

# بررسی درهم‌تنیدگی سامانه‌های اتمی در مجاورت مواد جاذب کاملاً همدوس

آذر باقرزاده<sup>۱</sup>، احسان عموقربان<sup>۲</sup>، و غلامحسین حیدری<sup>۱</sup>

۱. دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

۲. پژوهشکده نانو، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

پست الکترونیکی: amoghorban@gmail.com

## چکیده:

اخیراً در حوزه اپتیک کلاسیک، جاذب‌های کاملاً همدوس بسیار مورد توجه محققان قرار گرفته‌اند. چنین جاذب‌هایی به‌عنوان فرآیند وارون زمانی لیزرها شناخته شده و جذب کامل نور فرودی را فراهم می‌کنند. با توجه به ویژگی بسیار جالب این مواد، در این مقاله به بررسی اپتیک کوانتومی این مواد پرداخته‌ایم. بدین منظور، دو ساختار جاذب کاملاً همدوس را در نظر گرفته و فرض می‌کنیم که دو اتم دوترازه یکسان که یکی از اتم‌ها در حالت پایه و دیگری در حالت برانگیخته مهیا شده‌اند در دو طرف تیغه‌های جاذب کاملاً همدوس هستند. آهنگ گسیل خودبه‌خودی، جابه‌جایی لمب و واپاشی دسته‌جمعی اتم‌ها را در مجاورت دو تیغه به دست آورده، سپس با استفاده از سنجه تلافی دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه اتمی را بررسی می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهند که این پارامترها با افزایش فاصله اتم‌ها از تیغه‌ها رفتار نوسانی میرا نشان می‌دهند. همچنین مشاهده می‌کنیم که این ساختارها در رژیم کوانتومی بر خلاف رژیم کلاسیکی کاملاً جاذب نیستند.

**واژه‌های کلیدی:** جاذب کاملاً همدوس، تانسور گرین، آهنگ واپاشی دسته‌جمعی، درهم‌تنیدگی

ویرانگر موج عبوری با موج بازتابی پرتوی دیگر منجر به جذب

کامل می‌شود [1]. از آنجایی که متامواد، مواد مصنوعی هستند

که به شدت با تنظیم پارامترهای هندسی ساختارهای

زیرطول‌موجی شان کنترل پذیر هستند، CPA را می‌توان بر پایه

متاماده در طیف وسیعی از بسامدها مهیا کرد. بنابراین، ترکیب

همدوسی و متاماده آزادی بیشتری در کنترل جذب نور فراهم

می‌کند [4]. علاوه بر این، با تجزیه و تحلیل عددی و

شبیه‌سازی‌های دو بعدی نشان داده شده است که CPA های

صوتی را نیز می‌توان مهیا کرد. در این جا، امواج صوتی به جای

نور کاملاً جذب می‌شوند [5]. CPA ها همچنین در طرح‌های

تصویربرداری حجمی پر کاربرد هستند [6].

## ۱. مقدمه

فرآیند دستیابی به جذب کامل نور به‌ویژه در مقیاس

زیرطول‌موجی در حوزه‌های نانوفوتونیک و فناوری‌های

کوانتومی از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است [1]. اخیراً

جاذب‌های کاملاً همدوس (CPA)<sup>۱</sup> به‌عنوان روشی جدید برای

کنترل جذب از طریق تابش‌های فرودی کاملاً همدوس پیشنهاد

شده است. برای اولین بار CPA به صورت تجربی توسط

مشدهای سیلیکونی فراهم و سپس در ساختارهای چند لایه‌ای

گرافنی، متاسطوح و موجبرها محقق شده‌اند [2,3]. در

جاذب‌های کاملاً همدوس دو پرتوی فرودی در جهات مقابل

با دامنه و فازهای یکسان به تیغه تابیده می‌شوند و تداخل

<sup>۱</sup>. Coherent Perfect Absorber

دو نور کوانتومی بر مبنای امواج ایستاده کوانتومی از دو طرف به تیغه جاذب تابیده شده و به دو موج ایستاده تبدیل می‌شوند. موج ایستاده کسینوسی به صورت کامل جذب شده و در نهایت ترکیبی از حالت خلأ کوانتومی و موج ایستاده سینوسی، دو موج خروجی را تشکیل می‌دهند [12].

با توجه به مطالعات کم‌تر در حوزه اپتیک کوانتومی مواد جاذب کاملاً همدوس، در این مقاله قصد داریم به بررسی پدیده‌های اپتیک کوانتومی در مجاورت مواد جاذب کاملاً همدوس بپردازیم. بدین منظور با محاسبه تانسور گرین سامانه برای ساختارهای CPA تخت، نخست آهنگ گسیل خودبه‌خودی و واپاشی دسته‌جمعی اتم‌های دوترازه را در مجاورت این ساختارها محاسبه می‌کنیم. سپس با استفاده از سنج تلافی، به بررسی امکان درهم‌تیدگی سامانه اتمی از طریق فوتون‌های ناشی از فرآیند گسیل خودبه‌خودی با میانجی‌گری مواد جاذب کاملاً همدوس می‌پردازیم.

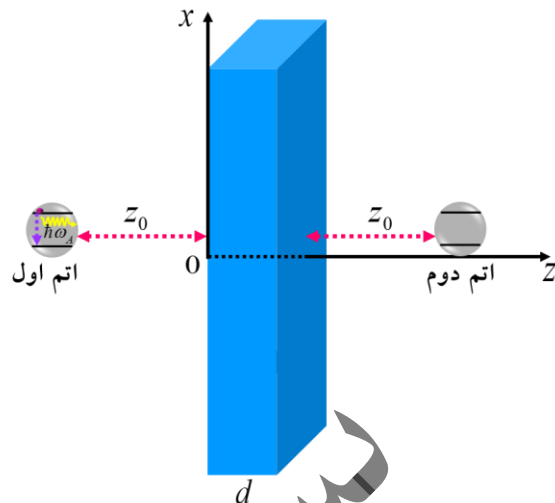
## ۲. معرفی سامانه و روابط پایه

دو اتم دوترازه یکسان با بسامد گذار  $\omega_A$  که مطابق شکل ۱ در دو طرف تیغه جاذب کاملاً همدوس هستند را در نظر می‌گیریم. فرض می‌کنیم فاصله اتم‌ها تا تیغه یکسان و برابر  $z_0$  است و یکی از اتم‌ها در حالت برانگیخته و دیگری در حالت پایه مهیا شده‌اند.

