بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و هفتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۲۳ تا ۲۵ دی ماه ۱۳۹۳، دانشگاه شهید بهشتی

تخمین نرخ میرایی فاز خالص اکسیتون در کوپل شدگی در حالت عدم تطابق طول موج رزونانس نقطه کوانتومی با میکروکاواک بلور فوتونی

سید مهدی بنی‌هاشمی، وحید احمدی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، صندوق پستی ۱۴۱۱۵-۱۹۴، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله نرخ میرایی فاز خالص اکسیتون در کوپل شدگی در حالت عدم تطابق طول موج رزونانس نقطه کوانتومی با کاواک بلور فوتونی با استفاده از نتایج آزمایش تجربی و توسط ابزار محاسباتی اپتیک کوانتومی تخمین زده می‌شود. با توجه به این که کوپل شدگی در حالت عدم تطابق طول موج رزونانس بیشتر به دلیل میرایی فاز خالص اکسیتون (اثرات فونونی) می‌باشد، این تخمین در پیش-بینی کوپل شدگی در حالت عدم تطابق طول موج رزونانس بسیار حائز اهمیت است. در این مقاله نرخ میرایی فاز خالص اکسیتون ۴/۶GHz بدست آمد.

کلید واژه- نرخ میرایی فاز خالص اکسیتون، کوپل شدگی در حالت عدم تطابق طول موج رزونانس نقطه کوانتومی با کاواک بلور فوتونی، اثر آنتی-زینو.

Estimation of Exciton Pure Dephasing Rate in Off-Resonant Single Quantum Dot-PhC Microcavity

Seyed Mehdi Banihashemi, Vahid Ahmadi

Department of Electrical and Computer Engineering, Tarbiat Modares University, P.O.Box ۱۴۱۱۵-۱۹۴, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, incorporating experimental results and quantum optics toolbox, we try to estimate exciton pure dephasing rate in off-resonant single quantum dot-photonic crystal (PhC) microcavity. As off-resonant coupling is mostly due to pure dephasing rate, which includes phonon mediated dephasing rate, this estimation is important in predicting off-resonant coupling behavior. We obtained pure dephasing rate to be ۴,۶GHz.

Keywords: Exciton pure dephasing rate, Off-resonant single quantum dot-PhC microcavity, Anti-Zeno effect.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-06]

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

۱- مقدمه

یک نقطه کوانتومی، QD، کوپل شده با میکروکاواک، MC، جایگزین مناسبی برای سیستمهای اتم-کاواک برای مطالعه الکترودینامیک کوانتومی کاواک می‌باشد. پدیده جالبی که مخصوص کوپل شدگی نقطه کوانتومی-کاواک است و در کوپل شدگی اتم-کاواک مشاهده نمی‌شود، کوپل شدگی در حالت عدم تطابق طول موج رزونانس QD با MC است. این پدیده هم در اندازه‌گیری فوتولومینسانس با تحریک در طول موج کمتر از طول موج لایه وتینگ]۱[و هم با تحریک در طول موج رزونانس نقطه کوانتومی]۲[مشاهده شده است. کوپل شدگی مشاهده شده در اندازه‌گیری فوتولومینسانس با تحریک در طول موج کمتر از طول موج لایه وتینگ می-تواند بر اثر چند پدیده مختلف مانند اثر آنتی-زینو (میرایی فاز خالص)]۳[، اثرات فونونی]۴[، بارهای اطراف نقطه کوانتومی]۵[، و اثرات چند اکسیتونی]۶[باشد. در واقع رفتار غیر مارکوین میرایی فاز خالص اثر فونونی را پوشش می‌دهد]۷[. با تحریک در طول موج رزونانس حالت پایه نقطه کوانتومی می‌توان اثر بارهای اطراف، چند اکسیتونی، و فونونی را کاهش داد که باعث می‌شود فوتونهای ایجاد شده به طور قابل توجهی غیر قابل تفکیک شوند]۸[. در این مقاله، با استفاده از ابزار محاسباتی اپتیک کوانتومی (quantum optics toolbox)]۹[مقدار نرخ میرایی فاز خالص اکسیتون، γ_{deph}، را در آزمایش تجربی کوپل شدگی نقطه کوانتومی-کاواک]۱۰[، بررسی و تحلیل می‌کنیم.

