

Research Paper

Non-Markovian Nature and Quantum Speed Limit in The Spontaneous Emission Dynamics of a Quantum Emitter in The Vicinity of a Plasmonic Core-shell Nanostructure¹

Narges Imani² and Malek Bagheri Harouni*³

Received: 2023.01.21

Revised: 2023.03.14

Accepted: 2023.04.25

Abstract

A hybrid system including a quantum emitter in the vicinity of a plasmonic core-shell nanostructure in the air is considered, and the spontaneous emission process of the emitter is investigated. The aim is to examine the effect of the plasmonic system on the quantum speed limit and the non-Markovian dynamics of the system. Using the dyadic Green's function of the system, the impact of geometric parameters such as the thickness of the plasmonic nanostructure shell and the distance between the emitter and the nanostructure on the evolution and physical behavior of the desired parameters has been investigated. According to the obtained results, by increasing the distance of the emitter from the nanostructure, the dynamics of spontaneous emission change from non-Markovian to Markovian, and the value of the non-Markovian measure tends to zero. In this condition, the quantum speed limit increases and becomes equal to the evolution time of the system. In addition, as the thickness of the shell increases, the mean value of the non-Markovian measure decreases.

Keywords: *Hybrid System, Quantum Plasmonic, Quantum Speed Limit, Non-Markovian Measure.*

¹ DOI: 10.22051/ijap.2023.42677.1311

² PhD student, Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan, Iran. Email: imani94@sci.ui.ac.ir

³ Associate Professor, Quantum Optics Group, Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan, Iran. (Corresponding Author), Email: m-bagheri@phys.ui.ac.ir



سرشت غیرمارکوفی و حد سرعت کوانتومی در دینامیک گسیل خودبه‌خودی گسیلنده کوانتومی در همسایگی نانوساختار هسته - پوسته پلاسمونی^۱

نرگس ایمانی^۲ و مالک باقری هارونی^{۳*}

تاریخ دریافت: ۱۴۰۱/۱۱/۰۱

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۱/۱۲/۲۳

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۰۲/۰۵

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال سیزدهم، پیاپی ۳۴، پاییز ۱۴۰۲

صص ۴۸ - ۶۴

چکیده:

یک سامانه آمیخته شامل یک گسیلنده کوانتومی در همسایگی یک نانوساختار هسته - پوسته پلاسمونی در هوا در نظر گرفته شده و فرایند گسیل خودبه‌خودی گسیلنده مورد بررسی قرار گرفته است. هدف، بررسی اثر سامانه پلاسمونی بر حد سرعت کوانتومی و دینامیک غیرمارکوفی سامانه است. با استفاده از تابع گرین دیادیک سامانه تاثیر پارامترهای هندسی چون ضخامت پوسته‌ی نانوساختار پلاسمونی و فاصله گسیلنده تا نانوساختار بر تحول و رفتار فیزیکی پارامترهای مورد نظر بررسی شده است. بر اساس نتایج به دست آمده، با افزایش فاصله گسیلنده از نانوساختار، دینامیک گسیل خودبه‌خودی از غیرمارکوفی به مارکوفی تبدیل شده و مقدار سنج غیرمارکوفی به صفر میل می‌کند. در این شرایط حد سرعت کوانتومی افزایش یافته و برابر با زمان تحول سامانه می‌شود. افزون بر این، با افزایش ضخامت پوسته، متوسط میزان سنج غیرمارکوفی کاهش می‌یابد.

واژگان کلیدی: سامانه آمیخته، پلاسمونیک کوانتومی، حد سرعت کوانتومی، سنج غیرمارکوفی.

^۱ DOI: 10.22051/ijap.2023.42677.1311

^۲ دانشجوی دکتری، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران. Email: imani94@sci.ui.ac.ir

^۳ دانشیار، گروه پژوهشی اپتیک کوانتومی، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران. (نویسنده مسئول).

Email: m-bagheri@phys.ui.ac.ir



۱. مقدمه

برهمکنش تابش الکترومغناطیسی با فلزها به صورت گسترده‌ای پیرو رفتار الکترون‌های رسانشی درون فلزها است. در بسامدهای اپتیکی، میدان الکترومغناطیسی فرودی بر فلزات می‌تواند نوسان‌های چگالی بار سطحی و حجمی گاز الکترون آزاد درون فلز را تقویت کند. به کوانتای این نوسان‌های تقویت شده، پلاسمون یا پلاسمون-پلاریتون می‌گویند. ویژگی مشخصه‌ی برهمکنش نانو ساختارهای فلزی با تابش الکترومغناطیسی، وجود پلاسمون-پلاریتون‌های جایگزیده است [۱]. با تاباندن میدان مناسب به فصل مشترک فلز-دی الکتریک، پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی برانگیخته شده و این برانگیختگی منجر به میدان اپتیکی نزدیک به شدت تقویت شده در سطح فلز می‌شود. این میدان به لحاظ فضایی روی سطح فلز محصور است و شدت آن نسبت به وضعیتی که بسامد میدان فرودی در تشدید با پلاسمون پلاریتون‌ها نیست، افزایش پیدا می‌کند.

اگر ذره‌ای با ابعاد زیر طول موجی داشته باشیم، تاباندن میدان سبب جابه‌جایی گاز الکترونی نسبت به شبکه بارهای مثبت پس‌زمینه می‌شود. در این وضعیت گاز الکترونی از سوی بارهای مثبت نیروی بازگرداننده‌ای را تجربه می‌کند و این نیرو سبب به وجود آمدن یک تشدید ذره-پلاسمون پلاریتون جایگزیده^۱ می‌شود. بسامد این تشدید به هندسه نانو ذره بستگی دارد [۱، ۲]. پلاسمون‌های سطحی میدان‌های الکترومغناطیسی را در مقیاس زیر طول موجی که بسیار کمتر از حد پراش اپتیکی ($\lambda/2$) است، محصور می‌کنند. λ طول موج میدان فرودی در ناحیه مرئی است. توانایی پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی در تقویت شدید میدان نزدیک و محصور سازی زیر طول موجی میدان تا ابعاد زیر حد پراش، کاربردهای وسیعی را امکان‌پذیر کرده است. نمونه‌ای از این کاربردها مدارهای فوتونیک نانومقیاس [۱، ۳]، تقویت‌کننده‌های اپتیکی [۴، ۵]، پراکندگی رامان تقویت شده سطحی [۶، ۷] و زیست حسگرها [۸، ۹] هستند.

