مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۲۳، شمارهٔ ۴، زمستان ۱۴۰۳
DOI: 10.47176/ijpr.23.4.91753

بررسی درهم‌تنیدگی سامانه‌های اتمی در مجاورت مواد جاذب کاملاً همدوس

آذر باقرزاده[۱] ، احسان عموقربان[۱و۲] ، و غلامحسین حیدری[۱و۲]

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

۲. پژوهشکده فناوری نانو، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد، ایران

پست الکترونیکی: ehsan.amooghorban@sku.ac.ir

(دریافت مقاله: ۲۵/ ۰۶ / ۱۴۰۲ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۰۲/ ۰۸/ ۱۴۰۲)

چکیده:

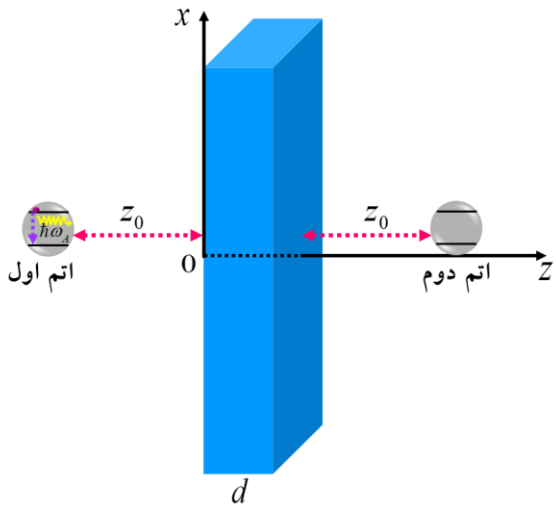
اخیراً درحوزهٔ اپتیک کلاسیک، جاذب‌های کاملاً همدوس بسیار مورد توجه محققان قرار گرفته‌اند. چنین جاذب‌هایی به‌عنوان فرایند وارون زمانی لیزرها شناخته شده و جذب کامل نور فرودی را فراهم می‌کنند. باتوجه به ویژگی بسیار جالب این مواد، در این مقاله به بررسی اپتیک کوانتومی این مواد پرداخته‌ایم. بدین منظور، دو ساختار جاذب کاملاً همدوس را درنظرگرفته و فرض می‌کنیم که دو اتم دوترازهٔ 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 سنجهٔ تلاقی، دینامیک درهم‌تنیدگی سامانهٔ اتمی را بررسی می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهند که این پارامترها با افزایش فاصلهٔ 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

۱. مقدمه

فرایند دستیابی به جذب کامل نور به‌ویژه در مقیاس زیرطول‌موجی در حوزه‌های نانوفوتونیک و فناوری‌های کوانتومی از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است [۱]. اخیراً جاذب‌های کاملاً همدوس (CPA) به عنوان روشی جدید برای کنترل جذب از طریق تابش‌های فرودی کاملاً همدوس پیشنهاد شده است. برای اولین بار CPA به صورت تجربی توسط مشددهای سیلیکونی فراهم و سپس در ساختارهای چند لایه‌ای گرافنی، متاسطوح و موجبرها محقق شده‌اند [۲و۳]. در جاذب‌های کاملاً همدوس، دو پرتو فرودی در جهات مقابل با دامنه و فازهای یکسان به تیغه تابیده می‌شوند و تداخل ویرانگر موج عبوری با موج بازتابی پرتو دیگر منجر به جذب کامل می‌شود [۱]. از آن‌جایی که متامواد، مواد مصنوعی هستند که به شدت با تنظیم پارامترهای هندسی ساختارهای زیرطول‌موجی‌شان کنترل‌پذیر هستند، CPA را می‌توان بر پایهٔ متاماده در طیف وسیعی از بسامدها مهیا کرد. بنابراین، ترکیب همدوسی و متاماده آزادی بیشتری در کنترل جذب نور فراهم می‌کند [۴]. علاوه‌براین، با تجزیه و تحلیل عددی و شبیه‌سازی‌های دو بعدی نشان داده شده است که CPAهای صوتی را نیز می‌توان مهیا کرد. در این‌جا، امواج صوتی به جای نور کاملاً جذب می‌شوند [۵]. CPAها همچنین در طرح‌های تصویربرداری حجمی پرکاربرد هستند [۶].

1. Coherent Perfect Absorber



شکل ۱. نمایی از ساختار مورد مطالعه. در این‌جا دو اتم دوترازه در فاصلهٔ یکسان z_0 از لبه‌های تیغهٔ CPA با ضخامت d هستند.

از برهم‌کنش خطی نور با نور بر روی یک شکافندهٔ پرتو متشکل از یک متامادهٔ مسطح برای تشخیص الگوی دودویی و تجزیه و تحلیل تصویر استفاده می‌شود. در این‌جا، با قرارگرفتن متاسطح در پادگرهٔ میدان الکتریکی، برهم‌کنش با موج فراهم می‌شود. این درحالی است‌که اگر متاسطح در گره باشد، از برهم‌کنش نور–ماده جلوگیری شده و متاسطح کاملاً شفاف می‌شود [۷]. به‌علاوه، از مواد جاذب کاملاً همدوس مبتنی بر متاسطوح گرافنی برای پیاده‌سازی دروازه‌های منطقی AND، OR و XOR استفاده کرده‌اند [۸].