۲- مدل سازی سیستم نقطه کوانتومی-کاواک توسط ابزار محاسباتی اپتیک کوانتومی

در این بخش، با استفاده از ابزار محاسباتی اپتیک کوانتومی سیستم نقطه کوانتومی-کاواک را مدل می‌کنیم. خصوصیات این سیستم توسط معادله ون-نومن (معادله اصلی) توصیف می‌شود:

$$d\rho/dt = -i/\hbar\left[H_{\mathrm{JC}},\rho\right] + \mathfrak{L}\rho \qquad (۱)$$

که در آن ρ ماتریس چگالی و H_{JC} هامیلتونین جینس-کیومینگز است که با رابطه زیر بیان می‌گردد:

$$H_{\mathrm{JC}} = \hbar\omega_{\mathrm{x}0}\sigma_+\sigma_- + \hbar\omega_{\mathrm{c}0}a^\dagger a + \hbar g\left(a^\dagger\sigma_- + \sigma_+ a\right) + \hbar\Omega_r\left(\sigma_- + \sigma_+\right) \qquad (۲)$$

در اینجا، ω_{x}. و ω_{c}. بیانگر فرکانس رزونانس اکسیتون و MC بدون در نظر گرفتن اثر متقابل آنهاست. $a^\dagger$، a اپراتورهای ایجاد و نابودی فوتون و σ_+ و σ_- اپراتورهای ایجاد و نابودی اکسیتون می‌باشند. همچنین، g، قدرت کوپل شدگی بین QD و MC و Ω_r، قدرت کوپل شدگی بین سیستم MC-QD و میدان لیزر تحریک می‌باشد. در (۱)، فرآیندهای غیر همدوس برگشت ناپذیر توسط اپراتور لیندبلد به صورت زیر توصیف میشوند:

$$\begin{aligned}\mathfrak{L}\rho = {} & \kappa\left(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a\right) + \\ & \gamma\left(2\sigma\rho\sigma^\dagger - \sigma^\dagger\sigma\rho - \rho\sigma^\dagger\sigma\right) + \\ & \gamma_{\mathrm{deph}}\left(2\sigma^\dagger\sigma\rho\sigma\sigma^\dagger - \sigma^\dagger\sigma\sigma\sigma^\dagger\rho - \rho\sigma^\dagger\sigma\sigma\sigma^\dagger\right) + \\ & \frac{P_{\mathrm{c}}}{2}\left(2a^\dagger\rho a - aa^\dagger\rho - \rho aa^\dagger\right) + \\ & \frac{P_{\mathrm{x}}}{2}\left(2\sigma^\dagger\rho\sigma - \sigma\sigma^\dagger\rho - \rho\sigma\sigma^\dagger\right)\end{aligned} \qquad (۳)$$

در (۳)، κ، نصف نرخ میرایی فوتون در کاواک و γ، نصف نرخ میرایی اکسیتون می‌باشند. P_{c} و P_{x} به ترتیب نرخ پامپ غیر همدوس مود کاواک و اکسیتون می‌باشند. به دلیل تحریک در طول موج رزونانس حالت پایه نقطه کوانتومی، P_{c} و P_{x} صفر فرض می‌شوند. برای مدل سازی سیستم نقطه کوانتومی-کاواک توسط ابزار محاسباتی اپتیک کوانتومی، باید پارامترهای g، Ω_r، κ، γ و γ_{deph} را بدست آوریم. در ذیل، نحوه بدست آوردن پارامترهای ذکر شده تشریح می‌شود.

در اندازه‌گیری فوتولومینسانس آزمایش تجربی]۱۰[، پهنای رزونانس MC و اکسیتون شفاف، BX، در دمای ۵۰K تقریبا با هم برابر و برابر با ۶۰GHz بدست آمده-است. مقادیر κ و $\gamma+\gamma_{deph}$ توسط روابط ذیل به پهنای رزونانس کاواک و نقطه کوانتومی وابسته هستند]۱۱[:

$$\Gamma_C \simeq 2\kappa + 2\left(\frac{g}{\delta}\right)^2\gamma \qquad (۴)$$

$$\Gamma_{QD} \simeq 2\left(\gamma+\gamma_{deph}\right) + 2\left(\frac{g}{\delta}\right)^2\kappa \qquad (۵)$$

که Γ_C، Γ_{QD} و δ به ترتیب پهنای رزونانس کاواک، پهنای رزونانس نقطه کوانتومی و اختلاف طول موج رزونانس آنها هستند. با توجه به مقدار زیاد δ، ۴/۱nm]۱۰[، می‌توان مقادیر κ و $\gamma+\gamma_{deph}$ را با نصف پهنای رزونانس کاواک و نقطه کوانتومی، ۳۰GHz، تقریب زد.

