

(دریافت مقاله: ۱۳۸۸/۷/۲۶؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۹/۶/۳۰)

(Robust)

خودی^۳، یونش^۴، و همچنین اتلاف کاواک^۵ قرار دارند که در طی گذار بی در رو در داخل کاواک رخ می-دهند. در سال‌های اخیر اثر نامیزانی فاز [۴] و همچنین گسیل خود به خودی [۵] به صورت جداگانه برگذار بی‌درروی تحریکی رامان بررسی شده است. در این مقاله تأثیر گسیل خود به خودی و همچنین اتلاف کاواک بر بازده گذار بی‌درروی تحریکی رامان بررسی شده است. برای این منظور، از معادله لیوویل استفاده می‌شود و با استفاده از آن، بازده گذار بی‌دررو را بررسی می‌کنیم. همچنین شرایط گذار بی‌دررو در غیاب گسیل خود به خودی و حضور اتلاف کاواک،

روش گذار بی‌دررو تحریکی رامان^۱ [۱]، یک نمونه از روش‌های گذار بی‌دررو [۲ و ۳] است که در آن جمعیت سیستم با استفاده از پالس‌های میدانی و به صورت بی‌دررو از حالت اولیه $|g_1\rangle$ به حالت نهایی $|g_2\rangle$ از طریق حالت میانی $|e\rangle$ منتقل می‌شود. نکته قابل توجهی که در مورد گذار بی‌دررو وجود دارد، این است که در طی گذار بی‌دررو، سیستم در حالت تاریک $|D(t)\rangle$ که یک برهم‌نهی هم‌دوس از حالت‌های $|g_1\rangle$ و $|g_2\rangle$ است، قرار گرفته، و حالت تحریکی $|e\rangle$ به طور ناچیز جمعیت دار می‌شود.

سیستم‌های فیزیکی واقعی به ندرت بدون عیب هستند. اتم‌ها و مولکول‌های واقعی تحت تأثیر عوامل ناهمدوسی مختلفی همانند نامیزانی فاز^۲، گسیل خود به

۳. Spontaneous emission

۴. Ionization

۵. Cavity decay

۶. Intracavity STIRAP

۱. Stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP)

۲. Dephasing

ω_e انرژی تراز برانگیخته اتم، و انرژی ترازهای پایه اتم برای سادگی صفر فرض می‌شود ($\omega_{g_1} = \omega_{g_2} = 0$) و ω_L و ω_C به ترتیب فرکانس‌های میدان لیزری و میدان مد کاواک در حالت تشدید $\omega_L = \omega_C = \omega_e$ می‌باشند. هامیلتونی $H(t)$ یک ماتریس بلوکه قطری در فضای $\{|g_1, n\rangle, |e, n\rangle, |g_2, n+1\rangle; n=0, 1, 2, \dots\}$ است، که در آن، n تعداد فوتون‌ها در مد کاواک است. با تصویر هامیلتونی $H(t)$ به زیر فضای $\{|g_1, 0\rangle, |e, 0\rangle, |g_2, 1\rangle\}$ مسئله را به حالت تک فوتونی محدود می‌کنیم:

$$H_P = PHP, \quad (2)$$

$$P = |g_1, 0\rangle\langle g_1, 0| + |e, 0\rangle\langle e, 0| + |g_2, 1\rangle\langle g_2, 1|. \quad (3)$$

دینامیک سیستم از معادله شرودینگر به صورت $i(\partial/\partial t)|\psi(t)\rangle = H_P(t)|\psi(t)\rangle$ تبعیت می‌کند. هامیلتونی مؤثر در این حالت به صورت زیر است:

$$H^{eff} = R^+ H_P R - iR^+ \frac{\partial R}{\partial t}, \quad (4)$$

$$R(t) = |g_1, 0\rangle\langle g_1, 0| + e^{-i\omega_L t} (|e, 0\rangle\langle e, 0| + |g_2, 1\rangle\langle g_2, 1|). \quad (5)$$

در نتیجه نمایش ماتریسی هامیلتونی مؤثر سیستم در زیر فضای $\{|g_1, 0\rangle, |e, 0\rangle, |g_2, 1\rangle\}$ به صورت زیر نوشته می‌شود:

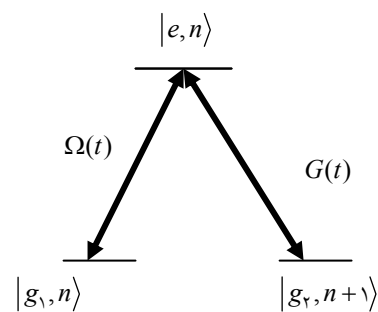
$$H^{eff}(t) = \begin{bmatrix} \cdot & \Omega(t) & \cdot \\ \Omega(t) & \cdot & G(t) \\ \cdot & G(t) & \cdot \end{bmatrix} \quad (6)$$