تحول زمانی سامانه اتمی در حضور ساختار مورد مطالعه توسط رابطه فون نیومن بیان می‌شود:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i \sum_{i=1}^2 \omega_A [S_i^z, \rho] - i \sum_{i \neq j} \Omega_{ij} [S_i^+ S_j^-, \rho] - \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^2 \gamma_{ij} (\rho S_i^+ S_j^- + S_i^+ S_j^- \rho - 2S_j^- \rho S_i^+), \quad (1)$$

که در آن،  $S_i^+ = |e_i\rangle\langle g_i|$  و  $S_i^- = |g_i\rangle\langle e_i|$  به ترتیب عملگرهای بالا برنده و پایین آورنده اتم  $i$ ام و  $S_i^z = \frac{1}{2}(|e_i\rangle\langle e_i| - |g_i\rangle\langle g_i|)$  است. در این جا،  $\gamma_{11}$ ،  $\gamma_{22}$ ،  $\Omega_{11}$  و  $\Omega_{22}$  به ترتیب بیان‌کننده آهنگ گسیل خودبه‌خودی و جابه‌جایی لمب اتم‌های اول و دوم هستند. همچنین  $\gamma_{12}$ ،  $\gamma_{21}$ ،  $\Omega_{21}$  و  $\Omega_{12}$  نیز به ترتیب نشان‌دهنده آهنگ‌های میرایی



شکل ۱. نمایی از ساختار مورد مطالعه. در این جا دو اتم دوترازه در فاصله یکسان  $z_0$  از لبه‌های تیغه CPA با ضخامت  $d$  هستند.

از برهم‌کنش خطی نور با نور بر روی یک شکافنده پرتو متشکل از یک متاماده مسطح برای تشخیص الگوی دودویی و تجزیه و تحلیل تصویر استفاده می‌شود. در این جا، با فرارگرفتن متاسطح در پادگره میدان الکتریکی، برهم‌کنش با موج فراهم می‌شود. درحالی‌که اگر متاسطح در گره باشد، از برهم‌کنش نور-ماده جلوگیری شده و متاسطح کاملاً شفاف می‌شود [7]. به‌علاوه، از مواد جاذب کاملاً همدوس مبتنی بر متاسطح گرافنی برای پیاده‌سازی گیت‌های منطقی AND، OR و XOR استفاده کرده‌اند [8].

با پیشرفت سریع فناوری در حوزه اپتیک کوانتومی و کاربردهای آن در ارتباطات و محاسبات کوانتومی، بررسی نحوه عملکرد جاذب‌های کاملاً همدوس در حالت‌های کوانتومی اهمیت بسیاری یافته‌اند [9]. اخیراً فرآیند جذب کاملاً همدوس تک‌فوتون‌های درهم‌تیده مسیری بررسی شده‌اند. از آنجایی که تک‌فوتون‌ها عملاً ناهمدوس هستند بنابراین با قرار دادن آن‌ها در یک مسیر درهم‌تیده، فرآیند جذب کاملاً همدوس به دلیل تداخل ویرانگر کوانتومی فراهم می‌شود [10]. به صورت تجربی نیز جاذب کاملاً همدوس تک‌فوتونی محقق شده است. در این آزمایش یک تک‌فوتون از طریق شکافنده پرتو بدون اتلاف ۵۰:۵۰ وارد تداخل‌سنج شده و حالت برهم‌نهی همدوس در فیلم متاماده ایجاد می‌شود [11]. جذب کاملاً همدوس در زمینه اپتیک کوانتومی نیز مطالعه شده است. بدین صورت که

دسته‌جمعی اتمی  $|g\rangle = |g_1 g_2\rangle$  ،  $|e\rangle = |e_1 e_2\rangle$

$$|s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e_1 g_2\rangle + |g_1 e_2\rangle)$$

$$|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e_1 g_2\rangle - |g_1 e_2\rangle)$$

سامانه به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ee} &= -2\gamma_s \rho_{ee}, \\ \dot{\rho}_{eg} &= -(\gamma_s + 2i\omega_A) \rho_{eg}, \\ \dot{\rho}_{ss} &= -(\gamma_s + \gamma_c)(\rho_{ss} - \rho_{ee}), \\ \dot{\rho}_{aa} &= -(\gamma_s - \gamma_c)(\rho_{aa} - \rho_{ee}), \\ \dot{\rho}_{as} &= -\rho_{as}(\gamma_s - 2i\Omega_c). \end{aligned} \quad (6)$$

در این وضعیت، دو اتم دوترازی را می‌توان به عنوان یک اتم چهارتزاری با حالت پایه  $|g\rangle$ ، حالت برانگیخته  $|e\rangle$ ، و حالت‌های میانی متقارن  $|s\rangle$  و پادمقارن  $|a\rangle$  در نظر گرفت. در این روابط،  $\gamma_s + \gamma_c$  آهنگ واپاشی از تراز برانگیخته به تراز متقارن و  $\gamma_s - \gamma_c$  آهنگ واپاشی از تراز برانگیخته به تراز پادمقارن هستند. پاسخ معادلات (6) به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} \rho_{ee}(t) &= \rho_{ee}(0)e^{-2\gamma_s t}, \\ \rho_{eg}(t) &= \rho_{eg}(0)e^{-(\gamma_s + 2i\omega_A)t}, \\ \rho_{as}(t) &= \rho_{as}(0)e^{-(\gamma_s + 2i\Omega_c)t}, \\ \rho_{ss}(t) &= \rho_{ss}(0)e^{-(\gamma_s + \gamma_c)t} \\ &+ \rho_{ee}(0) \frac{\gamma_s + \gamma_c}{\gamma_s - \gamma_c} (e^{-(\gamma_s + \gamma_c)t} - e^{-2\gamma_s t}), \\ \rho_{aa}(t) &= \rho_{aa}(0)e^{-(\gamma_s - \gamma_c)t} \\ &+ \rho_{ee}(0) \frac{\gamma_s - \gamma_c}{\gamma_s + \gamma_c} (e^{-(\gamma_s - \gamma_c)t} - e^{-2\gamma_s t}). \end{aligned} \quad (7)$$

حال اگر  $\rho_{eg}(0) = 0$  باشد، طبق محاسبات مرجع [16] سنجه تلافی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$C(t) = \max\{0, C(t)\}, \quad (8)$$

$$C(t) = -2\sqrt{\rho_{ee}(t)\rho_{gg}(t)} + \sqrt{[\rho_{ss}(t) - \rho_{aa}(t)]^2 - [\rho_{sa}(t) - \rho_{as}(t)]^2}. \quad (9)$$

برای وضعیتی که در ابتدا یک اتم در حالت برانگیخته و اتم دیگر در حالت پایه است، خواهیم داشت:

دسته‌جمعی و برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی اتم‌ها هستند. با به‌کاربردن کوانتس کانونی میدان الکترومغناطیسی در حضور محیط‌های مادی [13,14]، این پارامترها به صورت زیر داده می‌شوند:

$$\gamma_{ij} = 6\pi\gamma_0 \frac{c}{\omega_A} \text{Im} \left[ \hat{\mathbf{p}}_i \cdot \overline{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A) \cdot \hat{\mathbf{p}}_j \right], \quad (2)$$

$$\Omega_{ij} = -3\pi\gamma_0 \frac{c}{\omega_A} \text{Re} \left[ \hat{\mathbf{p}}_i \cdot \overline{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A) \cdot \hat{\mathbf{p}}_j \right],$$