در مرجع]۱۲[، هنگامی که در دمای ۱۶K طول موج رزونانس نقطه کوانتومی و کاواک یکدیگر را قطع می‌کنند

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-06]

و جداشدگی رابی رخ می‌دهد، پهن شدگی ناشی از جداشدگی رابی تقریبا برابر با $2\Omega_{Rabi} \approx$ ۳۲/۹GHz است. Ω_{Rabi} توسط رابطه زیر بدست می‌آید [۱۳]:

$$\Omega_{Rabi} = \sqrt{g^2 - \left[i\delta + \left(\gamma + \gamma_{\mathrm{deph}} - \kappa\right) + \left(P_{\mathrm{x}} + P_{\mathrm{c}}\right)/2\right]^2 / 4} \quad (۶)$$

با فرض این که در ۱۶K هنوز $\gamma + \gamma_{deph} \cong \kappa$ برقرار است، (۶) نشان می‌دهد که $g \approx \Omega_{Rabi} \approx$ ۱۶/۴۵GHz.

Ω_r، که در معادله (۲) استفاده شده است، با جذر توان لیزر تحریک توسط معادلات زیر متناسب است [۱۴]:

$$\Omega_r = \boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{E} / \hbar \quad (۷)$$

$$|E_{max}| = \sqrt{\frac{\eta_{exc} P_{exc} Q_{cav}}{2\omega_0 \varepsilon V_m} \frac{1}{1 + \left(2\Delta / \Delta\omega\right)^2}} \quad (۸)$$

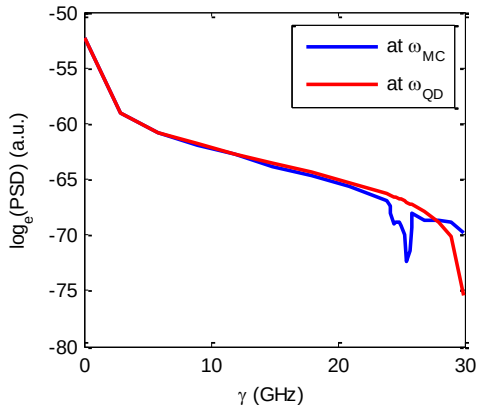
که در آن $\boldsymbol{E}$ میدان ناشی از لیزر تحریک، $\boldsymbol{\mu}$ ممان دوقطبی نقطه کوانتومی، η_{exc} ضریب کوپل شدگی لیزر تحریک به کاواک، P_{exc} توان تحریک لیزر، Q_{cav} ضریب کیفیت MC، ω_0 فرکانس رزونانس کاواک، $\Delta\omega$ پهنای رزونانس کاواک، V_m حجم مود کاواک، ε ضریب گذردهی خلاء و Δ اختلاف طول موج لیزر با طول موج رزونانس کاواک می‌باشند. قابل ذکر است که معادله (۸) از مساوی قرار دادن انرژی داخل کاواک ناشی از لیزر تحریک با $\varepsilon |E_{\max}|^2 V_m$ بدست آمده است [۱۴]. با توجه به مقدار g بدست آمده، می‌توان اندازه $\boldsymbol{\mu}$ را توسط معادله زیر بدست آورد.

$$g = \frac{\mu}{\hbar} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon V_m}} \quad (۹)$$

با استفاده از مقادیر ذکر شده، اندازه $\boldsymbol{\mu}$ برابر ۰/۶**D** (۱**D**=۳/۳۳۵۶ ×۱۰$^{-۳۰}$**C.m**) بدست می‌آید. با فرض این که η_{exc} = ۱٪ و P_{exc} = ۱nW باشند، و با توجه به این که Δ = ۴/۱nm و V_m برای کاواک بلور فوتونی L۳ در طول موج رزونانس کاواک برابر ۱/۴۸ × ۱۰$^{-۲۰}$m^{۳} می‌باشند، با فرض این که نقطه کوانتومی در حد اکثر میدان داخل کاواک قرار گرفته باشد، اندازه Ω_r برابر ۴MHz بدست می‌آید.

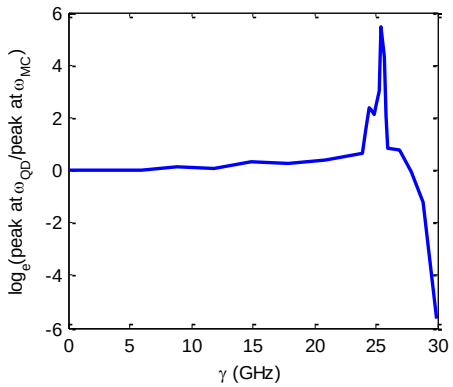
۲-۱- تخمین نرخ میرایی فاز خالص اکسیتون

توسط ابزار محاسباتی اپتیک کوانتومی، معادله ون-نومن (معادله اصلی) به صورت انتگرالگیری عددی و با در نظر گرفتن ۱۰ حالت برای فوتونهای داخل سیستم به ازای نسبتهای مختلف γ و γ_{depl}، در حالی که مجموع آنها برابر ۳۰GHz شود، حل شد. شکل ۱ اندازه چگالی طیف توان را در رزونانس کاواک و نقطه کوانتومی به ازای تغییر γ از ۰/۱GHz تا ۲۹/۹GHz نمایش می‌دهد.