تحول زمانی متناظر با هامیلتونی مؤثر سیستم به صورت $i \frac{\partial}{\partial t} |\varphi(t)\rangle = H^{eff}(t) |\varphi(t)\rangle$ خواهد بود و بین بردارهای حالت $|\psi(t)\rangle$ و $|\varphi(t)\rangle$ رابطه $|\psi(t)\rangle = R(t) |\varphi(t)\rangle$ برقرار است.

فرض می‌کنیم که سیستم نخست در حالت $|g_1, 0\rangle$ باشد، یعنی اتم در حالت اولیه $|g_1\rangle$ و در لحظه اولیه، فوتونی در مد کاواک وجود ندارد:

$$|\varphi(-\infty)\rangle = |\psi(-\infty)\rangle = |g_1, 0\rangle \quad (7)$$

یکی از ویژه حالت‌های هامیلتونی مؤثر، ویژه حالت مربوط به



شکل ۱. الگوی جفت شدگی اتم- کاواک- لیزر.

و در غیاب اتلاف کاواک و حضور گسیل خود به خودی مطالعه شده است.

در این طرحواره یک اتم سه تراز Λ -گونه با دو تراز تبهگن $|g_1\rangle$ و $|g_2\rangle$ و یک حالت برانگیخته $|e\rangle$ در نظر گرفته شده است (شکل ۱) که اندرکنش تشدید با میدان کاواک و همچنین با میدان لیزری دارد و نیز فرض می‌شود که اتم، نخست در حالت زمینه $|g_1\rangle$ است.

شکل ۱، الگوی جفت شدگی سیستم اتم- لیزر- کاواک را نشان می‌دهد. پالس لیزری با فرکانس رابی $\Omega(t)$ حالت‌های $|g_1\rangle$ و $|e\rangle$ و مد کاواک با فرکانس رابی $G(t)$ حالت‌های $|e\rangle$ و $|g_2\rangle$ را به همدیگر جفت می‌کند. فرکانس‌های رابی $\Omega(t)$ و $G(t)$ به صورت حقیقی و مثبت در نظر گرفته می‌شوند. این دو میدان با یک تاخیر زمانی با اتم بر هم کنش کرده و با یکدیگر در حالت تشدید تک فوتونی هستند (نامیزانی فرکانس^۱ بین ترازها برابر صفر است). هامیلتونی سیستم در تقریب موج چرخان^۲ و با فرض انتخاب سیستم واحدها طوری که $(\hbar = 1)$ شود، به صورت زیر خواهد بود:

$$H(t) = \omega_C a^+ a + \begin{bmatrix} \cdot & \Omega(t)e^{i\omega_L t} & \cdot \\ \Omega(t)e^{-i\omega_L t} & \omega_e & G(t)a \\ \cdot & G(t)a^+ & \cdot \end{bmatrix} \quad (1)$$

که در این رابطه، a^+ و a به ترتیب عملگرهای خلق و فنا،

۱. Detuning

۲. Rotating wave approximation

گذار اتمی $|g_1\rangle \rightarrow |e\rangle$ است. فاصله بین مرکز کاواک و محور میدان لیزری با d نشان داده شده است (شکل ۲).

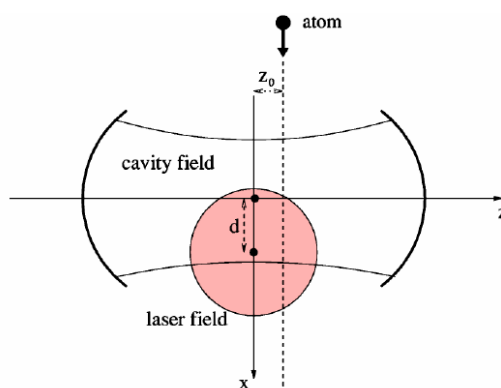
اتم متحرک با فرکانس‌های رابی وابسته به زمان میدان‌های لیزری و کاواک به صورت زیر مواجه می‌شود:

$$G(t) = G_0 e^{-(vt)^2/W_C^2} \cos\left(\frac{2\pi z_0}{\lambda_c}\right), \quad (11)$$