که در آن  $i, j = 1, 2$  بردار یکه متناظر با گشتاور دوقطبی

$$\gamma_0 = \frac{|p|^2 \omega_A^3}{3c^3 \hbar \pi \epsilon_0} \quad \text{و همچنین نام، و آهنگ گسیل}$$

خودبه‌خودی اتم‌ها در خلأ است. با توجه به ویژگی خطی جاذب‌های کاملاً همدوس، تانسور گرین سامانه را می‌توان به صورت حاصل جمع دو بخش

$$\overline{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A) = \overline{\mathbf{G}}^{(0)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A) \delta_j^i + \overline{\mathbf{G}}^{(s)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A)$$

نوشت که بخش اول مربوط به بخش حجمی ناشی از ارتباط مستقیم اتم‌ها در خلأ و بخش دیگر مربوط به پراکندگی امواج گسیلی از اتم‌ها از ساختار مورد مطالعه است. با توجه به تقارن ساختار مورد مطالعه، داریم:

$$\begin{aligned} \gamma_{12} = \gamma_{21} = \gamma_c, & \quad \gamma_{11} = \gamma_{22} = \gamma_s, \\ \Omega_{12} = \Omega_{21} = \Omega_c, & \quad \Omega_{11} = \Omega_{22} = \Omega_s, \end{aligned} \quad (3)$$

که زیرنویس‌های  $s$  و  $c$  بیانگر حالت تک‌اتم و حالت دسته‌جمعی هستند [15].

در ادامه به محاسبه درهم‌تنیدگی سامانه دواتمی دوترازه با استفاده از سنجه تلافی می‌پردازیم. تلافی سنجه مناسبی برای مطالعه سامانه‌های مخلوط آماری با ابعاد فضای هیلبرت  $2 \times 2$  است که به صورت زیر بیان می‌شود [16]:

$$C = \max(0, \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}), \quad (4)$$

که در این رابطه،  $\{\lambda_i\}$ ها ویژه مقادیر ماتریس  $R = \rho \tilde{\rho}$  هستند که  $\rho$  ماتریس چگالی سامانه است و  $\tilde{\rho}$  با استفاده از مؤلفه لام ماتریس پائولی  $(\sigma_y)$  عبارت است از:

$$\tilde{\rho} = \sigma_{y1} \otimes \sigma_{y2} \rho^* \sigma_{y1} \otimes \sigma_{y2}. \quad (5)$$

تلافی دارای مقادیری بین صفر و یک است که برای اتم‌های غیردرهم‌تنیده  $C = 0$  و برای اتم‌هایی با حداکثر درهم‌تنیدگی  $C = 1$  خواهد بود. با به‌کاربردن رابطه (1) و استفاده از پایه‌های

که جزئیات آن‌ها را در پیوست آورده‌ایم.

### ۲.۳. آهنگ‌های واپاشی دسته‌جمعی

اکنون دو نمونه ساختار CPA معرفی شده در مراجع [17] و [18] را که پدیده جاذب کاملاً همدوس را در بسامدهای گیگاهرتز و تراهرتز محقق می‌کنند، در نظر می‌گیریم. نمونه نخست که ویژگی CPA را در زوایای فرودی گسترده‌ای فراهم می‌کند، دارای گذردهی الکتریکی  $\varepsilon = 4.3 + 0.025i$  در بسامد  $\omega_0 = 32\pi \times 10^9 \text{ rad s}^{-1}$  است و ضخامت تیغه را  $d = 11.52 \times 10^{-3} \omega_0 / c$  انتخاب می‌کنیم [17]. نمونه دوم که بر پایه لایه‌های نازک از تیغه سیلیسیومی آلاینده ساخته شده است، گذردهی الکتریکی آن توسط مدل درود-لورنتس

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)}$$

دی‌الکتریک ایستا،  $\Gamma = 1/\tau$  ضریب میرایی و  $\omega_p$  بسامد پلاسما هستند و مقادیر آن‌ها به ترتیب برابر:  $\varepsilon_\infty = 11.7$ ،  $\Gamma = 16.5 \times 10^{12} \text{ Hz}$  و  $\omega_p = 15.6 \times 10^{12} \text{ Hz}$  هستند. با در نظر گرفتن طول موج  $\lambda = 600 \mu\text{m}$  گذردهی الکتریکی تیغه برابر  $\varepsilon = 10.82 + 4.59i$  خواهد بود و تیغه در ضخامت  $d = 150 \text{ nm}$  پدیده CPA را فراهم می‌کند [17]. با جایگذاری روابط (۱۲) و (۱۳) در رابطه‌های (۲) و استفاده از پارامترهای مادی بالا، نمودارهای  $\gamma_s/\gamma_0$ ،  $\gamma_c/\gamma_0$ ،  $\Omega_s/\gamma_0$  و  $\Omega_c/\gamma_0$  برحسب فاصله اتم‌ها از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $z$  است، در شکل ۲ رسم شده‌اند. در این جا،  $\gamma_0$  آهنگ گسیل خودبه‌خودی اتم‌ها در خلأ است.

به طور مشابه، در شکل ۳ نمودارهای  $\gamma_s/\gamma_0$ ،  $\gamma_c/\gamma_0$ ،  $\Omega_s/\gamma_0$  و  $\Omega_c/\gamma_0$  برحسب فاصله اتم‌ها از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $x$  است، رسم شده‌اند.

نمودارهای شکل‌های ۲ و ۳ نشان می‌دهند که کلیه پارامترها در دو وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها عمود و مماس بر سطح دو ساختار CPA هستند روند تغییرات نسبتاً یکسانی را دنبال می‌کنند.

$$\rho_{ss}(0) = \rho_{aa}(0) = \rho_{as}(0) = \rho_{sa}(0) = \frac{1}{2}, \quad (10)$$

$$\rho_{ee}(0) = 0.$$

با جایگذاری روابط (۷) در رابطه (۹) و استفاده از رابطه (۱۰)، سنجه تلاقی به صورت زیر ساده می‌شود:

$$C(t) = e^{-\gamma_s t} \sqrt{\sinh^2(\gamma_c t) + \sin^2(2\Omega_c t)}. \quad (11)$$

### ۳. دینامیک سامانه اتمی در مجاورت تیغه‌های CPA

#### ۳.۱. تانسور گرین سامانه

در ادامه دو وضعیت خاصی را در نظر می‌گیریم که گشتاور دوقطبی اتم‌ها عمود یا مماس بر سطح ساختار CPA هستند. به عبارت دیگر، گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محورهای  $z$  یا  $x$  هستند. با انجام محاسباتی که جزئیات آن‌ها در پیوست بیان شده است، مؤلفه‌های  $\overline{\mathbf{G}}_{xx}$  و  $\overline{\mathbf{G}}_{zz}$  تانسور گرین سامانه برای وضعیتی که بردارهای مکان نقاط چشمه و میدان در مکان‌های مختلف  $\mathbf{r}_1$  و  $\mathbf{r}_2$  هستند، به شکل زیر نوشته می‌شوند:

$$\overline{\mathbf{G}}_{zz}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{i}{4\pi} \int d\kappa T_p \frac{\kappa^3 e^{ik_{z,vac}(d+2|z_0|)}}{k_{z,vac} k_0^2}, \quad (12)$$