کوچک شدن ابعاد ساختارهای پلاسمونی سبب ورود به حوزه پلاسمونیک کوانتومی می‌شود. بررسی پلاسمون-پلاریتون‌ها با رویکرد شبه‌ذره‌ای سبب شده تا ویژگی‌های کوانتومی پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی با موفقیت آشکار شود [۱۰]. برای مثال ثابت شده که پلاسمون-پلاریتون‌ها توانایی حفظ درهم‌تنیدگی در درجه‌های آزادی مختلف فوتون‌ها در حین تبادل فوتون-پلاسمون پلاریتون-فوتون را دارند [۱۱-۱۳]. همچنین، با استفاده از موجبرهای پلاسمونی، تولید تک پلاسمون پلاریتون انتشاری [۱۴]، جفت‌شدگی قوی و همدوس پلاسمون-پلاریتون‌های انتشاری با

¹ Localized plasmon polariton

گسیلند کوانتومی [۱۵] و دوگانگی موج و ذره [۱۶] به صورت تجربی مشاهده شده است. با توجه به این دستاوردها، ساخت مدارهای مجتمع فوتونیک کوانتومی با استفاده از پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی انتشاری، قابل تحقق است. از سوی دیگر، نانو‌کاواک‌های پلاسمونی سبب تسهیل برهمکنش ماده-تابش در رژیم قوی شده‌اند. این کار توسط چلانیدن نور تا حجم‌های زیر طول موجی صورت می‌گیرد [۱۰]. به واسطه پیشرفت‌های کنونی در روش‌های ساخت نانو‌ساختارها [۱۷]، امکان ساخت ساختارهای آمیخته، متشکل از نانوذرات فلزی و سامانه‌های کوانتومی دیگر که نقش گسیلنده کوانتومی را بازی می‌کنند فراهم شده است [۱۰]. در این سامانه‌های آمیخته، نانوذره فلزی به دلیل محصور کردن تابش و پلاسمون-پلاریتون جایگزیده در نزدیکی خودش نقش یک نانو‌کاواک را داشته که می‌تواند با گسیلنده برهمکنش داشته باشد [۱۸].

مشاهده و کنترل تجربی ویژگی‌های کوانتومی مشخصه سامانه‌های کوانتومی، اغلب به دلیل جفت‌شدگی سامانه به یک محیط نوفه‌دار، به شدت دشوار و حتی گاهی غیرقابل انجام است. از این رو سامانه‌های کوانتومی حقیقی باز هستند و دینامیک آن‌ها توسط یک تحول زمانی غیریکانی بیان می‌شود. یک روش بررسی دینامیک سامانه‌های باز، رویکرد معادله اصلی^۱ است. در ساده‌ترین وضعیت، مولد معادله اصلی مستقل از زمان است و این موضوع منجر به یک نیم‌گروه دینامیکی می‌شود. اگر دینامیک یک سامانه کوانتومی به صورت اساسی از دینامیک نیم‌گروه منحرف شود، دینامیک غیرمارکوفی نامیده می‌شود و در سامانه می‌توان از فرآیندهای غیرمارکوفی سخن گفت. اغلب به دلیل کوچک نبودن زمان همبستگی محیطی در مقایسه با زمان‌های واهمدوسی یا واهلش سامانه، جفت‌شدگی قوی سامانه-محیط، حمام‌های ساختاریافته یا غیربی‌نهایت، دماهای کم یا همبستگی‌های زیاد در حالت اولیه سامانه-محیط، دینامیک سامانه باز غیرمارکوفی می‌شود [۱۹]. فرآیندهای غیرمارکوفی در نظریه فرآیندهای تصادفی کلاسیکی کاملاً شناخته شده است و برای نمایش اثرهای حافظه در تحول زمانی سامانه باز استفاده می‌شود. اثرهای حافظه به معنی از دست رفتن همبستگی‌های سامانه در حین برهمکنش با محیط و بازیابی این همبستگی‌ها پس از مدتی توسط سامانه است. این اثرها در دینامیک سامانه باز، ویژگی‌های مشخصه محیط را منعکس می‌کند و همین مساله چشم‌انداز وسیعی از کاربردها را می‌گشاید [۱۹]. برای مثال، استفاده از یک سامانه باز کوچک به عنوان کاوشگر کوانتومی برای تعیین ویژگی‌های غیربدیهی یک محیط پیچیده، همچون نقطه بحرانی گذار فاز [۲۰، ۲۱] و کاربردهای متنوع دیگری همچون مترولوژی [۲۲]، حرکت براونی

^۱ Master equation



کوانتومی در سامانه‌های اپتومکانیکی [۲۳]، درهم‌تنیدگی حالت پایا [۲۴]، معادلات اصلی پدیده شناختی [۲۵]، فرآیندهای انتقال انرژی در ترکیب‌های فوتوستتزی [۲۶] و دیگر کاربردها مورد بحث قرار گرفته‌اند.

از سویی دیگر، مکانیک کوانتومی یک حد بنیادی بر روی سرعت تحول سامانه‌های کوانتومی ایجاد می‌کند. این حد از انرژی سامانه نشأت می‌گیرد. بنابراین، حد مورد اشاره به رابطه عدم قطعیت در انرژی و زمان مرتبط می‌شود. در حقیقت اصل عدم قطعیت، حدی بر روی سرعت تحول مشاهده‌پذیرها اعمال می‌کند که تحت عنوان حد سرعت کوانتومی شناخته می‌شود [۲۷]. کمترین زمان مورد نیاز برای انتقال یک حالت کوانتومی به حالت کوانتومی متمایز دیگری که از حالت اول فاصله دارد، زمان حد سرعت کوانتومی نامیده می‌شود. از این رو، این کمیت مشخص می‌کند که یک سامانه کوانتومی تا چه حد می‌تواند سریع تحول یابد. در پردازش اطلاعات کوانتومی، توانایی تبدیل یک حالت به حالت متعادل بر خودش از گام‌های ابتدایی فرآیند محاسبه کوانتومی در نظر گرفته می‌شود [۲۸] و دانستن مدت زمان انجام این تبدیل سرعت پردازش را مشخص می‌کند. حد سرعت کوانتومی در حوزه‌های مختلف شامل ارتباطات کوانتومی، مشخص نمودن حد دقت در متروالوژی کوانتومی، فرمولبندی حدهای محاسباتی سامانه‌های فیزیکی و توسعه الگوریتم‌های کنترل اپتیکی بهینه کوانتومی نقش پررنگی ایفا می‌کند [۲۸-۳۳].

با توجه به کنترل‌پذیری سامانه‌های آمیخته‌ی شامل افزاره‌های پلاسمونی، از راه تغییر قطر و هندسه نانو ساختار فلزی، تغییر فاصله نانو ساختار از گسیلنده، شرایط لازم برای بررسی مسائلی همچون وابستگی اثرهای حافظه و حد سرعت کوانتومی به پارامترهای قابل کنترل سامانه آمیخته فراهم است. در این مقاله فاصله گسیلنده کوانتومی از نانو ساختار فلزی کروی شکل متشکل از هسته - پوسته پلاسمونی و ضخامت پوسته، متغیرهای مورد مطالعه ما هستند. اثر این پارامترهای هندسی قابل کنترل را بر روی زمان حد سرعت کوانتومی و میزان غیرمارکوفی بودن دینامیک سامانه بررسی خواهیم کرد.

ساختار این مقاله، به شکل خلاصه، بدین شرح است: در بخش ۲ به بررسی دینامیک گسیلنده کوانتومی در مجاورت نانو ساختار می‌پردازیم. سنجه غیرمارکوفی و حد سرعت کوانتومی در بخش ۳ معرفی شده و اثر پارامترهای هندسی بر آن‌ها مورد بررسی قرار می‌گیرد. سرانجام، در بخش ۴ نتایج بدست آمده از مطالعه به صورت خلاصه برجسته می‌گردد.