$$\Omega(t) = \Omega_0 e^{-z^2/W_L^2} e^{-(vt-d)^2/W_L^2}. \quad (12)$$

مبداء زمان حالتی در نظر گرفته می‌شود که اتم با مرکز کاواک یعنی $x=0$ مواجه می‌شود. برای حالت $z_0=0$ مقادیر مناسب منجر به گذار بی دررو تحریکی رامان می‌شود. شکل ۳، ترتیب پالس‌های سیستم مطابق روابط (۱۱) و (۱۲) و همچنین جمعیت ترازهای سیستم را طی گذار بی دررو نشان می‌دهد. مشاهده می‌کنیم که با ترتیب پالس غیر شهودی (پالس $G(t)$ قبل از پالس $\Omega(t)$ بیاید که شکل ریاضی آن رابطه (۹) است) جمعیت به طور کامل از حالت اولیه $|g_{1,0}\rangle$ به حالت نهایی $|g_{2,0}\rangle$ منتقل می‌شود. حالت نهایی $|g_{2,1}\rangle$ ، به مفهوم آن است که اتم پس از خروج از کاواک در حالت $|g_1\rangle$ است و مد کاواک در انتهای اندرکنش یک فوتون به دست می‌آورد. این تک فوتون سپس می‌تواند از طریق آینه‌های کاواک خارج شود و بدین ترتیب می‌توان یک منبع تک فوتون یا به اصطلاح تفنگ تک فوتونی^۲ طراحی کرد.

در بخش ۳، اثر گسیل خود به خودی و همچنین اتلاف کاواک بر گذار بی دررو نادیده گرفته شد. اما جمعیت دار شدن حالت $|g_{2,1}\rangle$ در طول فرآیند منجر به بروز پدیده اتلاف کاواک از این حالت به حالت $|g_{2,0}\rangle$ می‌شود. در واقع یک کاواک اپتیکی از دو آینه M_1 و M_2 تشکیل شده است. که دارای ضریب بازتاب R_1 و R_2 می‌باشند و فاصله قابل تغییر بین آنها L_{cav} می‌باشد. فضای بین آینه‌ها به وسیله محیط واسطه‌ای با ضریب شکست n پر شده است. با در نظر گرفتن $R_1 = R_2 = R$ ، طول



شکل ۲. نمای هندسی اندرکنش اتم با مد کاواک و میدان لیزری.

ویژه مقدار صفر است که اصطلاحاً حالت تاریک^۱ نامیده می‌شود:

$$|D(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega^2(t) + G^2(t)}} [G(t)|g_{1,0}\rangle - \Omega(t)|g_{2,1}\rangle], \quad (8)$$

در طی تحول زمانی، سیستم حالت تاریک را دنبال می‌کند طوری که به ازای شرایط زیر،

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \frac{\Omega(t)}{G(t)} = 0, \quad \lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{G(t)}{\Omega(t)} = 0, \quad (9)$$

جمعیت از حالت اولیه $|g_{1,0}\rangle$ به طور کامل به حالت نهایی $|g_{2,1}\rangle$ منتقل می‌شود. در یک کاواک اپتیکی، بزرگترین جفت شدگی کاواک برای گذار اتمی $|e\rangle \rightarrow |g_2\rangle$ ، متناظر با مد TEM_{00} است که تابعیت مکانی آن به صورت زیر است [۶]:

$$G(x, y, z) = G_0 e^{-(x^2+y^2)/W_C^2} \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_c}\right) \quad (10)$$

که در رابطه بالا $G_0 = \mu\sqrt{\omega_C/2\epsilon_0 V_m}$ و V_m و μ به ترتیب برابر با حجم مؤثر مد کاواک و ممان دو قطبی گذار اتمی، W_C کمر مد کاواک و λ_c طول موج مد میدان کاواک است [۷]. در شکل ۲ وضعیتی در نظر گرفته می‌شود که اتم در حالت $|g_1\rangle$ و با سرعت v (در صفحه $y=0$ و بر روی خط $z=z_0$) از میان یک کاواک اپتیکی که نخست در حالت $|0\rangle$ قرار دارد عبور کرده و سپس با باریکه لیزری که موازی محور y است، مواجه می‌شود. باریکه لیزری با کمر باریکه W_L در حالت تشدید با