با پیشرفت سریع فناوری در حوزهٔ اپتیک کوانتومی و کاربردهای آن در ارتباطات و محاسبات کوانتومی، بررسی نحوهٔ عملکرد جاذب‌های کاملاً همدوس در حالت‌های کوانتومی اهمیت بسیاری یافته‌اند [۹]. اخیراً فرایند جذب کاملاً همدوس تک‌فوتون‌های درهم‌تنیدهٔ مسیری بررسی شده‌اند. از آن‌جایی که تک‌فوتون‌ها عملاً ناهمدوس هستند بنابراین با قرار دادن آن‌ها در یک مسیر درهم‌تنیده، فرایند جذب کاملاً همدوس به دلیل تداخل ویرانگر کوانتومی فراهم می‌شود [۱۰]. به صورت تجربی نیز جاذب کاملاً همدوس تک‌فوتونی محقق شده است. در این آزمایش یک تک‌فوتون از طریق شکافندهٔ پرتو بدون اتلاف ۵۰:۵۰ وارد تداخل‌سنج شده و حالت برهم‌نهی همدوس در فیلم متامادهٔ ایجاد می‌شود [۱۱]. جذب کاملاً همدوس در زمینهٔ اپتیک کوانتومی نیز مطالعه شده است. بدین صورت که دو نور کوانتومی بر مبنای امواج ایستادهٔ کوانتومی از دو طرف به تیغهٔ جاذب تابیده شده و به دو موج ایستاده تبدیل می‌شوند. موج ایستادهٔ کسینوسی به صورت کامل جذب شده و در نهایت ترکیبی از حالت خلأ کوانتومی و موج ایستادهٔ سینوسی، دو موج خروجی را تشکیل می‌دهند [۱۲].

با توجه به مطالعات کم‌تر در حوزهٔ 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 محاسبهٔ 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 سنجهٔ تلاقی، به بررسی امکان درهم‌تنیدگی سامانهٔ اتمی از طریق فوتون‌های ناشی از فرایند گسیل خودبه‌خودی با میانجی‌گری مواد جاذب کاملاً همدوس می‌پردازیم.

۲. معرفی سامانه و روابط پایه

دو اتم دوترازهٔ یکسان با بسامد گذار ω_A را که مطابق شکل ۱ در دو طرف تیغهٔ جاذب کاملاً همدوس هستند درنظرمی‌گیریم. فرض می‌کنیم فاصلهٔ 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 سامانهٔ اتمی در حضور ساختار مورد مطالعه توسط رابطهٔ فون نیومن بیان می‌شود:

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

که درآن، $S_i^+=|e_i\rangle\langle g_i|$ و $S_i^-=|g_i\rangle\langle e_i|$ به ترتیب عملگرهای بالابرنده و پایین‌آورندهٔ اتم iام و $S_i^z=\frac{1}{2}\left(|e_i\rangle\langle e_i|-|g_i\rangle\langle g_i|\right)$ است. در اینجا، γ_{11}، γ_{22}، Ω_{11} و Ω_{22} به ترتیب بیان‌کنندهٔ آهنگ گسیل خودبه‌خودی و جابه‌جایی لمب اتم‌های اول و دوم هستند. همچنین γ_{12}، γ_{21}

$\Omega_{۲۱}$ و $\Omega_{۱۲}$ نیز به ترتیب نشان‌دهندهٔ آهنگ‌های میرایی دسته‌جمعی و برهم‌کنش دوقطبی- دوقطبی اتم‌ها هستند. با به‌کاربردن کوانتش کانونی میدان الکترومغناطیسی در حضور محیط‌های مادی [۱۳و۱۴]، این پارامترها به صورت زیر داده می‌شوند:

$$\gamma_{ij}=۶\pi\gamma_{۰}\frac{c}{\omega_A}\mathrm{Im}\left[\hat{\mathbf{p}}_i.\overline{\overline{\mathbf{G}}}\left(\mathbf{r}_i,\mathbf{r}_j,\omega_A\right).\hat{\mathbf{p}}_j\right],$$
$$\Omega_{ij}=-۳\pi\gamma_{۰}\frac{c}{\omega_A}\mathrm{Re}\left[\hat{\mathbf{p}}_i.\overline{\overline{\mathbf{G}}}\left(\mathbf{r}_i,\mathbf{r}_j,\omega_A\right).\hat{\mathbf{p}}_j\right], \quad (۲)$$

که در آن $i,j=۱,۲$ و $\hat{p}_i$ بردار یکهٔ متناظر با گشتاور دوقطبی اتم iام، و همچنین $\gamma_{۰}=\frac{|p|^{۲}\omega_A^{۳}}{۳c^{۳}\hbar}\frac{۱}{\pi\varepsilon_{۰}}$ 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 $\overline{\overline{\mathbf{G}}}\left(\mathbf{r}_i,\mathbf{r}_j,\omega_A\right)=\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{(۰)}\left(\mathbf{r}_i,\mathbf{r}_j,\omega_A\right)\delta_j^i+\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{(s)}\left(\mathbf{r}_i,\mathbf{r}_j,\omega_A\right)$ نوشت که بخش اول مربوط به بخش حجمی ناشی از ارتباط مستقیم اتم‌ها درخلأ و بخش دیگر مربوط به پراکندگی امواج گسیلی از اتم‌ها از ساختار مورد مطالعه است. با توجه به تقارن ساختار مورد مطالعه، داریم:

$$\gamma_{۱۲}=\gamma_{۲۱}=\gamma_c,\qquad \gamma_{۱۱}=\gamma_{۲۲}=\gamma_s,$$
$$\Omega_{۱۲}=\Omega_{۲۱}=\Omega_c,\qquad \Omega_{۱۱}=\Omega_{۲۲}=\Omega_s, \quad (۳)$$

که زیرنویس‌های s و c بیانگر حالت تک‌اتم و حالت دسته‌جمعی هستند [۱۵].

در ادامه به محاسبهٔ درهم‌تنیدگی سامانهٔ دواتمی دوترازه با استفاده از سنجهٔ تلاقی می‌پردازیم. تلاقی سنجهٔ مناسبی برای مطالعهٔ سامانه‌های مخلوط آماری با ابعاد فضای هیلبرت ۲×۲ است که به صورت زیر بیان می‌شود [۱۶]:

$$C=\max\left(۰,\sqrt{\lambda_۱}-\sqrt{\lambda_۲}-\sqrt{\lambda_۳}-\sqrt{\lambda_۴}\right), \quad (۴)$$

که $\{\lambda_i\}$ها ویژه مقادیر ماتریس $R=\rho\tilde{\rho}$ هستند که ρ ماتریس چگالی سامانه است و $\tilde{\rho}$ با استفاده از مؤلفهٔ yام ماتریس پائولی (σ_y) عبارت است از:

$$\tilde{\rho}=\sigma_{y۱}\otimes\sigma_{y۲}\rho^{*}\sigma_{y۱}\otimes\sigma_{y۲}. \quad (۵)$$

