعلت تعدد درجات آزادی قابل تنظیم و کنترل این دستگاه، مانند: نامیزانی و شدت میدان‌های (تعداد فوتون‌های) جفت‌کننده نسبت به دستگاه اتمی سه‌ترازی، و همچنین نقش مهمی که تقارن دستگاه ایفا می‌کند، انتظار می‌رود علاوه بر اینکه ویژگی‌های فیزیکی جالب و بحث برانگیزی را از خود نشان دهد، قابلیت کنترل بیشتری نیز بر ویژگی‌های میدان کاوشگر داشته باشد.

دستگاه چهار ترازه دیاموند در شکل ۱ نشان داده شده است که در آن n_1 ,n_2 ,n_3 ,n_4 به‌ترتیب از چپ،تعداد فوتون‌های سه میدان جفت‌کننده و کاوشگر است. ضرایب گسیل خودبخودی γ_1 ,γ_2 ,γ_3,γ_4 ,γ_5 ,γ_6 به ترتیب مربوط به گذار ترازهای $|2\rangle \to |1\rangle,|3\rangle \to |1\rangle,|4\rangle \to |2\rangle,|4\rangle \to |3\rangle,|4\rangle \to |1\rangle,|3\rangle \to |2\rangle$ هستند.

همچنین $\delta_i = \nu_i - \omega_{ij}$ نامیزانی بسامد میدان با اختلاف انرژی دو ترازِ متناظر است. $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$ اختلاف انرژی دو تراز i و j و ν_i بسامد میدان‌های اعمالی است. نکته‌ی مهم این است که برای گذار از تراز سه به چهار دو مسیر راستگرد یا چپگرد وجود دارد و حالت نهایی ویژه‌حالت چهار برهم‌نهی از ویژه حالت‌های بدست آمده ناشی از گذار از این دو مسیر متفاوت است. در این حالت گذارهای ناشی از این دو مسیر با هم تداخل می‌کنند. هامیلتونی اندرکنش این دستگاه در تصویر اندرکنش به صورت زیر است:

$$\begin{aligned} H_1 = -\hbar[& g_1\left(\sigma_{12}a_1^{\dagger}e^{i\delta_1 t} + \sigma_{21}a_1 e^{-i\delta_1 t}\right) \\ & - g_2\left(\sigma_{13}a_2^{\dagger}e^{i\delta_2 t} + \sigma_{31}a_2 e^{-i\delta_2 t}\right) \\ & - g_3\left(\sigma_{24}a_3^{\dagger}e^{i\delta_3 t} + \sigma_{42}a_3 e^{-i\delta_3 t}\right) \\ & - g_4\left(\sigma_{34}a_4^{\dagger}e^{i\delta_4 t} + \sigma_{43}a_4 e^{-i\delta_4 t}\right)] \end{aligned} \qquad (۱)$$