۲. Single-photon Gun

۱. Dark state

در رابطه بالا، \bar{n} میانگین تعداد فوتون‌های گرمایی در فرکانس مد کاواک است. در حد $T \rightarrow 0$ داریم $k_B T \ll \hbar \omega$ و بنابراین تعداد فوتون‌های گرمایی به سمت صفر میل می‌کند [۹]. و معادله (۱۹) به شکل ساده‌تر زیر در می‌آید:

$$L_{cav} \rho = -\kappa(\gamma a \rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a) \quad (20)$$

$$= \begin{bmatrix} \circ & \circ & -\kappa \rho_{13} & \circ \\ \circ & \circ & -\kappa \rho_{23} & \circ \\ -\kappa \rho_{31} & -\kappa \rho_{32} & -2\kappa \rho_{33} & -\kappa \rho_{34} \\ \circ & \circ & -\kappa \rho_{43} & -2\kappa \rho_{44} \end{bmatrix}$$

با جایگذاری روابط (۱۵) و (۱۶) در رابطه (۱۴) معادله تحول زمانی عناصر ماتریس چگالی به دست خواهد آمد. حال برای ساده شدن محاسبات فرض می‌کنیم $\Gamma_{21} = \Gamma_{24} = \Gamma$ و شکل ماتریسی رابطه (۱۴) را به صورت کلی $dX(t)/dt = A(t)X(t)$ در می‌آوریم تا بتوان آن را حل عددی کرد [۱۰]. $X(t)$ یک ماتریس ستونی (16×1) و $A(t)$ یک ماتریس مربعی (16×16) (رابطه ۲۱).

$$\begin{bmatrix} \dot{\rho}_{11} \\ \dot{\rho}_{12} \\ \dot{\rho}_{13} \\ \dot{\rho}_{14} \\ \dot{\rho}_{21} \\ \dot{\rho}_{22} \\ \dot{\rho}_{23} \\ \dot{\rho}_{24} \\ \dot{\rho}_{31} \\ \dot{\rho}_{32} \\ \dot{\rho}_{33} \\ \dot{\rho}_{34} \\ \dot{\rho}_{41} \\ \dot{\rho}_{42} \\ \dot{\rho}_{43} \\ \dot{\rho}_{44} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\Omega & \circ & \circ & -i\Omega & \Gamma & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ i\Omega & -\Gamma & iG & \circ & \circ & -i\Omega & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & iG & -\kappa & \circ & \circ & -i\Omega & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & -i\Omega & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ -i\Omega & \circ & \circ & \circ & -\Gamma & i\Omega & \circ & \circ & -iG & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & -i\Omega & \circ & \circ & i\Omega & -\Gamma & iG & \circ & -iG & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & -i\Omega & \circ & iG & -\kappa - \Gamma & \circ & \circ & -iG & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & -i\Omega & \circ & \circ & -\Gamma & \circ & \circ & -iG & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & -iG & \circ & \circ & -\kappa & i\Omega & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & \circ & -iG & \circ & \circ & i\Omega & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & -iG & \circ & iG & -\kappa & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & -iG & \circ & -\kappa & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & i\Omega & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & i\Omega & -\Gamma & iG & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & iG & -\kappa & \circ & \circ & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ & \circ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho_{11} \\ \rho_{12} \\ \rho_{13} \\ \rho_{14} \\ \rho_{21} \\ \rho_{22} \\ \rho_{23} \\ \rho_{24} \\ \rho_{31} \\ \rho_{32} \\ \rho_{33} \\ \rho_{34} \\ \rho_{41} \\ \rho_{42} \\ \rho_{43} \\ \rho_{44} \end{bmatrix} \quad (21)$$

معادله دیفرانسیل بالا با در نظر گرفتن شرط اولیه سیستم، $|\varphi(-\infty)\rangle = |g_1, 0\rangle = |1\rangle$ حل می‌شود. بنابراین خواهیم داشت:

$$\rho_{11}(-\infty) = 1, \quad (22)$$

$$\rho_{mn}(-\infty) = 0 \quad (m, n \neq 1, 1).$$

شکل ۵، تحول زمانی عناصر ماتریس چگالی را بر اساس پالس‌های تعریف شده در روابط (۱۱) و (۱۲) و معادله دیفرانسیل (۲۱) نشان می‌دهد.