تلاقی مقادیری بین صفر و یک دارد که برای اتم‌های غیردرهم‌تنیده $C=۰$ و برای اتم‌هایی با حداکثر درهم‌تنیدگی $C=۱$ خواهد بود. با به‌کاربردن رابطهٔ (۱) و استفاده از پایه‌های دسته‌جمعی اتمی $|g\rangle=|g_۱g_۲\rangle$، $|e\rangle=|e_۱e_۲\rangle$، $|s\rangle=\frac{۱}{\sqrt{۲}}\left(|e_۱g_۲\rangle+|g_۱e_۲\rangle\right)$ و $|a\rangle=\frac{۱}{\sqrt{۲}}\left(|e_۱g_۲\rangle-|g_۱e_۲\rangle\right)$، مجموعه معادلات دینامیکی سامانه به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned}
&\dot{\rho}_{ee}=-۲\gamma_s\rho_{ee},\\
&\dot{\rho}_{eg}=-\left(\gamma_s+۲i\omega_A\right)\rho_{eg},\\
&\dot{\rho}_{ss}=-\left(\gamma_s+\gamma_c\right)\left(\rho_{ss}-\rho_{ee}\right),\\
&\dot{\rho}_{aa}=-\left(\gamma_s-\gamma_c\right)\left(\rho_{aa}-\rho_{ee}\right),\\
&\dot{\rho}_{as}=-\rho_{as}\left(\gamma_s-۲i\Omega_c\right).
\end{aligned} \quad (۶)$$

در این وضعیت، دو اتم دوترازی را می‌توان به عنوان یک اتم چهارترازی با حالت پایهٔ $|g\rangle$، حالت برانگیختهٔ $|e\rangle$، و حالت‌های میانی متقارن $|s\rangle$ و پادمتقارن $|a\rangle$ درنظرگرفت. 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 پادمتقارن است. پاسخ معادلات (۶) به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned}
&\rho_{ee}(t)=\rho_{ee}(۰)e^{-۲\gamma_s t},\\
&\rho_{eg}(t)=\rho_{eg}(۰)e^{-(\gamma_s+۲i\omega_A)t},\\
&\rho_{as}(t)=\rho_{as}(۰)e^{-(\gamma_s+۲i\Omega_c)t},\\
&\rho_{ss}(t)=\rho_{ss}(۰)e^{-(\gamma_s+\gamma_c)t}\\
&+\rho_{ee}(۰)\frac{\gamma_s+\gamma_c}{\gamma_s-\gamma_c}\left(e^{-(\gamma_s+\gamma_c)t}-e^{-۲\gamma_s t}\right),\\
&\rho_{aa}(t)=\rho_{aa}(۰)e^{-(\gamma_s-\gamma_c)t}\\
&+\rho_{ee}(۰)\frac{\gamma_s-\gamma_c}{\gamma_s+\gamma_c}\left(e^{-(\gamma_s-\gamma_c)t}-e^{-۲\gamma_s t}\right).
\end{aligned} \quad (۷)$$

حال اگر $\rho_{eg}(۰)=۰$ باشد، طبق محاسبات مرجع [۱۶] سنجهٔ تلاقی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$C(t)=\max\{۰,\mathcal{C}(t)\}, \quad (۸)$$

$$\mathcal{C}(t)=-۲\sqrt{\rho_{ee}(t)\rho_{gg}(t)}+\sqrt{\left[\rho_{ss}(t)-\rho_{aa}(t)\right]^{۲}-\left[\rho_{sa}(t)-\rho_{as}(t)\right]^{۲}}. \quad (۹)$$

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

$$\rho_{ss}(۰)=\rho_{aa}(۰)=\rho_{as}(۰)=\rho_{sa}(۰)=\frac{۱}{۲},\qquad \rho_{ee}(۰)=۰. \tag{۱۰}$$

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

$$\mathcal{C}(t)=e^{-\gamma_s t}\sqrt{\sinh^۲(\gamma_c t)+\sin^۲(۲\Omega_c t)}. \tag{۱۱}$$

۳. دینامیک سامانهٔ اتمی در مجاورت تیغه‌های CPA

۳. ۱. تانسور گرین سامانه

در ادامه دو وضعیت خاص را درنظرمی‌گیریم 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 $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{zz}$ و $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{xx}$ تانسورگرین سامانه برای وضعیتی که بردارهای مکان نقاط چشمه و میدان در مکان‌های مختلف $\mathbf{r}_۱$ و $\mathbf{r}_۲$ هستند، به شکل زیر نوشته می‌شوند:

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{zz}(\mathbf{r}_۱,\mathbf{r}_۲)=\frac{i}{۴\pi}\int d\kappa\, T_p\,\frac{\kappa^۳ e^{ik_{z,vac}(d+۲|z_۱|)}}{k_{z,vac}k_۰^۲}, \tag{۱۲}$$

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{zz}(\mathbf{r}_۱,\mathbf{r}_۱)=\frac{i}{۴\pi}\int d\kappa\frac{\kappa^۳}{k_{z,vac}k_۰^۲}\left(۱+R_p e^{۲ik_{z,vac}|z_۱|}\right), \tag{۱۳}$$

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{xx}(\mathbf{r}_۱,\mathbf{r}_۲)=\frac{i}{۸\pi}\int d\kappa\frac{\kappa e^{ik_{z,vac}(d+۲|z_۱|)}}{k_{z,vac}}\times\left(T_s+T_p\frac{k_{z,vac}^۲}{k_۰^۲}\right), \tag{۱۴}$$

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{xx}(\mathbf{r}_۱,\mathbf{r}_۱)=\frac{i}{۸\pi}\int d\kappa\frac{\kappa}{k_{z,vac}}\left[\frac{k_۰^۲+k_{z,vac}^۲}{k_۰^۲}+e^{۲ik_{z,vac}|z_۱|}\left(R_s-R_p\frac{k_{z,vac}^۲}{k_۰^۲}\right)\right]. \tag{۱۵}$$