که در آن $a_i, a_i^{\dagger}$ها عملگرهای افزاینده و کاهنده‌ی فوتون برای میدان i-ام و $g_i = e\langle i\|j\rangle$ ، $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ است. با جایگذاری هامیلتونی(۱) در معادله‌ی فون-نیومن $\dot{\rho} = \frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[H_I,\rho] + \Lambda\rho$ ، معادله‌های زیر برای عناصر ماتریس چگالی بدست‌می‌آید:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{11}^{(1)} = & i[g_1\sqrt{n_1}(\tilde{\rho}_{21}^{(1)} - \tilde{\rho}_{12}^{(1)}) + g_2\sqrt{n_2}(\tilde{\rho}_{31}^{(1)} - \tilde{\rho}_{13}^{(1)})] \\ & + \gamma_1\tilde{\rho}_{22}^{(1)} + \gamma_2\tilde{\rho}_{33}^{(1)} + \gamma_5\tilde{\rho}_{44}^{(1)} \end{aligned} \qquad (۲)$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{22}^{(1)} = & i[g_1\sqrt{n_1}(\tilde{\rho}_{12}^{(1)} - \tilde{\rho}_{21}^{(1)}) + g_3\sqrt{n_3}(\tilde{\rho}_{42}^{(1)} - \tilde{\rho}_{24}^{(1)})] \\ & + \gamma_3\tilde{\rho}_{44}^{(1)} - \gamma_1\tilde{\rho}_{22}^{(1)} + \gamma_6\tilde{\rho}_{33}^{(1)} \end{aligned} \qquad (۳)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{33}^{(1)} = i[g_2\sqrt{n_2}(\tilde{\rho}_{13}^{(1)} - \tilde{\rho}_{31}^{(1)})] + \gamma_4\tilde{\rho}_{44}^{(1)} - (\gamma_2 + \gamma_6)\tilde{\rho}_{33}^{(1)} \qquad (۴)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{44}^{(1)} = i[g_3\sqrt{n_3}(\tilde{\rho}_{24}^{(1)} - \tilde{\rho}_{42}^{(1)})] - (\gamma_3 + \gamma_4 + \gamma_5)\tilde{\rho}_{44}^{(1)} \qquad (۵)$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{12}^{(1)} = & i[g_1\sqrt{n_1}(\tilde{\rho}_{22}^{(1)} - \tilde{\rho}_{11}^{(1)}) + g_2\sqrt{n_2}\tilde{\rho}_{32}^{(1)} - g_3\sqrt{n_3}\tilde{\rho}_{14}^{(1)}] \\ & - \frac{1}{2}(2i\delta_1 + \gamma_1)\tilde{\rho}_{12}^{(1)} \end{aligned} \qquad (۶)$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{42}^{(1)} = & i[g_3\sqrt{n_3}(\tilde{\rho}_{22}^{(1)} - \tilde{\rho}_{44}^{(1)}) - g_1\sqrt{n_1}\tilde{\rho}_{41}^{(1)}] \\ & + \frac{1}{2}[2i\delta_3 - (\gamma_1 + \gamma_3 + \gamma_4 + \gamma_5)]\tilde{\rho}_{42}^{(1)} \end{aligned} \qquad (۷)$$

[Downloaded from opsi.ir on 2026-10-30]

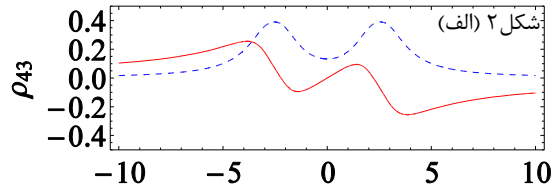
$$\dot{\tilde{\rho}}_{32}^{(1)} = i[g_2\sqrt{n_2}\tilde{\rho}_{12}^{(1)} - g_1\sqrt{n_1}\tilde{\rho}_{31}^{(1)} - g_3\sqrt{n_3}\tilde{\rho}_{34}^{(1)}] - \frac{1}{2}[2i(\delta_1-\delta_2)+(\gamma_1+\gamma_2+\gamma_6)]\tilde{\rho}_{32}^{(1)} \quad (۸)$$

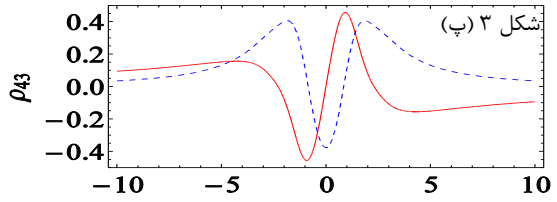
$$\dot{\tilde{\rho}}_{14}^{(1)} = i[g_1\sqrt{n_1}\tilde{\rho}_{24}^{(1)} + g_2\sqrt{n_2}\tilde{\rho}_{34}^{(1)} - g_3\sqrt{n_3}\tilde{\rho}_{12}^{(1)}] - \frac{1}{2}[2i(\delta_1+\delta_3)+(\gamma_3+\gamma_4-\gamma_5)]\tilde{\rho}_{14}^{(1)} \quad (۹)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{13}^{(1)} = i[g_2\sqrt{n_2}(\tilde{\rho}_{33}^{(1)} - \tilde{\rho}_{11}^{(1)}) + g_1\sqrt{n_1}\tilde{\rho}_{23}^{(1)}] - \frac{1}{2}[2i\delta_2+(\gamma_2+\gamma_6)]\tilde{\rho}_{13}^{(1)} \quad (۱۰)$$