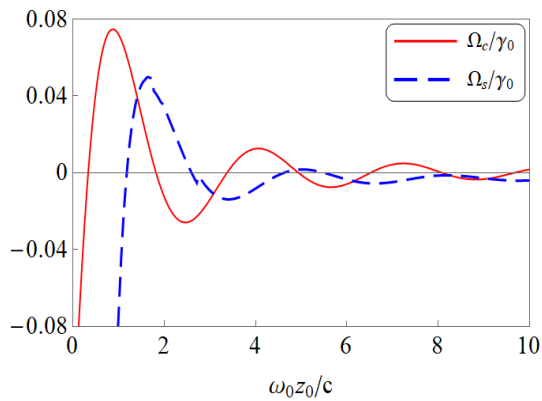
$$\overline{\mathbf{G}}_{zz}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1) = \frac{i}{4\pi} \int d\kappa \frac{\kappa^3}{k_{z,vac} k_0^2} \left(1 + R_p e^{2ik_{z,vac}|z_0|}\right), \quad (13)$$

$$\overline{\mathbf{G}}_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{i}{8\pi} \int d\kappa \frac{\kappa e^{ik_{z,vac}(d+2|z_0|)}}{k_{z,vac}} \quad (14)$$

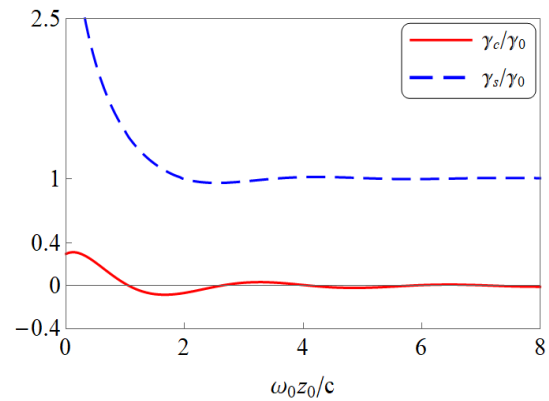
$$\times \left(T_s + T_p \frac{k_{z,vac}^2}{k_0^2}\right),$$

$$\overline{\mathbf{G}}_{xx}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1) = \frac{i}{8\pi} \int d\kappa \frac{\kappa}{k_{z,vac}} \left[ \frac{k_0^2 + k_{z,vac}^2}{k_0^2} + e^{2ik_{z,vac}|z_0|} \left(R_s - R_p \frac{k_{z,vac}^2}{k_0^2}\right) \right]. \quad (15)$$

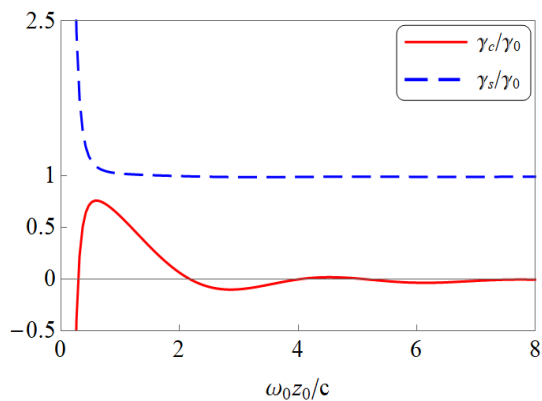
در این جا،  $\mathbf{r}_1$  و  $\mathbf{r}_2$  اشاره به بردار مکان اتم اول (دوم) در سمت چپ (راست) تیغه دارد (به شکل ۱ رجوع شود). به علاوه،  $\kappa$  مؤلفه مماسی بردار موج،  $k_{z,vac}$  مؤلفه عمود بردار موج در خلأ است که به صورت  $k_{z,vac} = \sqrt{k_0^2 - \kappa^2}$  تعریف می‌شود و همچنین  $k_0 = \omega_0/c$  است. همچنین  $T_p$  و  $T_s$  ضرایب عبور و  $R_s$  و  $R_p$  ضرایب بازتاب از تیغه CPA برای قطبش‌های  $s$  و  $p$  هستند



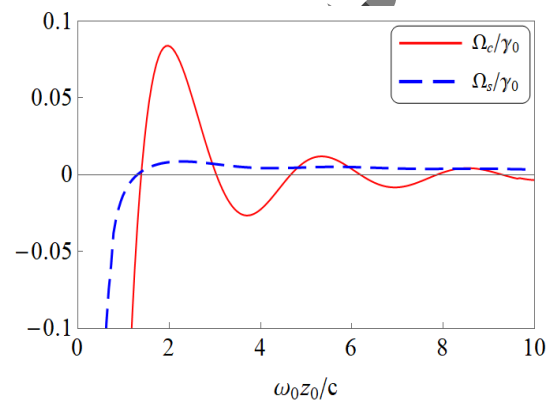
ب



الف



د

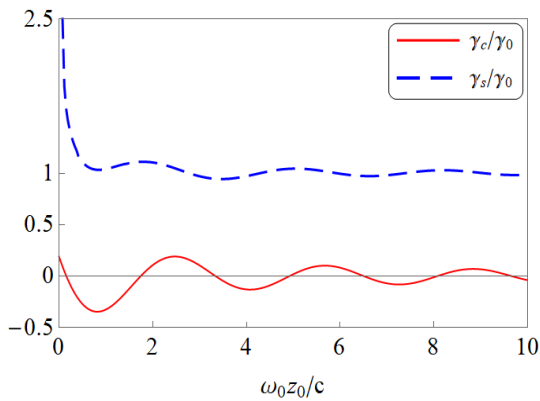


ج

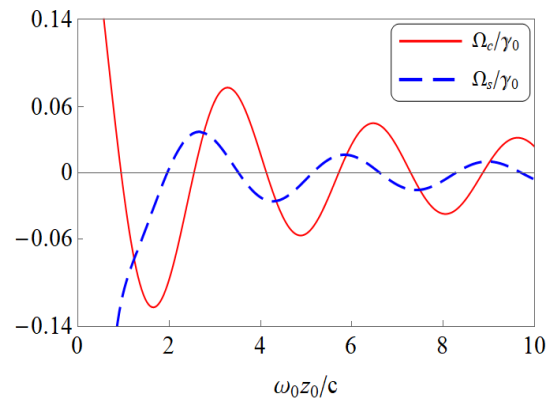
شکل ۲. نمودارهای  $\Omega_c/\gamma_0$ ،  $\Omega_s/\gamma_0$ ،  $\gamma_c/\gamma_0$ ،  $\gamma_s/\gamma_0$  در مجاورت تیغه CPA بر حسب فاصله بدون بعد  $\omega_0 z_0/c$  از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $z$  است. در این جا نمودارهای بالایی (بایینی) مربوط به ساختار اول (دوم) هستند.