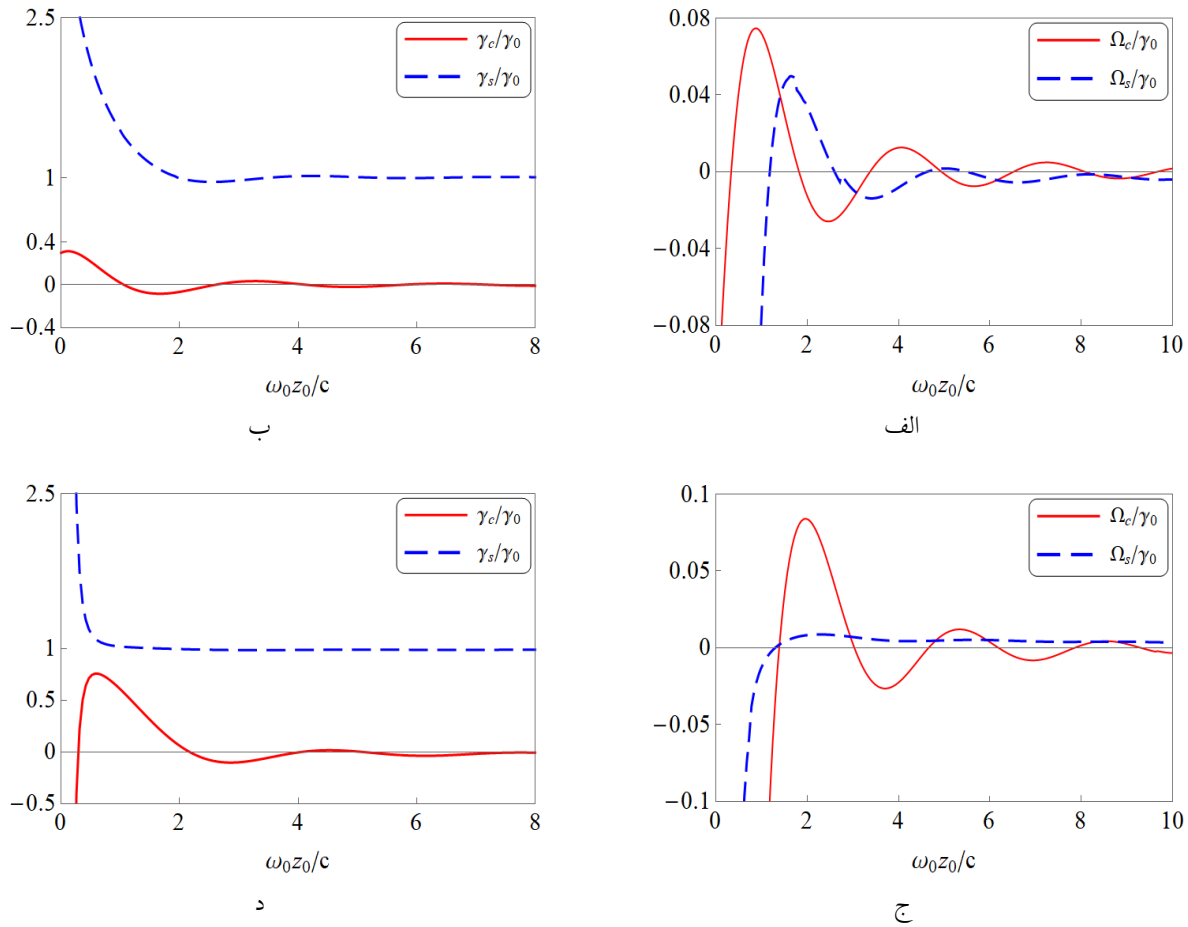
در این‌جا، $\mathbf{r}_۱$ ($\mathbf{r}_۲$) اشاره به بردار مکان اتم اول(دوم) در سمت چپ(راست) تیغه دارد (به شکل ۱ رجوع شود). به علاوه، κ مؤلفهٔ مماسی بردار موج، $k_{z,vac}$ مؤلفهٔ zام بردار موج در خلأ است که به صورت $k_{z,vac}=\sqrt{k_۰^۲-\kappa^۲}$ تعریف می‌شود و $k_۰=\omega_۰/c$ است. همچنین T_s و T_p ضرایب عبور و R_s و R_p ضرایب بازتاب از تیغهٔ CPA برای قطبش‌های s و p هستند که جزئیات آن‌ها را در پیوست آورده‌ایم.

۳. ۲. آهنگ‌های واپاشی دسته‌جمعی

اکنون دو نمونه ساختار CPA معرفی شده در مراجع [۱۷] و [۱۸] را که پدیدهٔ جاذب کاملاً همدوس را در بسامدهای گیگاهرتز و تراهرتز محقق می‌کنند، درنظر می‌گیریم. نمونهٔ نخست که ویژگی CPA را در زوایای فرودی گسترده‌ای فراهم می‌کند، گذردهی الکتریکی $\varepsilon=۴/۳+۰/۰۲۵i$ در بسامد $\omega_۰=۳۲\pi\times۱۰^۹\ rad\,s^{-۱}$ دارد و ضخامت تیغه را $d=۱۱/۵۲\times۱۰^{-۳}\,\omega_۰/c$ انتخاب می‌کنیم [۱۷]. نمونهٔ دوم که بر پایهٔ لایه‌های نازک از تیغهٔ سیلسیومی آلاییده ساخته شده است، گذردهی الکتریکی آن توسط مدل درود- لورنتس $\varepsilon=\varepsilon_\infty-\frac{\omega_p^۲}{\omega(\omega+i\Gamma)}$ توصیف می‌شود که در آن، ε_∞ ثابت دی‌الکتریک ایستا، $\Gamma=۱/\tau$ ضریب میرایی و ω_p بسامد پلاسما است و مقادیر آنها به ترتیب برابر: $\varepsilon_\infty=۱۱/۷$ ، $\Gamma=۱۶/۵\times۱۰^{۱۲}\,Hz$ و $\omega_p=۱۵/۶\times۱۰^{۱۲}\,Hz$ هستند. با درنظرگرفتن طول‌موج $\lambda=۶۰۰\mu m$ گذردهی الکتریکی تیغه برابر $\varepsilon=۱۰/۸۲+۴/۵۹i$ خواهد بود و تیغه در ضخامت $d=۱۵۰nm$ پدیدهٔ CPA را فراهم می‌کند [۱۸]. با جایگذاری روابط (۱۲) و (۱۳) در رابطه‌های (۲) و استفاده از پارامترهای مادی بالا، نمودارهای $\Omega_c/\gamma_۰$، $\gamma_c/\gamma_۰$، $\gamma_s/\gamma_۰$ و $\Omega_s/\gamma_۰$ برحسب فاصلهٔ اتم‌ها از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور zها است، در شکل ۲ رسم شده‌اند. در اینجا، $\gamma_۰$ آهنگ گسیل خودبه‌خودی اتم‌ها در خلأ است.