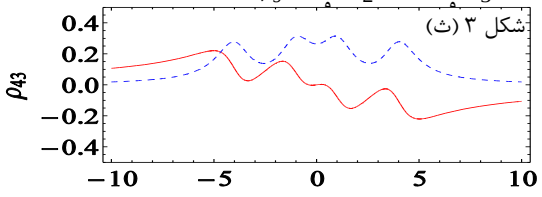
$$\dot{\tilde{\rho}}_{43}^{(1)} = i[\sqrt{n_4} - g_2\sqrt{n_2}\tilde{\rho}_{41}^{(1)} + g_3\sqrt{n_3}\tilde{\rho}_{23}^{(1)}] + \frac{1}{2}[2i\delta_4-(\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4+\gamma_5+\gamma_6)]\tilde{\rho}_{43}^{(1)} \quad (۱۱)$$

که با حل همزمان آنها در شرایط ایستا و با استفاده از شرط تشدید چند فوتونی $\delta_1+\delta_3=\delta_2+\delta_4$ نمودارهای جذب و پاشندگی به دست می‌آیند.در همه‌ی نمودارهایی که در ادامه می‌آیند $\delta_1=\delta_2=\delta_3=0$، $g_4=0.19$، $g_3=0.25$، $g_2=0.2493$، $g_1=0.1$، $\gamma_6=0$ و $\gamma_1=\gamma_2=\gamma_3=\gamma_4=1$ است. ابتدا با حذف فوتون‌های n_1، جذب و پاشندگی میدان کاوشگر را بررسی می‌کنیم. در شکل ۲منحنی جذب و پاشندگی برای هر چهار مد میدان الکترومغناطیسی کوانتومی برای $\gamma_5=0$و $n_1=0, n_2=100, n_3=1, n_4=1$رسم شده است. در شکل ۲:

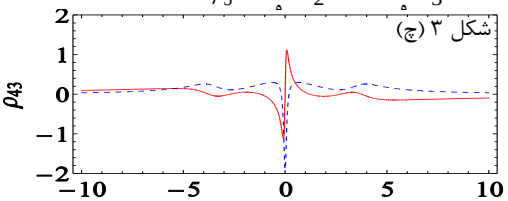




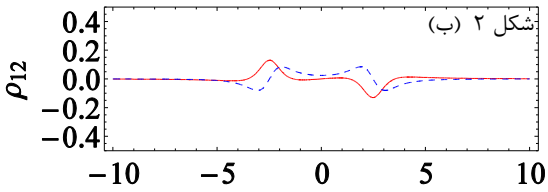
$\gamma_5=4$ ، $n_2=100$ ، $n_3=1$



$\gamma_5=0$ ، $n_2=100$ ، $n_3=35$

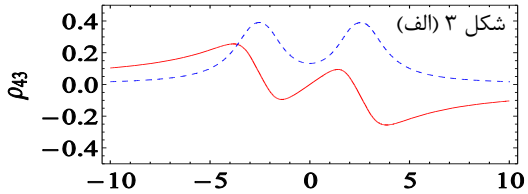


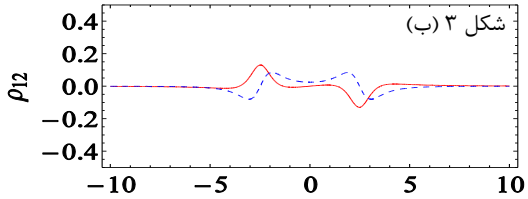
$\gamma_5=4$ ، $n_2=100$ ، $n_3=35$



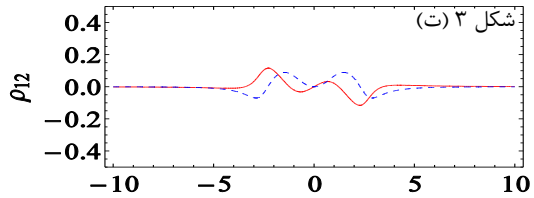
شکل ۲:جذب (آبی-پیوسته) و پاشندگی (قرمز-خطچین)الف) میدان کاوشگر ب) و پ) و ت) میدان‌های جفت کننده برای $\gamma_5=0$و $n_1=0, n_2=100, n_3=1, n_4=1$.

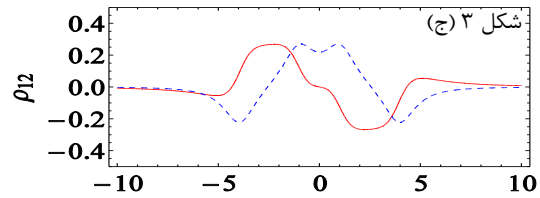
۲-الف)برای میدان کاوشگر مد v_4، قله جذب دوگانه و شفافیت القایی الکترومغناطیسی نسبی و در مد میدان الکترومغناطیسی v_1که هیچ میدان تابشی اعمال نشده پاشندگی، جذب و حتی بهره دیده می‌شود. علت این اثر را در مسیر بسته حلقه گذارهایی در اتم چهار ترازه دیاموند می‌توان یافت که توسط میدان‌های دیگر تحریک شده است. بنابراین در حین برهمکنش تعدادی فوتون از نوع n_1 ایجاد و جذب می‌شوند.