دور از آن به سمت صفر میل می‌کند. همچنین آهنگ میرایی دسته‌جمعی  $\gamma_c$  که به نحوی نشان‌دهنده برهم‌کنش یک اتم با اتم دیگر از طریق فوتون گسیلی با میانجی‌گری ساختارهای CPA هستند، با کاهش چگالی موضعی حالت‌های الکترومغناطیسی در فواصل دور، کاهش یافته و در نهایت در فواصل خیلی زیاد به سمت صفر میل می‌کند. از طرف دیگر، در نواحی نزدیک به تیغه به خاطر افزایش چگالی موضعی حالت‌های الکترومغناطیسی پارامترهای آهنگ گسیل خودبه‌خودی، آهنگ میرایی دسته‌جمعی و جابه‌جایی لمب به شدت افزایش می‌یابند. این پارامترها در فواصل بسیار نزدیک به تیغه‌ها به دلیل شکست نظریه میکروسکوپی اپتیک کوانتومی واگرا می‌شوند. البته با اعمال پاشندگی فضایی (وابستگی به بردار موج) در توابع گذردهی الکتریکی می‌توان به پاسخ‌های متنهای رسید که خارج از حوزه این مقاله است.

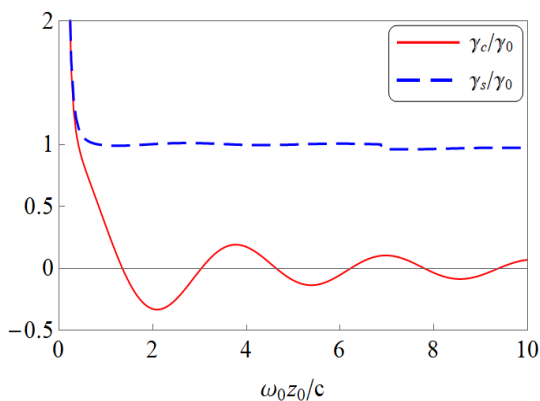
با افزایش فاصله اتم‌ها از ساختارها، این پارامترها رفتار نوسانانی میرایی را دنبال می‌کنند که دامنه تغییرات برای گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $z$  بزرگ‌تر از راستای محور  $x$  است. این رفتار را می‌توان به ضرایب عبور متفاوت این ساختارها در قطبش‌های  $s$  و  $p$  نسبت داد. در نهایت در فواصل خیلی زیاد به دلیل کاهش اثرات پراکندگی ساختارها این پارامترها به شدت کاهش می‌یابند به طوری که آهنگ گسیل خودبه‌خودی به درستی به سمت آهنگ واپاشی در خلاء و سایر پارامترها به سمت صفر میل می‌کنند. در این جا دقت می‌کنیم که سهم خلاء مربوط به جابه‌جایی لمب به خاطر واگرایی بخش حقیقی تانسور گرین در مکان اتم‌ها به روش‌های بازهنجارش نیاز دارد. از این رو، از ابتدا سهم این جابه‌جایی در بسامد گذار اتم قرار داده شده‌اند. بنابراین جابه‌جایی لمب نشان داده شده در این جا فقط دربرگیرنده اثرات پراکندگی ناشی از تیغه است و در فواصل



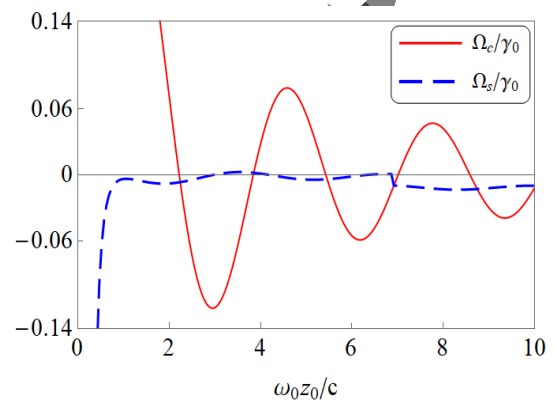
ب



الف



د



ج

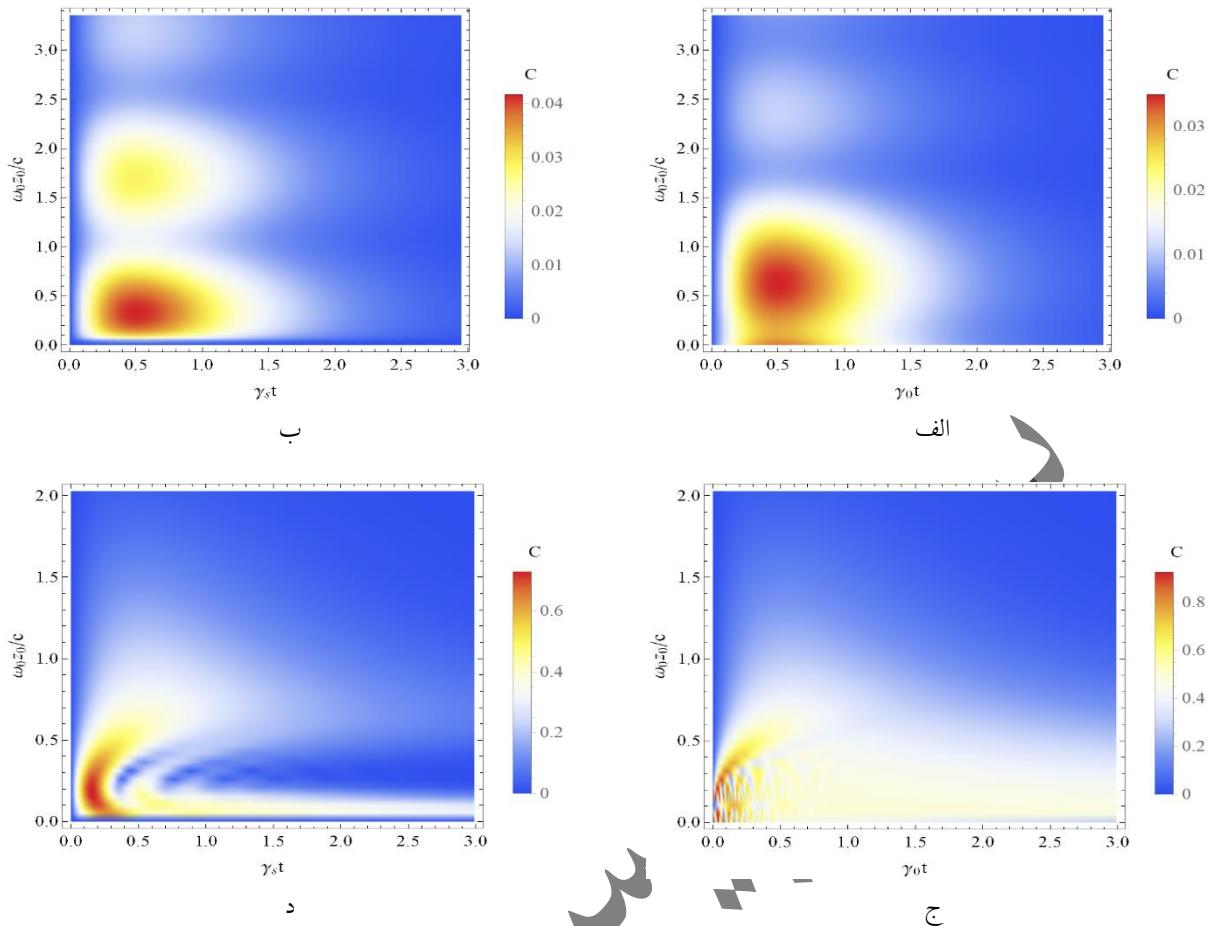
شکل ۳. نمودارهای  $\gamma_c/\gamma_0$ ،  $\gamma_s/\gamma_0$ ،  $\Omega_c/\gamma_0$  و  $\Omega_s/\gamma_0$  در مجاورت تیغه CPA برحسب فاصله بدون بعد آنها  $\omega_0 z_0/c$  از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی آنها در راستای محور  $x$  است. در این جا نمودارهای بالایی (بایینی) مربوط به ساختار اول (دوم) هستند.