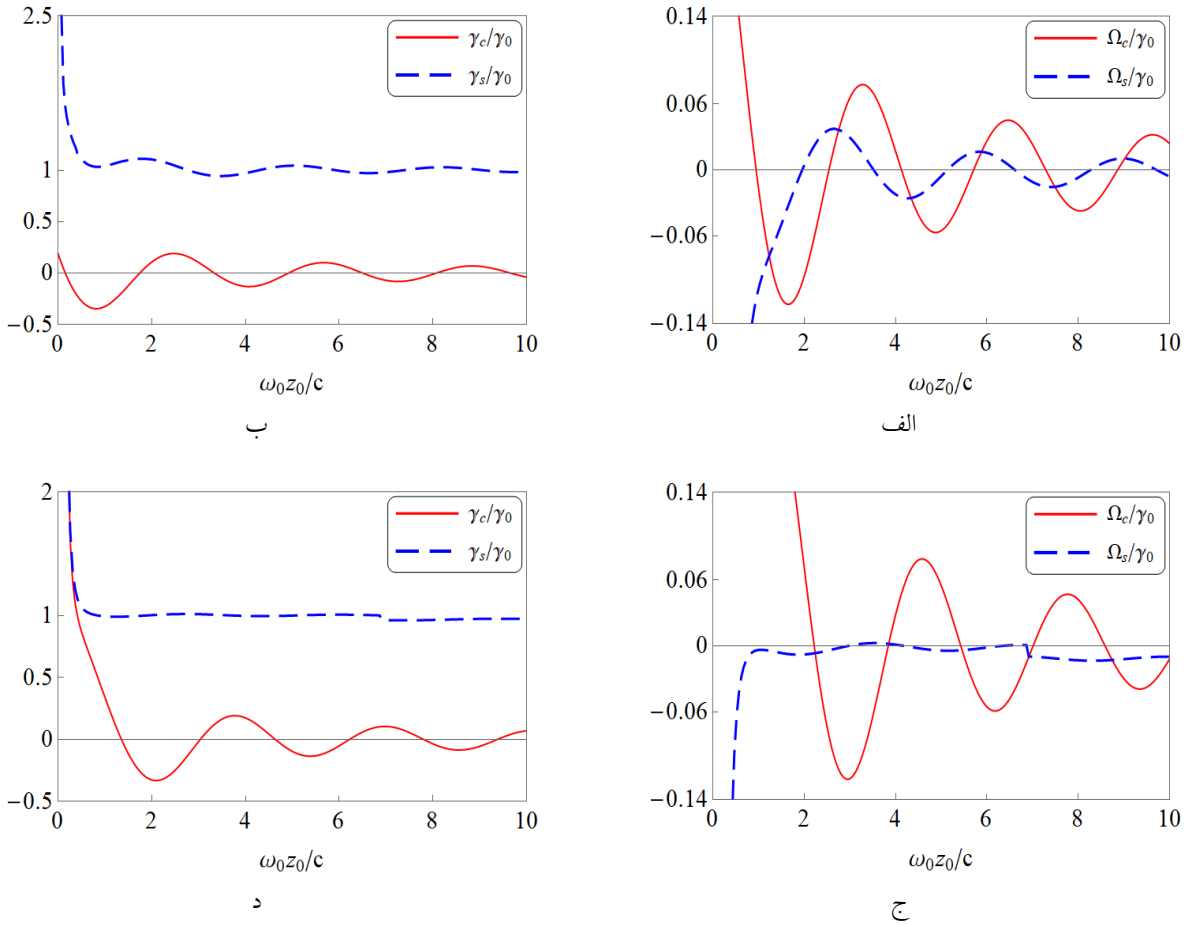
به طور مشابه، در شکل ۳ نمودارهای $\Omega_c/\gamma_۰$، $\gamma_c/\gamma_۰$، $\gamma_s/\gamma_۰$ و $\Omega_s/\gamma_۰$ برحسب فاصلهٔ اتم‌ها از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور xها است، رسم شده‌اند.

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



شکل ۲. نمودارهای γ_c/γ_0، γ_s/γ_0، Ω_c/γ_0 و Ω_s/γ_0 در مجاورت تیغهٔ CPA برحسب فاصلهٔ بدون بعد اتم‌ها $\omega_0 z/c$ از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور z‌ها است. در اینجا نمودارهای بالایی(پایینی) مربوط به ساختار اول(دوم) هستند.

با افزایش فاصلهٔ اتم‌ها از ساختارها، این پارامترها رفتار نوسانی میرایی را دنبال می‌کنند که دامنهٔ تغییرات برای گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور x‌ها بزرگ‌تر از راستای محور z‌هاست. 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 به‌طوری‌که آهنگ گسیل خودبه‌خودی به درستی به سمت آهنگ واپاشی در خلأ و سایر پارامترها به سمت صفر میل می‌کنند. دراین‌جا دقت می‌کنیم که سهم خلأ مربوط به جابه‌جایی لمب به خاطر واگرایی بخش حقیقی تانسورگرین در مکان اتم‌ها به روش‌های بازبهنجارش نیاز دارد. از این‌رو، از ابتدا سهم این جابه‌جایی در بسامد گذار اتم قرار داده شده است. بنابراین جابه‌جایی لمب نشان داده شده در این‌جا فقط دربرگیرندهٔ اثرات پراکندگی ناشی از تیغه است و در فواصل دور از آن به سمت صفر میل می‌کند. همچنین آهنگ میرایی دسته‌جمعی γ_c که به نحوی نشان‌دهندهٔ 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 نظریهٔ ماکروسکوپی اپتیک کوانتومی واگرا می‌شوند. البته با اعمال پاشندگی فضایی (وابستگی به بردار موج) در توابع گذردهی الکتریکی می‌توان به پاسخ‌های متناهی رسید که خارج از حوزهٔ این مقاله است.