۲. دینامیک گسیلنده کوانتومی

بر اساس شکل ۱، یک گسیلنده کوانتومی^۱ دوترازی با بسامد گذار ω_0 را در فاصله D از سطح بیرونی یک نانو ساختار هسته- پوسته پلاسمونی کروی با شعاع هسته R و ضخامت پوسته l در نظر می‌گیریم. مبدا دستگاه مختصات در مرکز ساختار نانو ساختار هسته-پوسته کروی فرض شده و گسیلنده روی محور z قرار گرفته است. هامیلتونی کل این سامانه به صورت:

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_F + \hat{H}_{AF}, \quad (1)$$

است [۳۴]. اولین جمله انرژی گسیلنده کوانتومی، دومین جمله انرژی میدان الکترومغناطیسی در حضور نانو ساختار پلاسمونی و سومین جمله مربوط به برهمکنش بین گسیلنده کوانتومی و میدان الکترومغناطیسی است. با استفاده از جفت‌شدگی چندقطبی، هامیلتونی برهمکنش به صورت $\hat{H}_{AF} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r})$ تعریف می‌شود که در آن $\boldsymbol{\mu} = |\mu|(0, 0, \hat{z})$ گشتاور دوقطبی گسیلنده کوانتومی و

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) &= \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}) + \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}); & \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}) &= [\hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r})]^\dagger; & \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}) &= \int_0^\infty d\omega \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega), \\ \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) &= i \sqrt{\frac{1}{\pi \epsilon_0}} \frac{\omega^2}{c^2} \int d\mathbf{r}' \sqrt{\epsilon_l(\mathbf{r}', \omega)} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}', \omega), \end{aligned} \quad (2)$$

عملگر میدان الکتریکی در حضور نانو ساختار پلاسمونی است که در آن c سرعت نور، $\hat{\mathbf{f}}^\dagger(\mathbf{r}, \omega)$ و $\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}, \omega)$ به ترتیب عملگرهای بوزونی خلق و نابودی برانگیختگی‌های آمیخته پلاسمون-پلاریتون جایگزیده هستند و از رابطه جابه‌جایی $[\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}, \omega), \hat{\mathbf{f}}^\dagger(\mathbf{r}, \omega)] = 1$ پیروی می‌کنند. همچنین $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ تانسور گرین کلاسیکی ساختار هسته-پوسته کروی است که تمام هندسه و شرایط مرزی را در خود دارد [۳۵] و از معادله هلمهولتز زیر به دست می‌آید:

$$\left[\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_l(\mathbf{r}, \omega) - \nabla \times \nabla \times \right] \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -\mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (3)$$

در این رابطه \mathbf{I} دیادیک یکه و $\epsilon_l(\mathbf{r}, \omega)$ بخش موهمی تابع دی‌الکتریک نانو ساختار کروی است. با استفاده از روابط معرفی شده، هامیلتونی کل سامانه ($\hbar = 1$) با استفاده از تقریب موج چرخان^۲ (RWA) به صورت

¹ Quantum Emitter

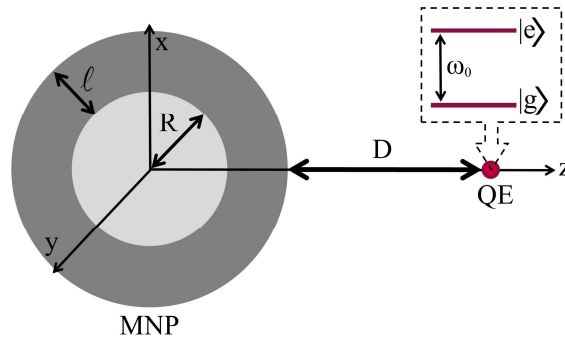
² Rotating Wave Approximation



$$\hat{H} = \omega_0 |e\rangle\langle e| + \int d\mathbf{r}' \int_0^\infty d\omega \omega \hat{\mathbf{f}}^\dagger(\mathbf{r}', \omega) \cdot \hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}', \omega) + \int d\mathbf{r}' \int_0^\infty d\omega [g(\mathbf{r}', \omega) |e\rangle\langle g| \hat{\mathbf{f}}(\mathbf{r}', \omega) + \text{H.c.}], \quad (4)$$

نوشته می‌شود. عبارت اول \hat{H}_A ، عبارت دوم \hat{H}_F و عبارت سوم نشان‌دهنده برهمکنش بین گسیلنده و پلاسمون-پلاریتون‌های جایگزیده نانوساختار پلاسמוنی، \hat{H}_{AF} ، است. در اینجا فرض کرده‌ایم که مبدأ انرژی بر روی تراز پایه گسیلنده کوانتومی قرار دارد. کمیت $g(\mathbf{r}, \omega)$ ثابت جفت‌شدگی گسیلنده کوانتومی با برانگیختگی‌های آمیخته بوده و به صورت

$$g(\mathbf{r}, \omega) = -i \sqrt{\frac{1}{\pi \epsilon_0}} \frac{\omega^2}{c^2} \sqrt{\epsilon_l(\mathbf{r}, \omega)} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) \cdot \boldsymbol{\mu}, \quad (5)$$



شکل ۱ پیکربندی یک گسیلنده کوانتومی دوترازی با بسامد گذار ω_0 که در فاصله D از سطح یک نانوساختار هسته-پوسته پلاسמוنی کروی با شعاع هسته R و ضخامت پوسته l قرار گرفته است. این گسیلنده دارای گشتاور دوقطبی $\boldsymbol{\mu} = |\mu| (0, 0, \hat{z})$ است. این سامانه آمیخته در هوا ($\epsilon_b = 1$) قرار داده شده است.

تعریف می‌شود. برای بدست آوردن داده‌های سامانه، معادله شرودینگر سامانه کل (گسیلنده کوانتومی به همراه محیط پلاسمونی) را در نظر می‌گیریم. حالت سامانه در زمان t به صورت

$$|\psi(t)\rangle = C_e(t) e^{-i\omega_0 t} |e, 0_\omega\rangle + \int d\mathbf{r} \int_0^\infty d\omega C(\mathbf{r}, \omega, t) e^{-i\omega t} |g, 1_{\mathbf{r}, \omega}\rangle, \quad (6)$$

در نظر گرفته می‌شود که در این حالت $|g, 1_{\mathbf{r}, \omega}\rangle = \hat{\mathbf{f}}^\dagger(\mathbf{r}', \omega) |g, 0_\omega\rangle$ و $|n, a\rangle = |n\rangle \otimes |a\rangle$ و $|n\rangle (n = e, g)$ ویژه پایه‌های هامیلتونی گسیلنده دوترازی و $|a\rangle (a = 1_{\mathbf{r}, \omega}, 0_\omega)$ پایه‌های

عددی میدان پلاسمون- پلاریتون جایگزیده، میدان الکترومغناطیسی تغییر یافته به سبب حضور نانو ساختار هسته- پوسته پلاسمونی، است. با به کار گیری معادله شرودینگر $i\dot{\psi}(t) = \hat{H} \psi(t)$ ، معادله دیفرانسیل انتگرالی زیر

$$\begin{aligned} \dot{C}_e(t) &= i \int_0^t dt' K(t-t') C_e(t'), \\ K(t-t') &= i \int_0^\infty d\omega e^{-i(\omega-\omega_0)(t-t')} J(\omega), \end{aligned} \quad (7)$$

$$J(\omega) = \int d\mathbf{r} g(\mathbf{r}, \omega) \partial_r \partial_\omega [g(\mathbf{r}, \omega)] = \frac{\omega^2 \mu^2}{\pi \epsilon_0 c^2} \text{Im}[\mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0, \omega)] = \frac{1}{2\pi} \Gamma(\omega),$$

بدست می‌آید. $K(t-t')$ هسته معادله دیفرانسیل انتگرالی $C_e(t)$ ، چگالی طیفی محیط پلاسمونی، $\text{Im}[\mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0, \omega)]$ بخش موهومی تابع گرین نانو ساختار، ∂_r و ∂_ω به ترتیب مشتق جزئی نسبت به \mathbf{r} و ω هستند. $\Gamma(\omega)$ نرخ واهلش گسیلنده در حضور نانو ساختار پلاسمونی است. ضریب تناسب بین $\Gamma(\omega)$ و نرخ واهلش در فضای آزاد گسیلنده $\Gamma_0(\omega)$ ضریب پارسل^۱ که $\text{Im}[\mathbf{G}_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0, \omega)] = \frac{\omega}{6\pi c} \mathbf{1}$ چون در فضای آزاد $\Gamma(\omega) = \lambda(D, \omega) \Gamma_0(\omega)$ نامیده می‌شود.