### ۳.۳. دینامیک درهم تنیدگی سامانه اتمی

از راستای محور  $z$ ها به محور  $x$ ها، تلاقی در ساختار دوم تغییر ناچیزی می کند ولی در ساختار اول بیشینه تلاقی از مقدار 0.04 به 0.125 افزایش می یابد (به شکل های ۴ (ب) و ۵ (ب) رجوع شود). از طرف دیگر، در ساختار دوم برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی در راستای محور  $z$ هاست تلاقی در بازه های زمانی کوچک در برخی فواصل نزدیک به ساختار به سمت صفر میل می کند در حالی که چنین اتفاقی در راستای محور  $x$ ها رخ نمی دهد و سامانه اتمی در تمام فواصل نزدیک به تیغه درهم تنیده است (به شکل های ۴ (د) و ۵ (د) رجوع شود). همچنین مشاهده می شود که تغییر ساختار CPA بیشترین تأثیر را بر روی میزان درهم تنیدگی سامانه اتمی دارد. مقایسه نمودارهای بخش های (الف) و (ب) در شکل های ۴ و ۵ نشان می دهند که برخلاف انتظارمان حضور و عدم حضور ساختار اول به جزء تغییر اندک بر روی تلاقی، عملاً میزان درهم تنیدگی کاهش نیافته است.

در این بخش به بررسی درهم تنیدگی سامانه دواتمی دوترازه در حضور ساختارهای جاذب کاملاً همدوس می پردازیم. این بررسی امکان تجزیه و تحلیل ساختارهای CPA را در حوزه اپتیک کوانتومی فراهم می کند. با جایگذاری روابط (۲) در رابطه (۱۱) و همچنین استفاده از تانسورهای گرین سامانه برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی آنها در راستای  $z$  و  $x$  هستند، سنجه تلاقی در مجاورت دو ساختار CPA به دست می آید. با به کار بردن پارامترهای مادی بخش قبلی، دینامیک تغییرات تلاقی به ترتیب برای دو نمونه ساختار CPA در شکل ۴ و ۵ رسم شده اند.

از مقایسه شکل های ۴ و ۵ درمی یابیم که اثر راستای گشتاور دوقطبی آنها بر سنجه تلاقی در ساختار اول بسیار محسوس تر از ساختار دوم است. زیرا با تغییر راستای گشتاور دوقطبی آنها

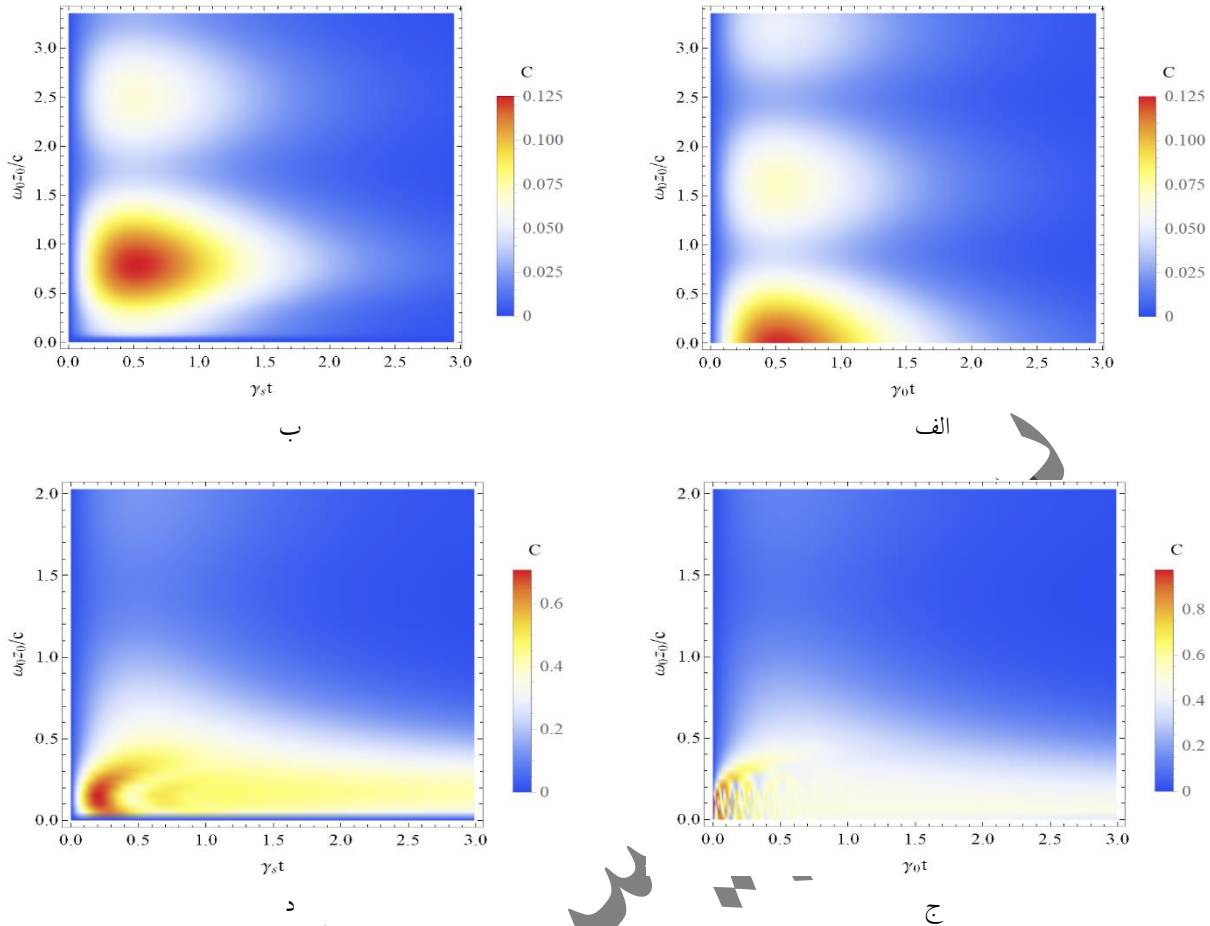


شکل ۴. نمودارهای سنجه تلاقی  $C(t)$  در عدم حضور (نمودارهای سمت چپ) و حضور (نمودارهای سمت راست) ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $z$ ها است. در این جا نمودارهای بالایی (پایینی) مربوط به ساختار اول (دوم) هستند.