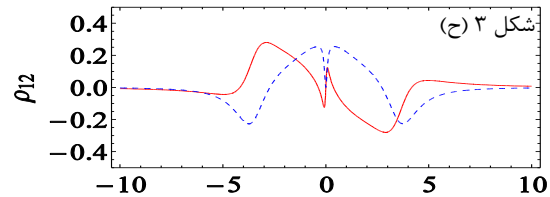




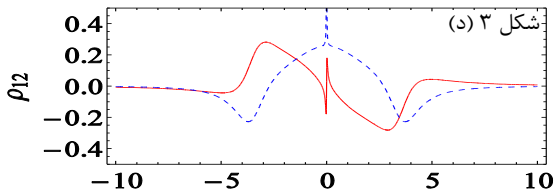
در دو مورد الف و ب شکل ۳: $n_3=1$ و $n_2=100$ و $\gamma_5=0$

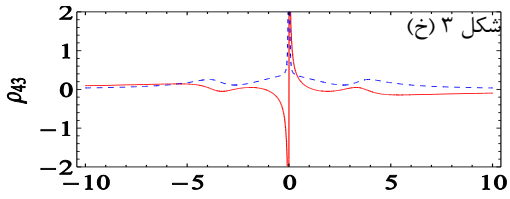






[Downloaded from opsi.ir on 2026-10-30]





$\gamma_5 = 4.2$ ، $n_2 = 100$ ، $n_3 = 35$

شکل ۳:جذب (آبی-پیوسته) و پاشندگی (قرمز-خطچین) برای هر چهار میدان. در این حالت تعداد فوتون های هر میدان برابر با $n_1 = 0, n_4 = 1$ در نظر گرفته شده است.

در سایر حالت‌ها رفتار جذب و پاشندگی میدان‌های ν_2 و ν_3 تغییر قابل ملاحظه‌ای ندارد. در شکل ۳ جذب و پاشندگی این دو میدان برای مقادیر مختلف گسیل خودبخودی γ_5 و تعداد فوتون‌های مد میدان ν_3 بررسی شده‌است.

در یک سیستم اتمی بسته با تغییر هر پارامتر موثر در برهمکنش میدان ها و سیستم اتمی، در واقع موقعیت الکترون‌های موجود در ترازها را تغییر داده که حضور یا عدم حضور الکترون ها بر جذب یا بهره میدان عبوری از آن تراز موثر است.

به طور مثال با مقایسه منحنی‌های (۳الف) و (۳ب)که در آن $\gamma_5 = 0$ است با (۳پ) و (۳ت)که در آن $\gamma_5 = 4$ است، مشاهده می‌شود که در (۳الف) یک جفت قله جذب بوجود آمده که با افزایش γ_5 بتدریج به شفافیت القایی الکترومغناطیسی و سپس در (۳پ) به ایجاد بهره و افزایش پاشندگی در نامیزانی صفرمنجر می‌شود. درواقع در $\gamma_5 = 0$ الکترون های تراز ۳ بسیار بیشتر از تراز ۴ است و امکان ایجاد بهره برای میدان عبوری از این دو تراز نیست، اما با افزایش γ_5 از آنجاییکه جمعیت تراز بالا کاهش پیدا می کند، می توان شرایطی را یافت که در آن جمعیت تراز ۴ از جمعیت تراز ۳ بیشتر است، لذا برای میدان کاوشگر ν_4 بهره مشاهده می شود. برای مد میدان ν_1 نیز در (۳ب) شفافیت تقریبی به یک شفافیت کامل در (۳ت) تبدیل می‌شود. بنابراین با اعمال تغییرات در گسیل خودبخودی شفافیت القایی الکترومغناطیسی و بهره این میدان‌ها کنترل می‌شود.