در آن $\mathbf{G}_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0, \omega)$ تانسور گرین فضای آزاد است، بنابراین

$$\Gamma_0(\omega) = \frac{\omega_0^3 \mu^2}{3\pi \epsilon_0 c^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \equiv \Gamma_0(\omega_0) \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3. \quad (8)$$

در اینجا $\Gamma_0(\omega_0) = 1/\tau_0$ و τ_0 زمان واهلش فضای آزاد گسیلنده کوانتومی است و در این مقاله برابر با $\tau_0 = 4 \text{ ps}$ در نظر گرفته شده است [۳۶]. در سامانه حاضر ضریب پارسل را با کمک رابطه

$$\lambda^z(D, \omega) = 1 + \frac{6\pi c}{\omega \sqrt{\epsilon_b}} \text{Im}[\mathbf{G}_{zz}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0, \omega)], \quad (9)$$

محاسبه می‌کنیم. که در آن، ϵ_b ثابت گذردهی محیط و \mathbf{G}_{zz} بخش القایی تانسور گرین نانو ساختار است [۳۷]. با توجه به وجود عبارت $e^{-i(\omega-\omega_0)(t-t')}$ ، سهم اصلی در هسته انتگرال رابطه (۷) اطراف ω_0 بسامد است. از این رو، می‌توانیم با استفاده از تقریب پیوستار تخت^۲ (FCA)، $(\omega/\omega_0)^3 \approx 1$

¹ Purcell Factor

² Flat Continuum Approximation



در نظر بگیریم. بنابراین در این تقریب چگالی طیفی $J_{FCA}(\omega) = (1/2\pi)\lambda(D, \omega)\Gamma_0(\omega_0)$ است. برای حل معادله دیفرانسیل-انتگرالی (۷) از روش معادلات دیفرانسیل مد موثر^۱ (*EMDES*) بهره می‌گیریم [۳۶]. بر اساس این روش، در معادلات (۷)، هسته انتگرال $K(t-t')$ را به صورت مجموع M جمله، بر حسب بسامدهای موثر ω_j ، تا دقت مطلوب بسط می‌دهیم:

$$K_{FCA}(t-t') = i \sum_{j=1}^M e^{-i(\omega_j - \omega_0)(t-t')} J_{FCA}(\omega_j) \quad (10)$$

با جایگذاری این رابطه در معادلات (۷) داریم:

$$\begin{aligned} \dot{C}_e(t) &= i \sum_{j=1}^M e^{i(\omega_0 - \omega_j)t} W_j(t) \\ \dot{W}_j(t) &= i e^{-i(\omega_0 - \omega_j)t} J_{FCA}(\omega_j) C_e(t) \end{aligned} \quad (11)$$

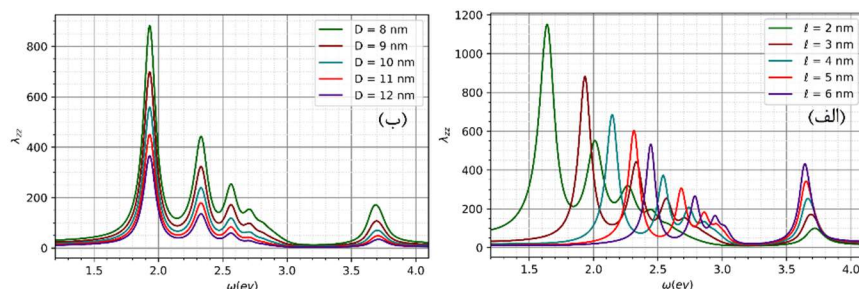
با تعریف $\tilde{C}_e(t) = e^{-i\omega_0 t} C_e(t)$ ، $\tilde{W}_j(t) = e^{-i\omega_j t} W_j(t)$ و بردار $\tilde{C}(t) = [\tilde{C}_e(t), \tilde{W}_1(t), \dots, \tilde{W}_M(t)]^T$ معادله ماتریسی $\dot{\tilde{C}}(t) = i\mathbf{H}\tilde{C}(t)$ بدست می‌آید، که در آن \mathbf{H} ماتریس ضرایب و بالانویس \mathbf{T} نماد ترانهاده است. مولفه‌های غیرصفر ماتریس \mathbf{H} برابر با $H_{1j} = -\omega_0$ ، $H_{1j} = 1$ ، $H_{j1} = J_{FCA}(\omega_{j-1})$ و $H_{jj} = -\omega_{j-1}$ به ازای $(j = 2: M+1)$ هستند. با کمک ویژه مقادیر α_j و ماتریس ویژه بردارهای ماتریس ضرایب، می‌توان $\tilde{C}(t)$ را به صورت $\tilde{C}(t) = e^{i\mathbf{H}t} \tilde{C}(0) = \mathbf{L} e^{i\mathbf{H}t} \mathbf{L}^{-1} \tilde{C}(0)$ بدست آورد. در این رابطه \mathbf{H}_D ماتریس قطری شامل ویژه مقادیر است. چون ماتریس \mathbf{H} هرمیتی نیست، بنابراین $\mathbf{L}^{-1} \neq \mathbf{L}^\dagger$ است. برای انجام محاسبات، هسته‌ای به شعاع $R = 14 \text{ nm}$ و از جنس سولفید طلا، Au_2S ، در نظر گرفته شده است. این ماده دی‌الکتریک بوده و ثابت دی‌الکتریک آن برابر $\epsilon_c = 5.4$ است [۳۵]. پاسخ الکترومغناطیسی پوسته را با در نظر گرفتن اثرات اندازه نانو ساختار، با کمک تابع دی‌الکتریک

$$\epsilon_m(\omega, \ell) = \epsilon_{\text{exp}}(\omega) + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma_{\text{bulk}}} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma(\ell)}, \quad (12)$$

توصیف می‌کنیم که $\Gamma(\ell) = \Gamma_{\text{bulk}} + Av_F / \ell$ ثابت میرایی است و مقدار عددی پارامترهای آن به ازای پوسته نقره (*Ag*) به صورت، $\Gamma_{\text{bulk}} = 0.03 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ، ثابت میرایی نقره کپه‌ای، $v_F = 1.39 \times 10^8 \text{ cm/s}$ سرعت فرمی الکترون‌های رسانش در نقره، ℓ بعد مشخصه‌ای است که

¹ Effective Mode Differential Equations

به هندسه نانو ساختار مرتبط است و در هندسه مورد نظر ما برابر با ضخامت پوسته نانو ساختار است. افزون بر این، A ثابتی است که در نظریه به هندسه نانو ساختار مرتبط است و با توجه به آزمایش‌ها بهترین مقدار برای این ثابت برابر با $A = 0.25$ است. همچنین، $\omega_p = 1.3987 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ بسامد پلاسمون کپه‌ای و $\varepsilon_{\text{exp}}(\omega)$ تابع دی‌الکتریک تجربی وابسته به فرکانس است که از منبع [۳۷] گرفته شده است. در نتایج این مقاله از $M = 1000$ و بازه بسامدی $\omega \in [1\text{eV}, 4\text{eV}]$ استفاده شده است. برای بدست آوردن نتایج، نیازمند محاسبه تابع گرین ساختار مورد بررسی هستیم. تابع گرین برای ساختار هسته-پوسته کروی در منبع [۳۵] داده شده است.