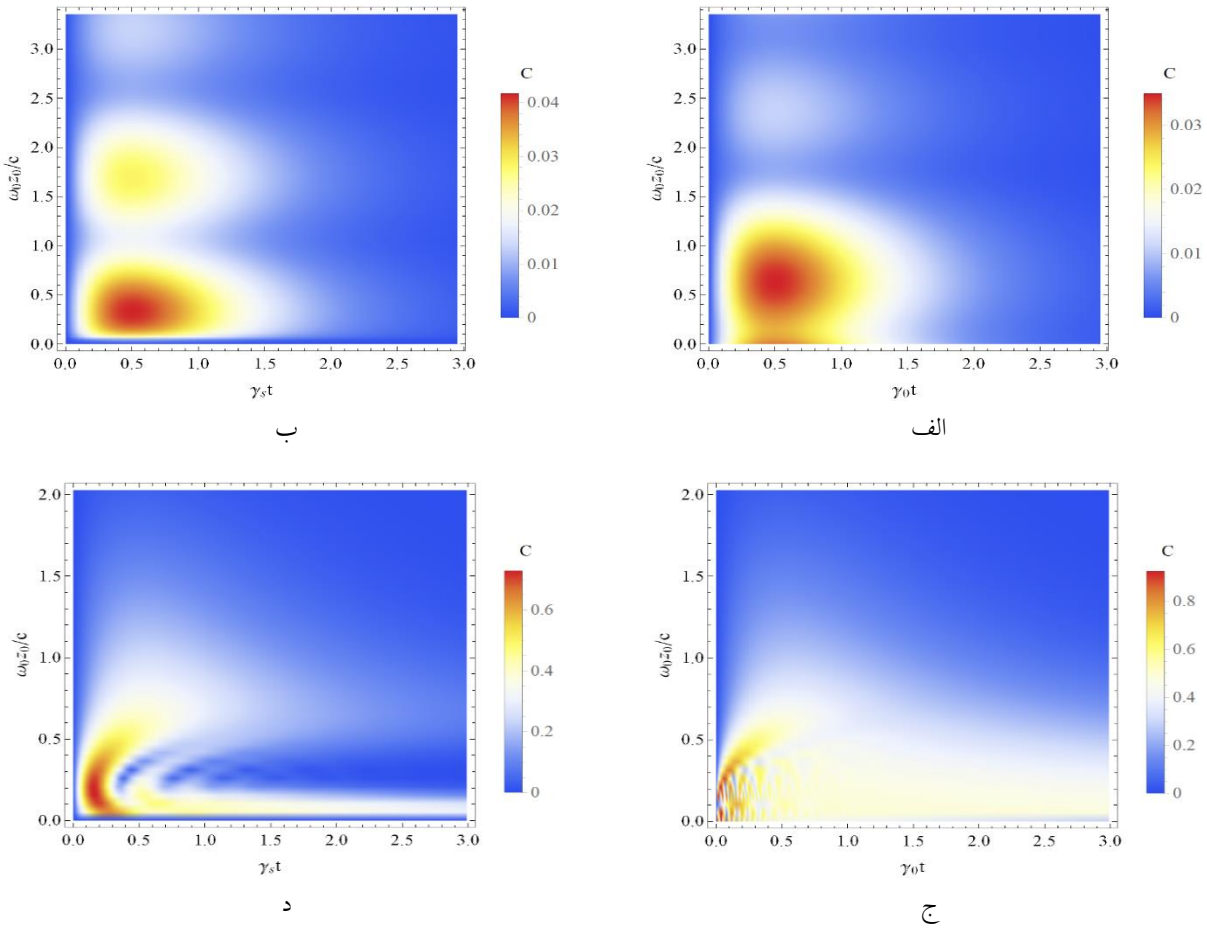


شکل ۳. نمودارهای γ_c/γ_0، γ_s/γ_0، Ω_c/γ_0 و Ω_s/γ_0 در مجاورت تیغهٔ CPA برحسب فاصلهٔ بدون بعد اتمها $\omega_0 z/c$ از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتمها در راستای محور xها است. در این‌جا نمودارهای بالایی(پایینی) مربوط به ساختار اول(دوم) هستند.

۳. ۳. دینامیک درهم‌تنیدگی سامانهٔ اتمی

در این بخش به بررسی درهم‌تنیدگی سامانهٔ دواتمی دوترازه در حضور ساختارهای جاذب کاملاً همدوس می‌پردازیم. این بررسی امکان تجزیه و تحلیل ساختارهای CPA را در حوزهٔ اپتیک کوانتومی فراهم می‌کند. با جایگذاری روابط (۲) در رابطهٔ (۱۱) و همچنین استفاده از تانسورهای گرین سامانه برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتمها در راستاهای z و x هستند، سنجهٔ تلاقی در مجاورت دو ساختار CPA به دست می‌آید. با به‌کاربردن پارامترهای مادی بخش قبلی، دینامیک تغییرات تلاقی به ترتیب برای دو نمونه ساختار CPA در شکل ۴ و ۵ رسم شده‌اند.