شکل ۵، نشان می‌دهد که وقتی گسیل خود به خودی اتم و همچنین اتلاف کاواک در نظر گرفته شود، تراز $|g_2, 0\rangle = |4\rangle$ در طول تحول زمانی سیستم جمعیت دار می‌شود. همچنین توجه می‌کنیم که جمعیت نهایی تراز $|g_2, 1\rangle = |3\rangle$ دیگر برابر یک

برای چنین سیستمی، معادله لیوویل با ماتریس چگالی ρ و به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود که دو جمله آخر سمت راست آن به صورت پدیده شناختی برای توصیف گسیل خود به خودی و اتلاف کاواک در معادله لیوویل وارد می‌شوند [۹]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i[H', \rho] + L_{at} \rho + L_{cav} \rho. \quad (14)$$

در رابطه بالا، H', ρ در زیر فضای حالت‌های $S = \{|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |4\rangle\}$ به صورت زیر نمایش ماتریسی داده می‌شوند:

$$H' = \begin{bmatrix} \circ & \Omega & \circ & \circ \\ \Omega & \circ & G & \circ \\ \circ & G & \circ & \circ \\ \circ & \circ & \circ & \circ \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} & \rho_{34} \\ \rho_{41} & \rho_{42} & \rho_{43} & \rho_{44} \end{bmatrix}. \quad (16)$$

رابطه (۱۵) نشان می‌دهد که حالت $|g_2, 0\rangle$ به هیچ کدام از حالت‌های دیگر سیستم جفت نشده است. همچنین $L_{at} \rho$ و $L_{cav} \rho$ به ترتیب متناظر با گسیل خود به خودی و اتلاف کاواک در معادله لیوویل وارد می‌شوند که برابرند با [۹]:

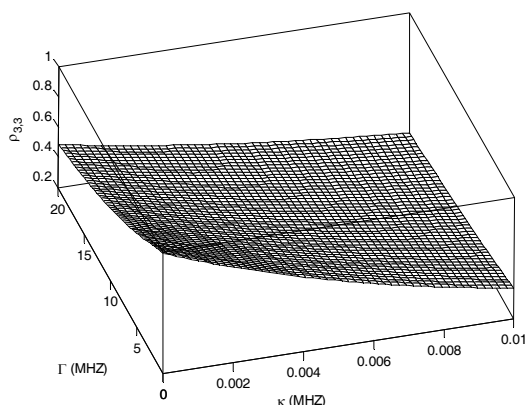
$$L_{at} \rho = \sum_l \Gamma_{el} \sigma_{le} \rho \sigma_{el} - \frac{1}{2} \Gamma' (\sigma_{ee} \rho + \rho \sigma_{ee}). \quad (17)$$

در رابطه بالا اندیس l نشان دهنده کلیه حالت‌هایی است که اتم از تراز $|e, 0\rangle$ می‌تواند به آنها گسیل خود به خودی بکند. $\Gamma' = \sum_l \Gamma_{el}$ نرخ کلی گسیل خود به خودی اتم از تراز $|e, 0\rangle$ و $|\langle i| \langle j|$ عملگر ماتریسی حالت‌های اتمی می‌باشد. بنابراین نمایش ماتریسی رابطه (۱۷) در زیر فضای S به صورت زیر است:

$$L_{at} \rho = \begin{bmatrix} \Gamma_{21} \rho_{22} & -\frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \Gamma_{22}) \rho_{22} & \circ & \circ \\ -\frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \Gamma_{22}) \rho_{11} & -(\Gamma_{21} + \Gamma_{22}) \rho_{22} & -\frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \Gamma_{22}) \rho_{23} & -\frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \Gamma_{22}) \rho_{24} \\ \circ & -\frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \Gamma_{22}) \rho_{22} & \circ & \circ \\ \circ & -\frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \Gamma_{22}) \rho_{22} & \circ & \Gamma_{22} \rho_{22} \end{bmatrix} \quad (18)$$

همچنین برای جمله اتلاف کاواک داریم:

$$L_{cav} \rho = -\kappa(1 + \bar{n})(\gamma a \rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a) + \kappa \bar{n}(\gamma a^\dagger \rho a - a a^\dagger \rho - \rho a a^\dagger), \quad (19)$$

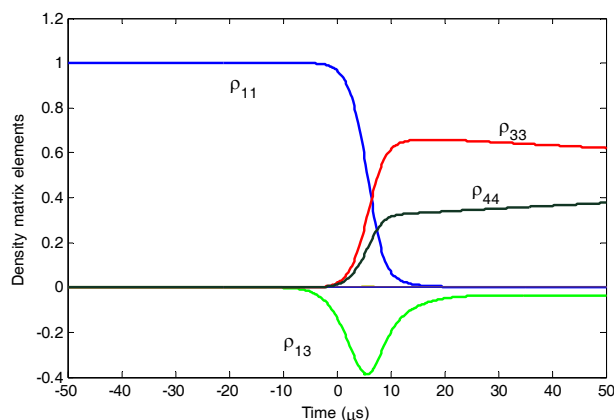


شکل ۶. جمعیت نهایی تراز ۳، یعنی ρ_{33} ، که نسبت به نرخ اتلاف کاواک κ و گسیل خود به خودی Γ و بر اساس پارامترهای شکل ۳ رسم شده است.