شکل ۲ ضریب پارسل نانو ساختار هسته-پوسته کروی (Au_2S/Ag) که در هوا ($\varepsilon_b = 1$) قرار گرفته است. (الف) ضریب پارسل به ازای ضخامت‌های پوسته متفاوت برای $D = 8 \text{ nm}$. (ب) ضریب پارسل به ازای فواصل مختلف گسیلنده از نانو ساختار برای $\ell = 3 \text{ nm}$.

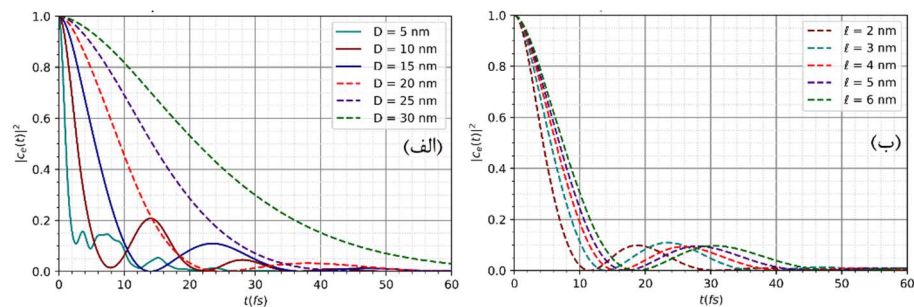
با رسم ضریب پارسل نانو ساختار هسته-پوسته کروی (Au_2S/Ag) به ازای ضخامت‌های متفاوت پوسته کروی، ℓ ، و $D = 8 \text{ nm}$ مطابق شکل ۲-الف) در می‌یابیم که با افزایش ضخامت پوسته، مد تشدید دوقطبی نانو ساختار از خود جابه‌جایی به آبی^۱ نشان می‌دهد و بزرگی ضریب پارسل به ازای ℓ های کوچک‌تر، مقادیر بزرگ‌تری اختیار می‌کند. همچنین مد غالب، مد دوقطبی است و در فرکانس مشخص و تمییز پذیری قله دارد؛ بنابراین ما در این مقاله صرفاً مد دوقطبی را در نظر گرفته و مشارکت مدهای چند قطبی را نادیده می‌گیریم. در شکل ۲-ب) نیز ضریب پارسل به ازای فواصل مختلف گسیلنده از نانو ساختار، D ، برای $\ell = 3 \text{ nm}$ رسم شده است. با توجه به شکل با افزایش فاصله از نانو ساختار فلزی، بزرگی ضریب پارسل کوچک می‌شود، اما بسامد تشدید مدها تغییری نمی‌کند. از این رو، تغییر ضخامت پوسته بسامد تشدید و تغییر فاصله D بزرگی ضریب پارسل را

^۱ Blue shift



تغییر می‌دهد. به ازای ضخامت‌های [2 nm, 3 nm, 4 nm, 5 nm, 6 nm] بسامد تشدید مد دوقطبی پلاسمونی نانو ساختار هسته- پوسته به ترتیب به صورت [1.638 eV, 1.938 eV, 2.144 eV, 2.313 eV, 2.443 eV] تغییر می‌کند.

با کمک بسامدهای تشدید بدست آمده می‌توان تحول جمعیت تراز برانگیخته گسیلنده کوانتومی را مورد بررسی قرار داد. شکل ۳ تحول جمعیت تراز برانگیخته گسیلنده کوانتومی در همسایگی نانو ساختار پلاسمونی را نمایش می‌دهد. در شکل ۳-الف) تحول جمعیت به ازای فواصل مختلف گسیلنده از نانو ساختار و برای $\ell = 3 \text{ nm}$ رسم شده است. انرژی بین ترازهای پایه و برانگیخته گسیلنده در تشدید با بسامد مد دوقطبی نانو ساختار به ازای ضخامت $\ell = 3 \text{ nm}$ در نظر گرفته شده است. با توجه به شکل، دینامیک گسیلنده در فواصل نزدیک به نانو ساختار میرایی نوسانی دارد که این رفتار ویژگی مشخصه دینامیک غیر مارکوفی است. با افزایش فاصله بین گسیلنده و نانو ساختار، دینامیک از غیر مارکوفی به مارکوفی تغییر می‌کند. برای مثال در فاصله ۳۰ نانومتری رفتاری کاملاً مارکوفی، میرایی بدون نوسان، دارد. در شکل ۳-ب) نیز تحول جمعیت به ازای ضخامت‌های مختلف پوسته و برای $D = 15 \text{ nm}$ رسم شده است. با توجه به این شکل با افزایش ضخامت پوسته، دینامیک گسیلنده همچنان غیر مارکوفی است اما دامنه و دوره نوسانات تحول جمعیت کاهش می‌یابد.



شکل ۳ تحول جمعیت تراز برانگیخته گسیلنده کوانتومی در مجاورت نانو ساختار هسته- پوسته پلاسمونی. (الف) به ازای فواصل مختلف گسیلنده از نانو ساختار هسته- پوسته پلاسمونی برای $\ell = 3 \text{ nm}$. (ب) به ازای ضخامت پوسته مختلف و فاصله $D = 15 \text{ nm}$.

در تمامی محاسبات این مقاله، فاصله گسیلنده از نانو ساختار بیش از پنج نانومتر در نظر گرفته شده است. چرا که در فواصل کمتر از پنج نانومتر شاهد بروز اثرهای کوانتومی همچون ناموضعیست هستیم

[۱۰] و باید ویرایش‌هایی بر روی مدل‌سازی ریاضی صورت گیرد. برای صرف نظر از این ویرایش‌ها، از فواصل کمتر از پنج نانومتر چشم‌پوشی نمودیم.

۳. حد سرعت کوانتومی و سنجه غیرمارکوفی

رفتار غیرمارکوفی دینامیک گسیل خودبه‌خودی یک گسیلنده کوانتومی که در همسایگی نانو ساختار پلاسمونی قرار گرفته است را می‌توان با استفاده از سنجه‌های غیرمارکوفی^۱ مختلفی بررسی کرد [۳۸]. در اینجا از یک سنجه غیرمارکوفی به نام I استفاده می‌کنیم که توسط ریواس، هولگا و پلنیو^۲ (RHP) پیشنهاد شده است [۳۹]. برای محاسبه سنجه غیرمارکوفی، ابتدا نرخ واهلش وابسته به زمان توسط رابطه $\gamma(t) = -2\text{Re}(\dot{C}_e(t) / C_e(t))$ محاسبه شده و سپس سنجه به صورت زیر تعریف می‌شود [۳۸]:

$$I = \int_{\gamma(t) < 0} dt \gamma(t). \quad (۱۳)$$

توجه شود که انتگرال در این معادله فقط بر روی بازه‌هایی از زمان انجام می‌گیرد که نرخ واهلش در آن بازه منفی است.