از نظریه محیط‌های غیرموضعی (پاشندگی فضایی) استفاده کرد. مقایسه کلیه نمودارهای بالا نشان می‌دهد که سامانه اتمی در حضور (عدم حضور) ساختار اول در فواصل کم‌تر از  $\omega_0 z_0 / c = 3.5$  ( $\omega_0 z_0 / c = 2.5$ ) و زمان‌های  $\gamma_s t = 2$  (سامانه  $\gamma_0 t = 2$ ) در هم‌تندی قابل توجه دارد. در حالی که سامانه اتمی در هر دو وضعیت حضور و عدم حضور ساختار دوم در فواصل کم‌تر از  $\omega_0 z_0 / c = 1$  و بازه‌های زمانی بسیار طولانی‌تر در هم‌تندی است. بنابراین سامانه اتمی در حضور ساختار دوم نسبت به ساختار اول در زمان‌های طولانی‌تری هم‌بستگی‌های کوانتومی‌شان را حفظ می‌کنند. در نهایت با گذشت زمان‌های طولانی و همچنین در فواصل دور از ساختارهای CPA در هم‌تندی به سمت صفر میل می‌کند.

زیرا در سامانه مورد مطالعه امکان در هم‌تندی اتم‌ها از طریق فوتون‌های ناشی از گسیل خودبه‌خودی وجود دارد. در حالی که انتظار داشتیم که به خاطر حضور ساختار CPA این فوتون‌ها جذب شوند و در هم‌تندی به شدت کاهش یابد. در ساختار دوم این کاهش را مشاهده می‌کنیم به طوری که بیشینه مقدار تلاقی از مقدار 0.9 به 0.65 کاهش یافته است (بخش‌های ج) و (د) در شکل‌های ۴ و ۵). به علاوه، در شکل‌های ۴ و ۵ در بخش‌های (ب) و (د) مشاهده می‌کنیم که در حضور هر دو ساختار و برای هر دو راستای گشتاور دوقطبی که اتم‌ها در فواصل بسیار بسیار نزدیک به تیغه‌ها هستند هیچ در هم‌تندی مشاهده نمی‌شود [نوار آبی رنگ افقی بسیار نازک در نزدیکی فاصله صفر].

این نتیجه ناشی از واگرایی پارامترهای واپاشی است که در بخش قبلی به آن اشاره شد و در این نواحی بسیار نزدیک باید



شکل ۵. نمودارهای سنجۀ تلاقی  $C(t)$  در عدم حضور (نمودارهای سمت چپ) و حضور (نمودارهای سمت راست) ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $x$ ها است. در این جا نمودارهای بالایی (پایینی) مربوط به ساختار اول (دوم) هستند.

#### ۴. نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی ویژگی‌های اپتیک کوانتومی مواد جاذب کاملاً همدوس پرداخته شد. بدین منظور دو اتم یکسان به طوری که یکی از اتم‌ها در حالت پایه و دیگری در حالت برانگیخته مهیا شده‌اند را در دو طرف دو تیغه جاذب کاملاً همدوس در فواصل یکسان از تیغه قرار دادیم و به بررسی پدیده گسیل خودبه‌خودی و جابه‌جایی لمب، تغییرات پارامترهای دسته‌جمعی و دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه اتمی در مجاورت دو نمونه تیغه جاذب کاملاً همدوس بر پایه متامواد و لایه‌های نازک پرداختیم. نتایج نشان می‌دهند که آهنگ‌های گسیل خودبه‌خودی، جابه‌جایی لمب و پارامترهای دسته‌جمعی با افزایش فاصله اتم‌ها از ساختارهای CPA رفتار نوسانی میرا نشان می‌دهند و در نهایت در فواصل بسیار زیاد به ترتیب به سمت مقدارشان در خلاء و مقدار صفر میل می‌کنند. همچنین نشان داده شد که دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه‌های اتمی به

شدت به نوع ساختار CPA بستگی دارد و این ساختارها در رژیم کوانتومی به خاطر حضور نوفه‌های کوانتومی در محیط‌های جاذب به عنوان جاذب کاملاً همدوس رفتار نخواهند کرد و بر خلاف رژیم کلاسیکی کاملاً جاذب نیستند.

#### ۵. پیوست

تانسور گرین الکترومغناطیسی برای ساختار تخت برای وضعیتی که نقطه میدان در مکان اتم اول  $\mathbf{r}_1 = (0, 0, z_0)$  با  $z_0 < 0$  و نقطه چشمه در مکان اتم دوم  $\mathbf{r}_2 = (0, 0, z_2 = d + |z_0|)$  است، به صورت زیر نشان داده می‌شود:

$$\begin{aligned} \overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= \int \frac{d^2\kappa}{(2\pi)^2} \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{(s)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ &= \frac{i}{8\pi^2} \int \frac{d^2\kappa e^{ik_{z,vac}(d+2|z_0|)}}{k_{z,vac}} \sum_{i=s,p} T_i \mathbf{e}_i^+ \mathbf{e}_i^+, \end{aligned} \quad (\text{پ ۱})$$



که در آن،  $k_z = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - \kappa^2}$ ،  $k_{z,vac} = \sqrt{k_0^2 - \kappa^2}$ ،  $r_s$  و  $r_p$  ضرایب بازتاب فرنل برای قطبش‌های  $s$  و  $p$  هستند و به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$r_s = \frac{k_{z,vac} - k_z}{k_{z,vac} + k_z}, \quad r_p = \frac{k_{z,vac} \varepsilon - k_z}{k_{z,vac} \varepsilon + k_z}. \quad (پ ۵)$$

مؤلفه‌های دوتایی‌های موجود در رابطه‌های (پ ۱) و (پ ۲)، برای وضعیتی که گشتاورهای دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $z$  هستند، عبارتند از:

$$\mathbf{e}_s^+ \mathbf{e}_s^+ \Big|_{zz} = 0, \quad \mathbf{e}_p^+ \mathbf{e}_p^+ \Big|_{zz} = \frac{\kappa^2}{k_0^2}. \quad (پ ۶)$$

به طور مشابه، برای وضعیتی که گشتاورهای دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $x$  هستند، داریم:

$$\mathbf{e}_s^+ \mathbf{e}_s^+ \Big|_{xx} = \frac{k_y^2}{\kappa^2}, \quad \mathbf{e}_p^+ \mathbf{e}_p^+ \Big|_{xx} = \frac{k_x^2 k_{z,vac}^2}{\kappa^2 k_0^2}. \quad (پ ۷)$$

اکنون با جایگذاری روابط بالا در روابط (پ ۱) و (پ ۲) و به‌کارگیری دستگاه مختصات قطبی  $(\varphi, \kappa = \kappa(\cos \varphi, \sin \varphi))$  انتگرال‌گیری روی زاویه سمتی  $\varphi$ ، روابط (۱۲) - (۱۵) به دست خواهند آمد. با توجه به تقارن سامانه، برای وضعیتی که نقاط چشمه و میدان هر دو در مکان اتم دوم  $\mathbf{r}_2 = (0, 0, d + |z_0|)$  هستند تانسور گرین سامانه از رابطه (پ ۲) با جایگذاری  $d + |z_0| \rightarrow |z_0|$  به دست می‌آید.