نیز باشد تأثیر زیادی بر فرآیند گذار بی دررو نخواهد گذاشت. ولی با توجه به اینکه در طی گذار بی دررو حالت $|g_{2,1}\rangle$ جمعیت دار می‌شود و انتقال جمعیت به این حالت یعنی به وجود آمدن یک فوتون در مد کاواک، بنابراین حتی اگر نرخ اتلاف کاواک در مقایسه با فرکانس‌های رابی بیشینه Ω_0 و G_0 بسیار کوچک باشد، باز بر جمعیت نهایی $|g_{2,1}\rangle$ در طی گذار بی دررو تأثیر خواهد گذاشت.

حال شرایطی را در نظر می‌گیریم که اثر نرخ گسیل خود به خودی ناچیز باشد، یعنی $\Gamma \approx 0$ ، در این صورت تنها تراز $|g_{2,1}\rangle$ با نرخ κ به حالت $|g_{2,0}\rangle$ اتلاف خواهد یافت. برای نشان دادن اثر اتلاف کاواک بر گذار بی دررو تحریکی رامان، جمعیت نهایی تراز ۳، ρ_{33} ، نسبت به κ و G_0 در شکل ۷ رسم شده است.

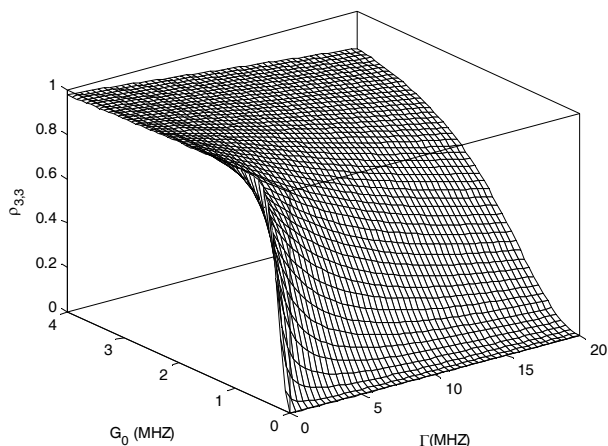
شکل ۷، نشان می‌دهد که جمعیت نهایی تراز سوم همراه با افزایش κ به شدت کاهش می‌یابد به طوری که برای حالت $\kappa \approx 0.001 \text{ MHz}$ جمعیت نهایی تراز سوم $\rho_{33} \approx 0.09$ خواهد بود. نتیجه دیگری که از شکل ۷ می‌توان گرفت، آن است که با توجه به حساسیت زیاد این طرح به نرخ اتلاف کاواک، افزایش مقدار G_0 تأثیر چندانی بر افزایش جمعیت نهایی تراز سوم



شکل ۵. نمودار تحول زمانی عناصر ماتریس چگالی که برای پارامترهای شکل ۳ و برای نرخ گسیل خود به خودی و اتلاف کاواک $\Gamma = 10 \text{ MHz}$, $\kappa = 0.001 \text{ MHz}$ رسم شده است.

نخواهد شد. کاهش جمعیت نهایی تراز ۳، ρ_{33} ، به این معناست که بازده گذار بی دررو تحریکی رامان کاهش می‌یابد. در شکل ۵، به روشنی دیده می‌شود که مقدار نهایی ρ_{33} برابر 0.6 است، در حالی که بدون در نظر گرفتن اثر گسیل خود به خودی و اتلاف کاواک برابر یک بود. برای بررسی تأثیر نرخ گسیل خود به خودی و همچنین اتلاف کاواک بر جمعیت نهایی تراز سوم $\rho_{33}(+\infty)$ جمعیت نهایی تراز سوم بر حسب نرخ گسیل خود به خودی Γ و همچنین اتلاف کاواک κ در شکل ۶ رسم شده است.