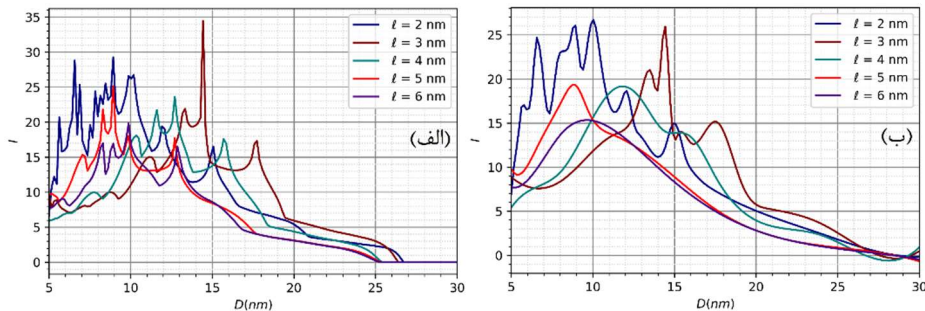
در نمودارهای (الف) و (ب) شکل ۴، تغییرات سنجه غیرمارکوفی را نسبت به افزایش فاصله بین گسیلنده کوانتومی و نانو ساختار پلاسمونی مشاهده می‌کنیم. این شکل‌ها به ازای پنج ضخامت پوسته مختلف رسم شده‌اند. شکل ۴-الف) مقدار سنجه غیرمارکوفی را به ازای فواصل ۵ تا ۳۰ نانومتری گسیلنده از نانو ساختار نمایش می‌دهد. همانطور که از شکل پیداست، مقدار سنجه در برخی نقاط دارای ترتیب ویژه‌ای است؛ یعنی به ازای یک فاصله ویژه، با افزایش ضخامت، مقدار سنجه کاهش می‌یابد. اگرچه، در برخی نقاط نیز این ترتیب وجود ندارد و لزوماً با افزایش ضخامت، مقدار سنجه کاهش یا افزایش نمی‌یابد. با محاسبه متوسط مقدار سنجه در بازه طولی در نظر گرفته شده، در می‌یابیم که با افزایش ضخامت پوسته، مقدار متوسط سنجه کاهش می‌یابد. مقدار متوسط سنجه غیرمارکوفی به ترتیب به ازای ضخامت‌های کوچک به بزرگ از چپ به راست به صورت [9.59, 8.44, 7.67, 6.81, 6.22] است. همچنین با افزایش ضخامت، مقدار سنجه سریع‌تر صفر می‌شود. این فواصل نیز به ترتیب از چپ به راست به صورت

¹ NonMarkovianity Measure

² Rivas, Huelga, Plenio



شکل ۴- (ب) نیز مقدار سنجه $[26.85 \text{ nm}, 26.54 \text{ nm}, 25.59 \text{ nm}, 25.47 \text{ nm}, 25.44 \text{ nm}]$ هستند. شکل ۴- (ب) نیز مقدار سنجه غیرمارکوفی هموار شده را نمایش می دهد که در آن تفاوت مقادیر سنجه به ازای فواصل مختلف بین گسیلنده تا نانوذره به ازای ضخامت های پوسته مختلف، روشن تر است. نتایج شکل ۴ در هماهنگی با نتایج شکل ۳ است، که در آن مشاهده شد در فواصل بیشتر از ۲۵ نانومتر، رفتار دینامیکی سامانه به مارکوفی تبدیل می شود.



شکل ۴ وابستگی سنجه غیرمارکوفی، I ، مربوط به دینامیک گسیل خودبه خود یک گسیلنده کوانتومی در همسایگی نانو ساختار هسته- پوسته پلاسمونی کروی به ضخامت پوسته، l ، و فاصله گسیلنده از نانو ساختار D . (الف) مقدار سنجه غیرمارکوفی به ازای فواصل ۵ تا ۳۰ نانومتری گسیلنده از نانو ساختار و پنج ضخامت پوسته متفاوت. (ب) مقدار سنجه غیرمارکوفی هموار شده^۱ به ازای فواصل ۵ تا ۳۰ نانومتری گسیلنده از نانو ساختار و پنج ضخامت پوسته متفاوت.

یکی از کمیت های مهم در تعیین دینامیک، مفهوم حد سرعت کوانتومی است. این کمیت تعیین کننده سرعت تحول سامانه است. همانطور که پیش از این اشاره کردیم، حد سرعت کوانتومی یک حد کمینه بر روی زمان تحول کمینه دینامیک سامانه کوانتومی باز مشخص می کند. زمان حد سرعت کوانتومی را می توان بر حسب سنجه غیرمارکوفی به صورت زیر تعریف کرد [۳۹]:

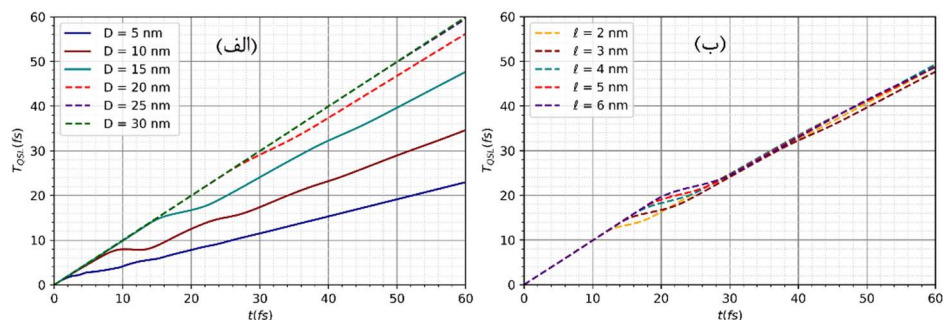
$$\tau_{QSL} = t / \left(2\tilde{N}(t) / (1 - |C_e(t)|^2) + 1 \right), \quad (14)$$

که در آن،

$$\tilde{N}(t) = 0.5 \left(\int_0^t \left| \partial_{t'} [C_e(t) C_e^*(t')] \right| dt' + [C_e(t) C_e^*(t)] - 1 \right), \quad (15)$$

¹ Smoothed

است. حد سرعت کوانتومی دینامیک گسیلنده کوانتومی در مجاورت نانوساختار هسته- پوسته پلاسمونی در شکل ۵ رسم شده است. شکل ۵- (الف) مقدار حد سرعت کوانتومی را به ازای فواصل مختلف گسیلنده از نانوساختار و برای ضخامت $\ell = 3 \text{ nm}$ نمایش می‌دهد. با توجه به شکل، با افزایش فاصله، دینامیک مارکوفی می‌شود. هر چه دینامیک غیرمارکوفی تر باشد، مقدار حد سرعت کوانتومی، τ_{QSL} ، از زمان تحول سامانه، t ، کوتاه‌تر است و با مارکوفی شدن دینامیک، مقدار حد سرعت کوانتومی و زمان تحول سامانه با هم برابر می‌شوند. یعنی در این شرایط نمودار به خط $t = \tau_{QSL}$ تبدیل می‌شود. برای نمونه، به ازای فاصله ۳۰ نانومتری شاهد دینامیک کاملاً مارکوفی هستیم. نتایج این شکل، کاملاً با نتایج شکل ۳- (الف) و شکل ۴ هم‌سو است. در شکل ۵- (ب) نیز حد سرعت کوانتومی به ازای ضخامت‌های مختلف و فاصله $D = 15 \text{ nm}$ گسیلنده از نانوساختار رسم شده است. با توجه به شکل، با افزایش ضخامت پوسته، دینامیک گسیلنده تقریباً مارکوفی تر شده و به خط $t = \tau_{QSL}$ نزدیک می‌شود. این نتیجه نیز هم‌سو با نتایج دو شکل ۳- (ب) و شکل ۴ است.