شکل ۱: اندازه چگالی طیف توان در رزونانس کاواک و نقطه کوانتومی.

شکل ۲ نسبت اندازه چگالی طیف توان را در رزونانس نقطه کوانتومی به اندازه چگالی طیف توان در رزونانس کاواک به ازای تغییر γ از ۰/۱GHz تا ۲۹/۹GHz نمایش می‌دهد.



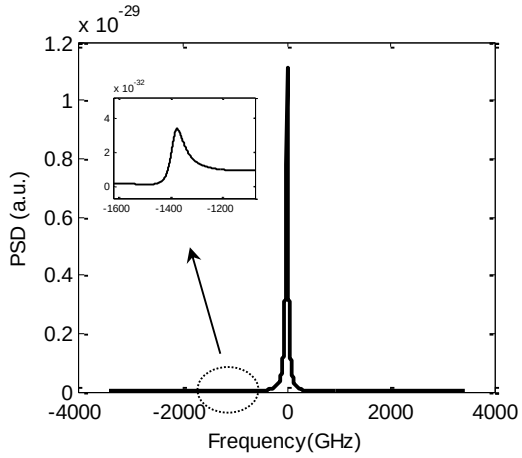
شکل ۲: نسبت اندازه چگالی طیف توان در رزونانس نقطه کوانتومی به اندازه چگالی طیف توان در رزونانس کاواک.

مطابق شکل ۲، حداکثر نسبت اندازه چگالی طیف توان در رزونانس نقطه کوانتومی به اندازه چگالی طیف توان در رزونانس کاواک به ازای γ = ۲۵/۴GHz و ۴/۶GHz = γ_{deph} رخ می‌دهد که تقریبا برابر ۲۳۰ است. در آزمایش تجربی [۱۰]، این نسبت حدود ۲۲۰۰ بدست آمد که به نظر می‌رسد اختلاف زیاد بدست آمده از آزمایش تجربی و نتایج شبیه سازی، ناشی از بازتابش زیاد لیزر

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-06]

تحریک از سطح نمونه و آشکار سازی آن توسط آشکار ساز سیلیکونی باشد.

شکل ۳ نتیجه بدست آمده توسط ابزار محاسباتی اپتیک کوانتومی به ازای $\gamma = ۲۵/۴$ GHz و $\gamma_{deph} = ۴/۶$GHz را نمایش می‌دهد. با استفاده از ابزار محاسباتی اپتیک کوانتومی، معادله ون-نومن (معادله اصلی) را هم می‌توان با استفاده از کوواریانس زمانی میدان داخل کاواک و هم با استفاده از انتگرالگیری عددی حل نمود. با توجه به دقت بالاتر انتگرالگیری عددی برای Ω_r کوچک، در اینجا از انتگرالگیری عددی استفاده شده است. در این روش برای محاسبه چگالی طیف توان از FFT با تعداد نقاط $۲^{۱۵}$ استفاده شده است (PSD(y)=FFT(y)×conj(FFT(y)) / No. of FFT points).



شکل ۳: چگالی طیف توان نور خروجی MC با پارامترهای بدست آمده از آزمایش تجربی و برای حالت عدم تطابق طول موج رزونانس QD با MC.

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله ابتدا توسط نتایج بدست آمده از آزمایش تجربی مقادیر پارامترهای g، Ω_r، κ و $\gamma+\gamma_{deph}$ بدست آمد. سپس با مقایسه نتیجه شبیه سازی توسط ابزار محاسباتی اپتیک کوانتومی و نتیجه بدست آمده از آزمایش تجربی، نرخ میرایی فاز خالص اکسیتون، γ_{deph}، در کوپل شدگی در حالت عدم تطابق طول موج رزونانس نقطه کوانتومی با کاواک بلور تخمین زده شد. با توجه به این که کوپل شدگی در حالت عدم تطابق طول موج رزونانس بیشتر به دلیل میرایی فاز خالص اکسیتون (اثرات فونونی) می‌باشد، این تخمین در پیش-بینی کوپل شدگی در حالت عدم تطابق طول موج رزونانس مهم می‌باشد. در این مقاله نرخ میرایی فاز خالص اکسیتون ۴/۶GHz بدست آمد.