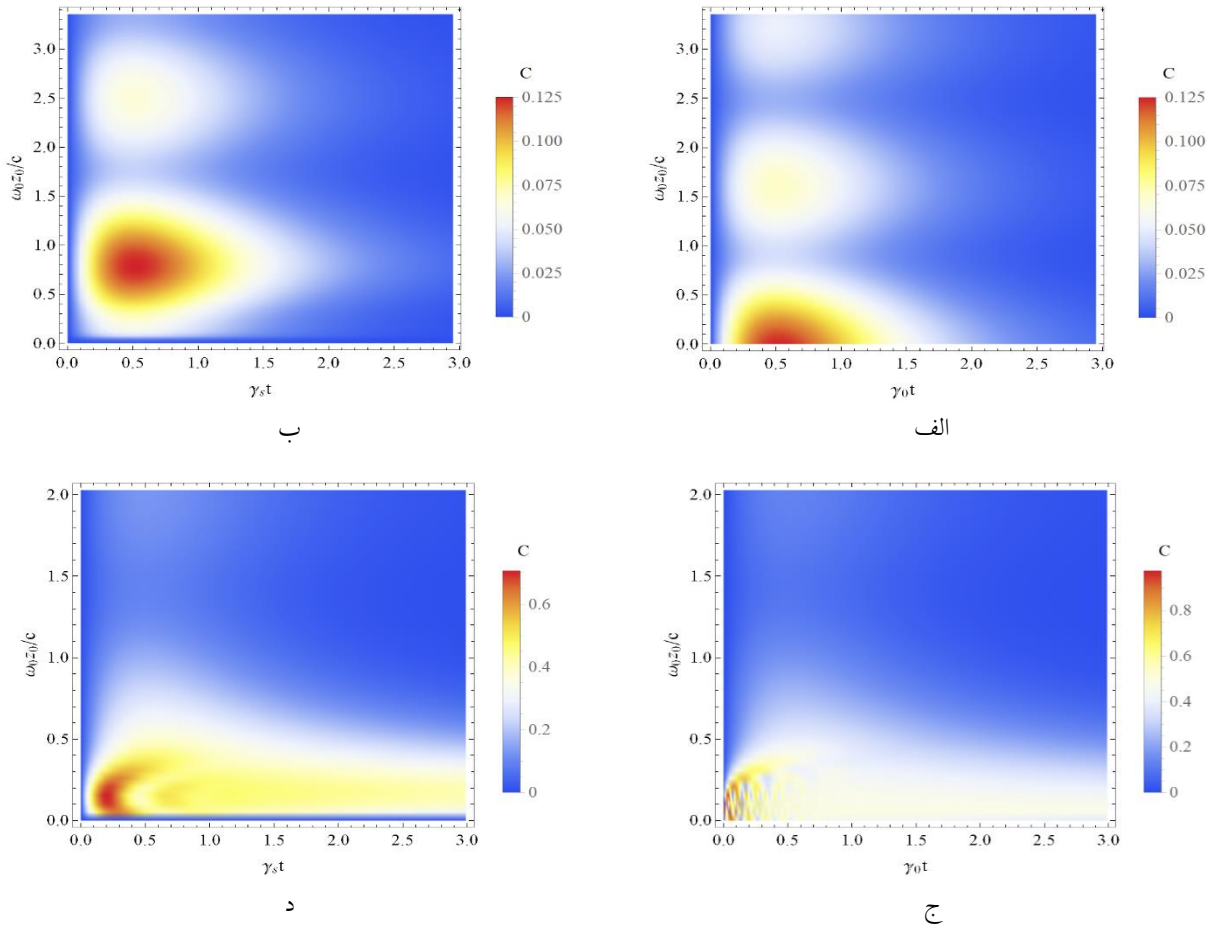
از مقایسهٔ شکل‌های ۴ و ۵ درمی‌یابیم که اثر راستای گشتاور دوقطبی اتمها بر سنجهٔ تلاقی در ساختار اول بسیار محسوس‌تر از ساختار دوم است؛ زیرا با تغییر راستای گشتاور دوقطبی اتمها از راستای محور zها به محور xها، تلاقی در ساختار دوم تغییر ناچیزی می‌کند ولی در ساختار اول بیشینه تلاقی از مقدار ۰/۰۴ به ۰/۱۲۵ افزایش می‌یابد(به شکل‌های ۴. ب و ۵. ب رجوع شود). از طرف دیگر، در ساختار دوم برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی در راستای محور zهاست، تلاقی در بازه‌های زمانی کوچک در برخی فواصل نزدیک به ساختار به سمت صفر میل می‌کند درحالی‌که چنین اتفاقی در راستای محور xها رخ نمی‌دهد و سامانهٔ اتمی در تمام فواصل نزدیک به تیغهٔ درهم‌تنیده است (به شکل‌های ۴. د و ۵. د رجوع شود). همچنین مشاهده می‌شود که تغییر ساختار CPA بیشترین تأثیر را برروی میزان درهم‌تنیدگی سامانهٔ اتمی دارد. مقایسهٔ نمودارهای بخش‌های (الف) و (ب) در شکل‌های ۴ و ۵ نشان می‌دهند که برخلاف انتظارمان حضور و عدم حضور ساختار اول به جزء تغییر اندک برروی تلاقی، عملاً میزان درهم‌تنیدگی کاهش نیافته است؛



شکل ۴. نمودارهای سنجهٔ 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 zها است. در این‌جا نمودارهای بالایی(پایینی) مربوط به ساختار اول(دوم) هستند.

زیرا در سامانه مورد مطالعه امکان درهم‌تنیدگی اتم‌ها از طریق فوتون‌های ناشی از گسیل خودبه‌خودی وجود دارد. این درحالی است که انتظار داشتیم که به خاطر حضور ساختار CPA این فوتون‌ها جذب شوند و درهم‌تنیدگی به شدت کاهش یابد. در ساختار دوم این کاهش را مشاهده می‌کنیم، به‌طوری‌که بیشینه مقدار تلاقی از مقدار ۰/۹ به ۰/۶۵ کاهش یافته است (بخش‌های (ج) و (د) در شکل‌های ۴ و ۵). به‌علاوه، 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 نزدیک به تیغه‌ها هستند هیچ درهم‌تنیدگی 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 از نظریه محیط‌های غیرموضعی (پاشندگی فضایی) استفاده کرد. مقایسهٔ کلیهٔ نمودارهای بالا نشان می‌دهد که سامانهٔ اتمی درحضور(عدم حضور) ساختار اول در فواصل کم‌تر از $\omega_0 z_j/c = ۲/۵$ ($\omega_0 z_j/c = ۳/۵$) و زمان‌های $\gamma_s t = ۲$ ($\gamma_s t = ۲$) درهم‌تنیدگی قابل توجه دارد. این درحالی است که سامانهٔ اتمی در هر دو وضعیت حضور و عدم حضور ساختار دوم در فواصل کم‌تر از $\omega_0 z_j/c = ۱$ و بازه‌های زمانی بسیار طولانی‌تر درهم‌تنیده است. بنابراین سامانهٔ اتمی درحضور 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 ، درهم‌تنیدگی به سمت صفر میل می‌کند.