شکل ۵ زمان حد سرعت کوانتومی دینامیک گسیلنده در همسایگی نانوساختار هسته- پوسته پلاسمونی کروی. (الف) به ازای فواصل مختلف گسیلنده از نانوساختار هسته- پوسته پلاسمونی برای $\ell = 3 \text{ nm}$. (ب) به ازای ضخامت پوسته مختلف و فاصله $D = 15 \text{ nm}$.

نتایج بدست آمده در محاسبات ما در هماهنگی کامل با نتایج گزارش شده در مقالات [۴۰،۳۸] است. در این مقالات هندسه‌های مختلف و مواد پلاسمونیک متفاوتی در نظر گرفته شده‌اند و اولویت کاری مقایسه مقادیر سنجه غیرمارکوفی و حد سرعت کوانتومی به ازای نرخ‌های مختلف واهلش گسیلنده در فضای آزاد، Γ_0 ، است. همچون نتایج این مقالات با دور شدن از نانوساختار، دینامیک مارکوفی و مقدار سنجه غیرمارکوفی صفر می‌شود. همچنین مقدار سنجه حد سرعت کوانتومی برابر با زمان تحول دینامیک گسیلنده می‌شود.



۴. نتیجه گیری

در این مقاله یک سامانه آمیخته شامل یک گسیلنده کوانتومی در همسایگی یک نانوساختار هسته-پوسته پلاسمونی کروی در هوا در نظر گرفته شده و فرایند گسیل خودبه خودی گسیلنده مورد بررسی قرار گرفت. با استفاده از تابع گرین دیادیک سامانه تاثیر پارامترهای هندسی چون ضخامت پوسته نانوساختار پلاسمونی کروی و فاصله گسیلنده تا نانوساختار بر تحول و رفتار فیزیکی سنجه غیرمارکوفی و حد سرعت کوانتومی مطالعه شد. بر اساس مشاهدات، دینامیک گسیل خودبه خودی در فواصل نزدیک به نانوساختار به شدت غیرمارکوفی است و هرچه از نانوساختار دورتر شود، مقدار سنجه به صفر میل کرده و در نهایت، بسته به ضخامت پوسته، در بازه ۲۵ تا ۲۷ نانومتری کاملاً صفر می شود. هر چه میزان ضخامت پوسته نانوساختار کوچک تر باشد، سنجه غیرمارکوفی در فاصله بزرگ تری صفر می شود. حد سرعت کوانتومی نیز با افزایش فاصله بین گسیلنده و نانوساختار افزایش یافته و برابر با زمان تحول سامانه می شود. افزون بر این، با افزایش ضخامت پوسته، متوسط مقدار سنجه غیرمارکوفی کاهش می یابد. چون نانوساختارهای پلاسمونی به دلیل حجم مادی بسیار کوچک، میدان الکتریکی را در نواحی اطراف خود محصور می کنند، حضور گسیلنده در این نواحی منجر به وقوع برهمکنش قوی میان گسیلنده و نانوساختار پلاسمونی می شود. با دور شدن از نانوساختار فلزی، چگالی مدهای سامانه یا همان ضریب پارسل، به مقدار خلأ الکترومغناطیسی میل می کند. از این رو، با فاصله گرفتن از نانوساختار پلاسمونی رژیم برهمکنش قوی از دست می رود و در فواصل دور دینامیک به دینامیک مارکوفی تبدیل می شود. این مهم توسط نتایج به دست آمده تایید گردید. از طرف دیگر، وابستگی سنجه غیرمارکوفی و همچنین زمان حد سرعت کوانتومی به پارامترهای هندسی نشان از آن دارد که با دست ورزی و تغییر این پارامترها می توان این کمیت ها را کنترل کرد. از این رو، می توان در این سامانه ها نوع دینامیک و سرعت تحول آن ها را کاهش یا افزایش داد.

۵. تقدیر و تشکر

نویسندگان مقاله از حمایت های معاونت پژوهشی و تحصیلات تکمیلی دانشگاه اصفهان کمال تشکر و قدردانی را دارند.

منابع

- [1] Maier, Stefan A., Plasmonics: fundamentals and applications., Vol. 1. New York: Springer, 2007, <https://doi.org/10.1007/0-387-37825-1>.
- [2] Novotny, Lukas, and Bert Hecht, Principles of nano-optics., Cambridge university press, 2012, <https://doi.org/10.1017/CBO9780511794193>.
- [3] Gramotnev, Dmitri K., and Sergey I. Bozhevolnyi., Plasmonics beyond the diffraction limit., *Nature Photonics* **4**(2), 83-91, 2010, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.282>.
- [4] Oulton, Rupert F., Volker J. Sorger, Thomas Zentgraf, Ren-Min Ma, Christopher Gladden, Lun Dai, Guy Bartal, and Xiang Zhang., Plasmon lasers at deep subwavelength scale., *nature* **461**, (7264): 629-632, 2009, <https://doi.org/10.1038/nature08364>.
- [5] Russell, Kasey J., Tsung-Li Liu, Shanying Cui, and Evelyn L. Hu., Large spontaneous emission enhancement in plasmonic nanocavities., *Nature Photonics* **6**(7), 459-462, 2012, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.112>.
- [6] Ding, Song-Yuan, Jun Yi, Jian-Feng Li, Bin Ren, De-Yin Wu, Rajapandiyam Panneerselvam, and Zhong-Qun Tian., Nanostructure-based plasmon-enhanced Raman spectroscopy for surface analysis of materials., *Nature Reviews Materials* **1**(6), 1-16, 2016, <https://doi.org/10.1038/natrevmats.2016.21>.
- [7] Huang, Yingzhou, Yurui Fang, Zhenglong Zhang, Ling Zhu, and Mengtao Sun. "Nanowire-supported plasmonic waveguide for remote excitation of surface-enhanced Raman scattering." *Light: Science & Applications* **3**(8), e199-e199, 2014, <https://doi.org/10.1038/lsa.2014.80>.
- [8] Anker, Jeffrey N., W. Paige Hall, Olga Lyandres, Nilam C. Shah, Jing Zhao, and Richard P. Van Duyne., Biosensing with plasmonic nanosensors., *Nature Materials* **7**(6), 442-453, 2008, DOI: 10.1038/nmat2162.
- [9] Homola, Jiří. "Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species." *Chemical Reviews* **108**(2), 462-493, 2008, <https://doi.org/10.1021/cr068107d>.
- [10] Xu, Da, Xiao Xiong, Lin Wu, Xi-Feng Ren, Ching Eng Png, Guang-Can Guo, Qihuang Gong, and Yun-Feng Xiao., Quantum plasmonics: new opportunity in fundamental and applied photonics., *Advances in Optics and Photonics* **10**(4), 703-756, 2018, <https://doi.org/10.1364/AOP.10.000703>.
- [11] Ren, Xi-Feng, Guo-Ping Guo, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, and Guang-Can Guo., Plasmon-assisted transmission of high-dimensional orbital angular-momentum entangled state., *Europhysics Letters* **76**(5), 753-759, 2006, <https://doi.org/10.1209/epl/i2006-10359-2>.
- [12] Fasel, Sylvain, Franck Robin, Esteban Moreno, Daniel Erni, Nicolas Gisin, and Hugo Zbinden., Energy-time entanglement preservation in plasmon-assisted light transmission., *Physical review letters* **94**(11), 110501, 2005, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.110501>.
- [13] Altewischer, E., M. P. Van Exter, and J. P. Woerdman., Plasmon-assisted transmission of entangled photons., *Nature* **418**(6895), 304-306, 2002, <https://doi.org/10.1038/nature00869>.
- [14] Akimov, A. V., A. Mukherjee, C. L. Yu, D. E. Chang, A. S. Zibrov, P. R. Hemmer, H. Park, and M. D. Lukin., Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots., *Nature* **450**(7168), 402-406, 2007, <https://doi.org/10.1038/nature06230>.
- [15] Chang, D. E., Anders Søndberg Sørensen, P. R. Hemmer, and M. D. Lukin., Quantum optics with surface plasmons., *Physical review letters* **97**(5), 053002, 2006, <https://doi.org/10.1103/physrevlett.97.053002>.