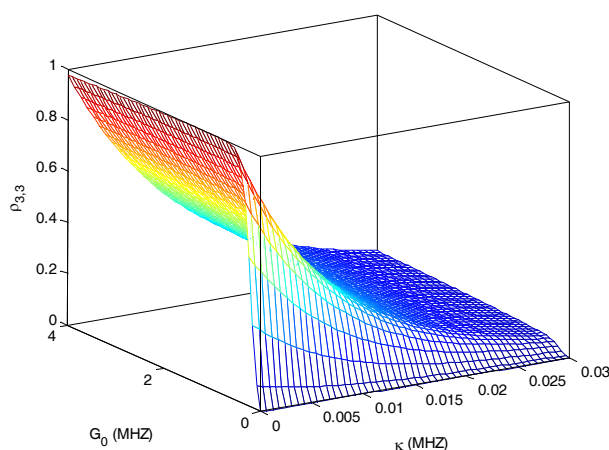
شکل ۶، نشان می‌دهد که جمعیت نهایی تراز سوم همراه با افزایش نرخ اتلاف کاواک و همچنین گسیل خود به خودی کاهش می‌یابد. در این شکل می‌بینیم که برای پارامترهای به کار رفته در شکل و به ازای $\kappa > 0.001 \text{ MHz}$ و $\Gamma > 0.4 \text{ MHz}$ ، جمعیت نهایی تراز سوم $\rho_{33} < 0.09$ می‌باشد و بازده گذار بی دررو کاهش پیدا می‌کند. برای اینکه بازده گذار بی دررو حداکثر باشد باید $\Gamma < 0.4 \text{ MHz}$ و $\kappa < 0.001 \text{ MHz}$ در نظر گرفته شود. نکته دیگری که در مورد شکل ۶ می‌توان ذکر کرد، این است که طرح مورد نظر نسبت به نرخ اتلاف کاواک بسیار حساس‌تر از نرخ گسیل خود به خودی است. فرآیند گسیل خود به خودی از تراز $|e,0\rangle$ و فرآیند اتلاف کاواک از تراز $|g_{2,1}\rangle$ صورت می‌گیرد. با توجه به اینکه در گذار بی دررو تحریکی رامان تراز $|e,0\rangle$ در طی فرآیند خیلی کم جمعیت دار می‌شود، بنابراین نرخ گسیل خود به خودی حتی اگر قابل توجه



شکل ۸. جمعیت نهایی تراز سوم ρ_{33} که بر حسب نرخ گسیل خود به خودی Γ و G_0 ، و بر اساس پارامترهای شکل ۵ و بدون در نظر گرفتن اتلاف کاواک رسم شده است.

علت این امر در مرجع [۱۱] به صورت نظری و عددی بحث شده است. اثر افزایش G_0 در حضور اتلاف کاواک نسبت به گسیل خود به خودی زیاد چشمگیر نیست، زیرا در حضور اتلاف کاواک، با توجه به اینکه منشا اتلاف از جمعیت دار شدن تراز $|g_{2,1}\rangle$ می باشد، بنابراین افزایش G_0 تأثیر چندانی بر گذار بی دررو تحریکی رامان ندارد. ولی با توجه به اینکه گسیل خود به خودی از جمعیت دار شدن $|e,0\rangle$ صورت می گیرد و چون در طی تحول زمانی بی دررو سیستم، این حالت جمعیت بسیار ناچیزی دارد، بنابراین اثر افزایش G_0 بر گذار جمعیت بیشتر خواهد بود [۵].

در این مقاله ضمن تحقیق یک طرحواره برای گذار بی دررو تحریکی رامان در داخل یک کاواک اپتیکی، تأثیر عوامل ناهمدوسی شامل گسیل خود به خودی و اتلاف کاواک با استفاده از معادله لیوویل بر روی آن بررسی گردید. در سیستم مورد مطالعه، گسیل خود به خودی باعث انتقال جمعیت از تراز $|e,0\rangle$ به ترازهای $|g_{1,0}\rangle$ و $|g_{2,0}\rangle$ و همچنین اثر اتلاف کاواک باعث انتقال جمعیت از حالت $|g_{2,1}\rangle$ به حالت $|g_{2,0}\rangle$ می شود. در بررسی اثر گسیل خود به خودی و اتلاف کاواک، مشاهده گردید در صورتی که $\kappa > 0.001 \text{ MHz}$ و $\Gamma > 0.4 \text{ MHz}$ شود،



شکل ۷. جمعیت نهایی تراز سوم ρ_{33} که نسبت به نرخ اتلاف کاواک κ و G_0 که بر اساس پارامترهای شکل ۵ و بدون در نظر گرفتن گسیل خود به خودی رسم شده است.

ندارد، و وقتی مقدار G_0 از یک حدی که برای وقوع گذار بی دررو لازم است، یعنی $G_0 > 0.7 \text{ MHz}$ ، بالا می رود، مقدار جمعیت نهایی تراز سوم یعنی ρ_{33} برای نرخ ثابت κ و به ازای افزایش مقدار G_0 تغییر نمی کند.