مراجع

[۱] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatiire, S. Gulde, S. Fait, E.L. Hu, and A. Imamoglu, *Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system*, **Nature** ٤٤٥ (۲۰۰۷) ۸۹٦-۸۹۹.

[۲] S. Ates, S. M. Ulrich, A. Ulhaq, S. Reitzenstein, A. Loffler, S. Hofling, A. Forchel, and P. Michler, *Non-resonant dot-cavity coupling and its potential for resonant single-quantum-dot spectroscopy*, **Nature Photonics** ۳ (۲۰۰۹) ۷۲٤–۷۲۸.

[۳] M. Yamaguchi, T. Asano, and S. Noda, *Photon emission by nanocavity-enhanced quantum anti-Zeno effect in solid-state cavity quantum-electrodynamics*, **Opt. Express** ۱٦ (۲۰۰۸) ۱۸۰٦۷-۱۸۰۸۱.

[٤] U. Hohenester, A. Laucht, M. Kaniber, N. Hauke, A. Neumann, A. Mohtashami, M. Seliger, M. Bichler, and J. Finley, *Phonon assisted transitions from quantum dot excitons to cavity photons*, **Phys. Rev. B** ۸۰ (۲۰۰۹) ۲۰۱۳۱۱.

[٥] N. Chauvin, C. Zinoni, M. Francardi, A. Gerardino, L. Balet, B. Alloing, L. H. Li, and A. Fiore, *Controlling the charge environment of single quantum dots in a photonic-crystal cavity*, **Phys. Rev. B** ۸۰ (۲۰۰۹) ۲٤۱۳۰٦.

[٦] M. Winger, T. Volz, G. Tarel, S. Portolan, A. Badolato, K. J. Hennessy, E. L. Hu, A. Beveratos, J. Finley, V. Savona, and A. Imamoglu, *Explanation of photon correlations in the far-off-resonance optical emission from a quantum-dot-cavity system*, **Phys. Rev. Lett.** ۱۰۳ (۲۰۰۹) ۲۰۷٤۰۳.

[۷] M. Yamaguchi, T. Asano and S. Noda, *Third emission mechanism in solid-state nanocavity quantum electrodynamics*, **Rep. Prog. Phys.** ۷٥ (۲۰۱۲) ۰۹٦٤۰۱.

[۸] S. M. Ulrich, S. Ates, S. Reitzenstein, A. Loffler, A. Forchel, and P. Michler, *Dephasing of triplet-sideband optical emission of a resonantly driven InAs/GaAs quantum dot inside a microcavity*, **Phys. Rev. Lett.** ۱۰٦ (۲۰۱۱) ۲٤۷٤۰۲.

[۹] S. M. Tan, *A computational toolbox for quantum and atomic optics*," **J. Opt. B** ۱ (۱۹۹۹) ٤۲٤-٤۳۲.

[۱۰] M. Banihashemi, T. Nakamura, T. Kojima, K. Kojima, S. Noda, and V. Ahmadi, *Far offresonant coupling between photonic crystal microcavity and single quantum dot with resonant excitation*, **Appl. Phys. Lett.** ۱۰۳ (۲۰۱۳) ۲٥۱۱۱۳.

[۱۱] A. Majumdar, A. Faraon, E. D. Kim, D. Englund, H. Kim, P. Petroff, and J. Vuckovic, *Linewidth broadening of a quantum dot coupled to an off-resonant cavity*, **Phys. Rev. B** ۸۲ (۲۰۱۰) ۰٤٥۳۰٦.

[۱۲] See supplemental material at ttp://dx.doi.org/۱۰,۱۰٦۳/۱,٤۸٥۲٥٥٥ for anticrossing between X⁻ and microcavity at ۱٥ K.

[۱۳] A. Laucht, N. Hauke, J. M. Villas-Boas, F. Hofbauer, G. Bohm, M. Kaniber, and J. J. Finley, *Dephasing of exciton polaritons in photoexcited InGaAs quantum dots in GaAs nanocavities*, **Phys. Rev. Lett.** ۱۰۳ (۲۰۰۹) ۰۸۷٤۰٥.

[۱٤] A. Majumdar, A. Papageorge, E. D. Kim, M. Bajcsy, H. Kim, P. Petroff, and J. Vuckovic, *Probing of single quantum dot dressed states via an off-resonant cavity*, **Phys. Rev. B** ۸٤ (۲۰۱۱) ۰۸٥۳۱۰.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-06]