- [16] Kolesov, Roman, Bernhard Grotz, Gopalakrishnan Balasubramanian, Rainer J. Stöhr, Aurélien AL Nicolet, Philip R. Hemmer, Fedor Jelezko, and Jörg Wrachtrup., Wave-particle duality of single surface plasmon polaritons., *Nature Physics* **5**(7), 470-474, 2009, <https://doi.org/10.1038/nphys1278>.
- [17] Banin, Uri, Yuval Ben-Shahar, and Kathy Vinokurov., Hybrid semiconductor-metal nanoparticles: from architecture to function., *Chemistry of Materials* **26**(1), 97-110, 2014, <https://doi.org/10.1021/cm402131n>.
- [18] Tame, Mark S., K. R. McEnery, Ş. K. Özdemir, Jinhyoung Lee, Stefan A. Maier, and M. S. Kim., Quantum plasmonics., *Nature Physics* **9**(6), 329-340, 2013, <https://doi.org/10.1038/nphys2615>.
- [19] Breuer, Heinz-Peter, Elsi-Mari Laine, Jyrki Piilo, and Bassano Vacchini., Colloquium: Non-Markovian dynamics in open quantum systems., *Reviews of Modern Physics* **88**(2), 021002, 2016, <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.88.021002>.
- [20] Haikka, Pinja, Suzanne McEndoo, Gabriele De Chiara, G. M. Palma, and Sabrina Maniscalco., Quantifying, characterizing, and controlling information flow in ultracold atomic gases., *Physical Review A* **84**(3), 031602, 2011, <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.031602>.
- [21] Smirne, Andrea, Laura Mazzola, Mauro Paternostro, and Bassano Vacchini., Interaction-induced correlations and non-Markovianity of quantum dynamics., *Physical Review A* **87**(5), 052129, 2013, <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.052129>.
- [22] Chin, Alex W., Susana F. Huelga, and Martin B. Plenio., Quantum metrology in non-Markovian environments., *Physical review letters* **109**(23), 233601, 2012, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.233601>.
- [23] Groblacher, Simon, A. Trubarov, N. Prigge, G. D. Cole, M. Aspelmeyer, and J. Eisert., Observation of non-Markovian micromechanical Brownian motion., *Nature Communications* **6**(1), 7606, 2015, <https://doi.org/10.1038/ncomms8606>.
- [24] Huelga, Susana F., Angel Rivas, and Martin B. Plenio., Non-Markovianity-assisted steady state entanglement., *Physical review letters* **108**(16), 160402, 2012, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.160402>.
- [25] Mazzola, Laura, E-M. Laine, H-P. Breuer, Sabrina Maniscalco, and Jyrki Piilo., Phenomenological memory-kernel master equations and time-dependent Markovian processes., *Physical Review A* **81**(6), 062120, 2010, <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.81.062120>.
- [26] Rebentrost, Patrick, and Alán Aspuru-Guzik., Communication: Exciton-phonon information flow in the energy transfer process of photosynthetic complexes., *The Journal of Chemical Physics* **134**(10), 101103, 2011, <https://doi.org/10.1063/1.3563617>.
- [27] Deffner, Sebastian, and Steve Campbell., Quantum speed limits: from Heisenberg's uncertainty principle to optimal quantum control., *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **50**(45), 453001, 2017, <https://doi.org/10.1088/1751-8121/aa86c6>.
- [28] Lloyd, Seth., Ultimate physical limits to computation., *Nature* **406**(6799), 1047-1054, 2000, <https://doi.org/10.1038/35023282>.
- [29] Lloyd, Seth., Computational capacity of the universe., *Physical Review Letters* **88**(23), 237901, 2002, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.237901>.
- [30] Caneva, Tommaso, Michael Murphy, Tommaso Calarco, Rosario Fazio, Simone Montangero, Vittorio Giovannetti, and Giuseppe E. Santoro., Optimal control at the quantum speed limit., *Physical review letters* **103**(24), 240501, 2009, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.240501>.
- [31] Dehdashti, Sh, M. Bagheri Harouni, B. Mirza, and H. Chen., Decoherence speed limit in the spin-deformed boson model., *Physical Review A* **91**(2), 022116, 2015, <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.91.022116>.



- [32] Giovannetti, Vittorio, Seth Lloyd, and Lorenzo Maccone., Advances in quantum metrology., *Nature photonics* **5**(4), 222-229, 2011, <https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.35>.
- [33] Zhang, Y.-J., et al., Quantum speed limit for arbitrary initial states. *Scientific Reports*, **4**(1), 1-6, 2014, <https://doi.org/10.1038/srep04890>.
- [34] Iliopoulos, Nikos, Ioannis Thanopoulos, Vassilios Yannopoulos, and Emmanuel Paspalakis., Counter-rotating effects and entanglement dynamics in strongly coupled quantum-emitter-metallic-nanoparticle structures., *Physical Review B* **97**(11), 115402, 2018, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.115402>.
- [35] Hakami, Jabir, and M. Suhail Zubairy., Nanoshell-mediated robust entanglement between coupled quantum dots., *Physical Review A* **93**(2), 022320, 2016, <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.93.022320>.
- [36] Thanopoulos, I., V. Yannopoulos, and E. Paspalakis., Non-Markovian dynamics in plasmon-induced spontaneous emission interference., *Physical Review B* **95**(7), 075412, 2017, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.075412>.
- [37] Johnson, Peter B., and R-WJPrB Christy., Optical constants of the noble metals., *Physical Review B* **6**(12), 4370, 1972, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.6.4370>.
- [38] Thanopoulos, Ioannis, Kostas Blekos, Panayotis Kalozoumis, Vasilios Karanikolas, and Emmanuel Paspalakis., Memory effects and quantum speedup for a quantum emitter near a molybdenum disulfide nanodisk., *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **133**, 114780, 2021, <https://doi.org/10.1016/j.physe.2021.114780>.
- [39] Zeng, Hao-Sheng, Ning Tang, Yan-Ping Zheng, and Guo-You Wang., Equivalence of the measures of non-Markovianity for open two-level systems., *Physical Review A* **84**(3), 032118, 2011, <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.032118>.
- [40] Thanopoulos, Ioannis, Vasilios Karanikolas, and Emmanuel Paspalakis. "Spontaneous emission of a quantum emitter near a graphene nanodisk under strong light-matter coupling." *Physical Review A* **106**(1), 013718, 2022, <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.106.013718>.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