که در آن،  $\mathbf{e}_i^\pm$  به ازای  $i = s, p$  بردارهای یکه متناظر با قطبش‌های  $s$  و  $p$  هستند. در این‌جا، بالانویس  $\pm$  اشاره به جهت انتشار موج در راستای مثبت و منفی محور  $z$ ها دارد. شایان ذکر است که تانسور گرین بالا فقط شامل سهم پراکنده است. در ادامه، تانسور گرین سامانه برای وضعیتی که نقاط چشمه و میدان هر دو در مکان اتم اول  $\mathbf{r}_1 = (0, 0, -|z_0|)$  هستند، به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1) = \frac{i}{8\pi^2} \int \frac{d^2 \kappa}{k_{z,vac}} \sum_{i=s,p} (\mathbf{e}_i^+ \mathbf{e}_i^+ + e^{2ik_{z,vac}|z_0|} \mathbf{R}_i \mathbf{e}_i^- \mathbf{e}_i^-). \quad (پ ۲)$$

در این‌جا، واضح است که جمله اول سهم بخش حجمی و جمله دوم سهم بخش پراکنده در تانسور گرین است. ضرایب عبور و بازتاب از ساختار تیغه CPA برای قطبش‌های  $s$  و  $p$  به صورت زیر داده می‌شوند [15]:

$$T_s = \frac{4k_z k_{z,vac} e^{i(k_z - k_{z,vac})d}}{(k_z + k_{z,vac})^2 - (k_z - k_{z,vac})^2} e^{2ik_z d}, \quad (پ ۳)$$

$$T_p = \frac{4\varepsilon k_z k_{z,vac} e^{i(k_z - k_{z,vac})d}}{(k_z + \varepsilon k_{z,vac})^2 - (k_z - \varepsilon k_{z,vac})^2} e^{2ik_z d},$$

$$R_s = r_s \frac{1 - e^{2ik_z d}}{1 - r_s^2 e^{2ik_z d}}, \quad R_p = r_p \frac{1 - e^{2ik_z d}}{1 - r_p^2 e^{2ik_z d}}, \quad (پ ۴)$$

## مراجع

1. C. Yan, M. Pu, J. Luo, Y. Huang, X. Li, X. Ma, and X. Luo, "Coherent perfect absorption of electromagnetic wave in subwavelength structures," *Opt. Laser Technol.* 101, 499–506 (2018).
2. X. Wang, Q. Ma, L. Wu, J. Guo, S. Lu, X. Dai, and Y. Xiang, "Tunable terahertz/infrared coherent perfect absorption in a monolayer black phosphorus," *Opt. Express* 26(5), 5488–5496 (2018).
3. X. Jin, F. Wang, S. Huang, Z. Xie, L. Li, X. Han, H. Chen, and H. Zhou, "Coherent perfect absorber with independently tunable frequency based on multilayer graphene," *Opt. Commun.* 446, 44–50 (2019).
4. M. Pu, Q. Feng, C. Hu, and X. Luo, "Perfect absorption of light by coherently induced plasmon hybridization in ultrathin metamaterial film," *Plasmonics* 7, 733–738 (2012).
5. J. Z. Song, P. Bai, Z. H. Hang, and Y. Lai, "Acoustic coherent perfect absorbers," *New J. Phys.* 16(3), 33026 (2014).
6. F. Monticone, C. A. Valagiannopoulos, and A. Alu, "Parity-time symmetric nonlocal metasurfaces: all-angle negative refraction and volumetric imaging," *Phys. Rev. X* 6(4), 41018 (2016).
7. M. Papaioannou, E. Plum, and N. I. Zheludev, "All-optical pattern recognition and image processing on a metamaterial beam splitter," *Acs Photonics* 4(2), 217–222 (2017).
8. R. E. Meymand, A. Soleymani, and N. Granpayeh, "All-optical AND, OR, and XOR logic gates based on coherent perfect absorption in graphene-based metasurface at terahertz region," *Opt. Commun.* 458, 124772 (2020).

9. D. G. Baranov, A. Krasnok, T. Shegai, A. Alù, and Y. Chong, "Coherent perfect absorbers: linear control of light with light," *Nat. Rev. Mater.* 2(12), 1–14 (2017).
10. S. Huang and G. S. Agarwal, "Coherent perfect absorption of path entangled single photons," *Opt. Express* 22(17), 20936–20947 (2014).
11. T. Roger, S. Vezzoli, E. Bolduc, J. Valente, J. J. F. Heitz, J. Jeffers, C. Soci, J. Leach, C. Couteau, and N. I. Zheludev, "Coherent perfect absorption in deeply subwavelength films in the single-photon regime," *Nat. Commun.* 6(1), 7031 (2015).
12. A. N. Vetlugin, "Coherent perfect absorption of quantum light," *Phys. Rev. A* 104(1), 13716 (2021).
13. E. Amooghorban and M. Wubs, "Quantum Optical Effective-Medium Theory for Layered Metamaterials at Any Angle of Incidence," *Nanomaterials* 13(2), 291 (2023).
14. M. M. Behbahani, E. Amooghorban, and A. Mahdifar, "Spontaneous emission and the operation of invisibility cloaks," *Phys. Rev. A* 94(1), 13854 (2016).
15. S.-A. Biehs and G. S. Agarwal, "Qubit entanglement across  $\epsilon$ -near-zero media," *Phys. Rev. A* 96(2), 22308 (2017).
16. R. Tanaś and Z. Ficek, "Entangling two atoms via spontaneous emission," *J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt.* 6(3), S90 (2004).
17. X. Yin, C. Long, J. Li, H. Zhu, L. Chen, J. Guan, and X. Li, "Ultra-wideband microwave absorber by connecting multiple absorption bands of two different-sized hyperbolic metamaterial waveguide arrays," *Sci. Rep.* 5(1), 15367 (2015).
18. M. Pu, Q. Feng, M. Wang, C. Hu, C. Huang, X. Ma, Z. Zhao, C. Wang, and X. Luo, "Ultrathin broadband nearly perfect absorber with symmetrical coherent illumination," *Opt. Express* 20(3), 2246–2254 (2012).