شکل ۵. نمودارهای سنجهٔ 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 xها است. در این‌جا نمودارهای بالایی(پایینی) مربوط به ساختار اول(دوم) هستند.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، به بررسی ویژگی‌های اپتیک کوانتومی مواد جاذب کاملاً همدوس پرداخته شد. بدین منظور دو اتم یکسان را به‌طوری‌که یکی از اتم‌ها در حالت پایه و دیگری در حالت برانگیخته مهیا شده‌اند در دو طرف تیغهٔ جاذب کاملاً همدوس در فواصل یکسان از تیغه قرار دادیم و به بررسی پدیدهٔ گسیل خودبه‌خودی و جابه‌جایی لمب، تغییرات پارامترهای دسته‌جمعی و دینامیک درهم‌تنیدگی سامانهٔ اتمی در مجاورت دو نمونه تیغهٔ جاذب کاملاً همدوس بر پایهٔ متامواد و لایه‌های نازک پرداختیم. نتایج نشان می‌دهند که آهنگ‌های گسیل خودبه‌خودی، جابه‌جایی لمب و پارامترهای دسته‌جمعی با افزایش فاصلهٔ اتم‌ها از ساختارهای CPA رفتار نوسانی میرا نشان می‌دهند و در نهایت در فواصل بسیار زیاد به ترتیب به سمت مقدارشان در خلأ 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 نقطهٔ میدان در مکان اتم اول $\mathbf{r}_1=(0,0,z_0)$ با $z_0<0$ و نقطهٔ چشمه در مکان اتم دوم $\mathbf{r}_2=(0,0,z_2=d+|z_0|)$ است، به صورت زیر نشان داده می‌شود:

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)=\int\frac{d^2\kappa}{(2\pi)^2}\bar{\bar{\mathbf{G}}}^{(s)}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$$
$$=\frac{i}{8\pi^2}\int\frac{d^2\kappa\, e^{ik_{z,vac}(d+2|z_1|)}}{k_{z,vac}}\sum_{i=s,p}T_i\,\mathbf{e}_i^+\mathbf{e}_i^+, \quad (\text{پ }۱)$$

که در آن، $\mathbf{e}_i^{\pm}$ به ازای $i=s,p$ بردارهای یکهٔ متناظر با قطبش‌های s و p هستند. در این‌جا، بالانویس $\pm$ اشاره به جهت انتشار موج در راستای مثبت و منفی محور zها دارد. شایان ذکر است که تانسور گرین بالا فقط شامل سهم پراکننده 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:

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_1)=\frac{i}{8\pi^2}\int\frac{d^2\kappa}{k_{z,vac}}\sum_{i=s,p}\Big(\mathbf{e}_i^+\mathbf{e}_i^+$$
$$+e^{2ik_{z,vac}|z_1|}R_i\,\mathbf{e}_i^+\mathbf{e}_i^-\Big). \quad (\text{پ }۲)$$

در اینجا، واضح است که جملهٔ اول سهم بخش حجمی و جملهٔ دوم سهم بخش پراکننده در تانسور گرین است. ضرایب عبور و بازتاب از ساختار تیغهٔ CPA برای قطبش‌های s و p به صورت زیر داده می‌شوند [۱۵]:

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

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

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

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

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

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

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

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

اکنون با جایگذاری روابط بالا در روابط (پ ۱) و (پ ۲) و به‌کارگیری دستگاه مختصات قطبی $\boldsymbol{\kappa}=\kappa(\cos\varphi,\sin\varphi)$ و انتگرال‌گیری روی زاویهٔ سمتی φ، 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 رابطهٔ (پ۲) با جایگذاری $d+|z_0|\to|z_1|$ به دست می‌آید.

مراجع

1. C Yan, *et al.*, *Opt. Laser Technol* **101** (2018) 499.
2. X Wang, *et al.*, *Opt. Express* **26** (2018) 5488.
3. X Jin, *et al.*, *Opt. Commun*. **446** (2019) 44.
4. M Pu, *et al.*, *Plasmonics* **7** (2012) 733.
5. J Z Song, *et al.*, *New J. Phys.* **16** (2014) 33026.
6. F Monticone, C A Valagiannopoulos, and A Alu, *Phys. Rev. X* **6** (2016) 41018.
7. M Papaioannou, E Plum, and N I Zheludev, *Acs Photonics* **4** (2017) 217.
8. R E Meymand, A Soleymani, and N Granpayeh, *Opt. Commun*. **458** (2020) 124772.
9. D G Baranov, *et al.*, *Nat. Rev. Mater.* **2** (2017) 1.
10. S Huang and G S Agarwal, *Opt. Express* **22** (2014) 20936.
11. T. Roger, *et al.*, *Nat. Commun*. **6** (2015) 7031.
12. A N Vetlugin, *Phys. Rev. A* **104** (2021) 13716.
13. E Amooghorban and M Wubs, *Nanomaterials* **13** (2023) 291.
14. M M Behbahani, E Amooghorban, and A Mahdifar, *Phys. Rev. A* **94** (2016) 13854.
15. S -A Biehs and G S Agarwal, *Phys. Rev. A* **96** (2017) 22308.
16. R Tanaś and Z Ficek, *J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt*. **6** (2004) S90.
17. X Yin, *et al.*, *Sci. Rep*. **5** (2015) 15367.
18. M. Pu, *et al.*, *Opt. Express* **20** (2012) 2246.