نیز مشاهده می‌شود که در (۳ث) و (۳ج) شفافیت تقریبی نیز با افزایش تعداد فوتون‌های میدان مد ν_3 از بین می‌رود. بنابراین وقتی گسیل خودبخودی $\gamma_5 = 0$ است و n_3های بسیار کم شفافیت برای میدان کاوشگر بوجود می‌آید. همچنین در شکل‌های (۳چ) و (۳ح) دیده می‌شود که وقتی گسیل خودبخودی $\gamma_5 = 4$ است افزایش تعداد فوتون‌های میدان مد ν_3 به $n_3 = 35$ در مد میدان کاوشگر ν_4 بهره به همراه پاشندگی قوی و میدان جفت کننده ν_1 شفافیت القایی الکترومغناطیسی را در نامیزانی صفر بوجود می‌آورد. نکته قابل توجه اینکه بهره و شفافیت بدست آمده پهنای طیفی بسیار باریک و تیز دارند که در بسیاری از کاربردهای عملی بسیار مفیدند. علاوه بر حساسیت منحنی‌های جذب و پاشندگی به γ_5 در شکل‌های (۳خ) و (۳د) دیدیم با تغییر γ_5 به $\gamma_5 = 4.2$ برای میدان کاوشگر، بهره قوی و تیز به جذب قوی و تیز و نیز شفافیت مد میدان ν_1 به جذب تبدیل می‌شود. پس شفافیت، جذب و بهره میدان الکترومغناطیسی توسط مقدار ضریب گسیل خودبخودی کنترل می‌شود.

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله نمودارهای جذب و پاشندگی برای هر چهار میدان الکترومغناطیسی که با اتم چهارترازه دیاموند برهمکنش دارند بدست آمد. علاوه بر حساسیت جذب و پاشندگی به تعداد فوتون‌های مد میدان‌های جفت‌کننده که $n_1 = 0$ باشد، مشاهده‌شد که شفافیت، جذب، بهره و پاشندگی میدان کاوشگر ν_4 و میدان جفت کننده ν_1 با تعداد فوتونهای میدان n_3 و ضریب گسیل γ_5 کنترل می‌شود. در حالت‌های خاصی جذب و بهره بسیار قوی و همچنین جذب و شفافیت با طیف تیز بدست می‌آید که کاربردهای مهمی در اپتیک کوانتومی دارد.

مراجع

[1] Mitra, S., Hossain, M.M., Ray, B., Ghosh, P.N., Cartaleva, S., Slavov, D., *On line shape of electromagnetically induced transparency in a multilevel system*, **Optics Communications**, 2010, 283, 7, 1500–1509. 2.5.

[2] Shen, Ji., Ruan, Zh. , He, S., Influence of the signal light on the transient optical properties of a four-level EIT medium, **Physics Letters A**, 2004, 330 , 6, 487–495. 7.

[3] Li, H., Huang G., Two-component spatial optical solitons in a four-state ladder system via electromagnetically induced transparency, 2008, 372, 22, 4127-4134. 2.9.

[4] S.Menon, G. S. Agarwal, **Phys. Rev.A** 61,013807.

[5] S. E. Harris, "Lasers Without Inversion: Interference of lifetime-broadened resonances", **Phys. Rev.Lett**. 62, 1033-1036, 1989.

[6] K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, "*Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency*", **Phys. Rev. Lett**. 64, 1107-1110, 1991.

[7] C. Gerry and P. Knight, *Introductory Quantum Optics*, (Cambridge 2005).

[8] Scully, M.O., Zubairy M.S., *Quantum optics*, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1997.

[9] M. O. Scully, S.-Y. Zhu, A. Gavrieliedes, "Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing", **Phys. Rev. Lett**., 62, 2813, 1989.

[10] G. G. Padmabandu, G. R. Welch, I. N. Shubin, E. S. Fry, D. E. Nikonov, M. D. Lukin, M. O. Scully, "*Laser oscillatio n without population inversion in a sodium atomic beam*", **Phys. Rev. Lett**., 76, 2053. 1996 .

[11] B. Q. Ou, L. M. Liang, C. Z. Li, Quantum coherence effects in a four-level diamond-shape atomic system, **Optics Communications** 282 (2009) 2870–2877.

[12] G.Naeimi, S.Khademi, and O.Heibati, "A Method for the Measurement of Photons Number and Squeezing Parameter in a Quantum Cavity," **ISRN Optics**, vol. 2013, Article ID 271951, 9 pages, (2013). doi:10.1155/2013/271951.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-10-30]