در این بخش، حالتی را در نظر می گیریم که بتوان اثر اتلاف کاواک را ناچیز انگاشت، یعنی مقدار آن بسیار ناچیز باشد، طوری که $\kappa \approx 0$. در این صورت سیستم تنها تحت تأثیر گسیل خود به خودی با نرخ Γ قرار خواهد گرفت.

شکل ۸ کاهش جمعیت نهایی تراز سوم را بر حسب افزایش نرخ گسیل خود به خودی نشان می دهد. نکته دیگری که در مورد شکل ۸ وجود دارد، این است که افزایش مقدار G_0 باعث می شود تأثیر نرخ گسیل خود به خودی بر جمعیت نهایی تراز سوم کمتر شده و جمعیت نهایی تراز سوم به یک نزدیکتر شود. البته همان طور که در شکل های ۷ و ۸ مشاهده می شود، حتی به ازای $\kappa = 0$ برای شکل ۷ و $\Gamma = 0$ برای شکل ۸ مقدار $\rho_{33} (+\infty)$ برای تقریباً $G_0 > 0.7 \text{ MHz}$ برابر یک می باشد. یعنی حتی در غیاب اثرات ناهمدوسی باید مقدار بیشینه دامنه G_0 از یک حدی بیشتر باشد تا گذار بی دررو برقرار شود.

در مقالات مختلف پیشنهاد شده است. برای مثال در مرجع [۱۲] پارامترها به صورت $(G_0, \kappa, \Gamma) / 2\pi = (27, 2/4, 6) \text{MHz}$ گزارش شده است. در نهایت، به اختصار در مورد اثر پس‌زنی^۱ اتم بر گذار بی‌دررو اشاره می‌کنیم. پس‌زنی اتم به طرف محور z ، لازم می‌دارد که فاز اپتیکی وابسته به زمان میدان لیزری از ω_{LT} به صورت $(\omega_{LT} - kv\sin\theta)$ تعدیل شود، که در آن θ زاویه‌ای است که اتم با جهت مثبت محور x می‌سازد. اثر این فاز اضافی آن است که یک نامیزانی فرکانس به صورت $kv\sin\theta$ در عنصر میانی قطر اصلی هامیلتونی مؤثر (۶) ظاهر می‌شود [۱۴] همان‌طور که می‌دانیم، روش گذار بی‌دررو نسبت به تغییرات جزئی نامیزانی فرکانس نیز حساس نیست^۲ و تحت شرایط $kv\sin\theta \ll \Omega_0, G_0$ ، گذار جمعیت سیستم به حالت نهایی مورد نظر تحت تأثیر قرار نمی‌گیرد.

جمعیت نهایی تراز سوم $\rho_{33} < 0/9$ شده و بنابراین بازده گذار بی‌دررو کاهش می‌یابد. در بررسی حالتی که از اثر گسیل خود به خودی چشم پوشی کردیم، مشاهده شد که تقریباً برای حالت $\kappa \approx 0/001 \text{MHz}$ ، جمعیت نهایی تراز سوم $\rho_{33} \approx 0/9$ خواهد بود. همچنین در این حالت با توجه به حساسیت زیاد این طرح به نرخ اتلاف کاواک، افزایش مقدار G_0 تأثیر چندانی بر افزایش جمعیت نهایی تراز سوم ندارد. همچنین با نادیده گرفتن اثر اتلاف کاواک و بررسی تنها اثر گسیل خود به خودی، مشاهده نمودیم که افزایش مقدار G_0 باعث می‌شود که تأثیر نرخ گسیل خود به خودی بر جمعیت نهایی تراز سوم کمتر شده و جمعیت نهایی تراز سوم به یک نزدیکتر می‌شود. مقادیری که برای پارامترهای به کار رفته در نمودارها انتخاب شده‌اند در گستره مقادیری هستند که در مراجع [۷، ۱۲ و ۱۳] به کار رفته است. البته مقادیر مشابه آزمایشگاهی که قابل مقایسه با مقادیر داده شده در نمودارها می‌باشد،

University press (2006).

9. P Lambropoulos, D Petrosyan, *Fundamental of Quantum Optics and Quantum Information*, Springer (2008).
10. B W Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitations*, Wiley, New York (1990).
11. N V Vitanov, K A Suominen, and B W Shore, *Opt. Phys.* **32** (1999) 4535.
12. J A Sauer, K M Fortier, M S Chang, C D Hamley, M S Chapman, *Phys. Rev. A* **69** (2004) 051804.
13. M Hennrich, T Legero, A Kuhn, and G Rempe, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 4872.
14. M Amnat-Talab, S Guérin, and H R Jauslin, *Phys. Rev. A* **72** (2005) 012339.

1. K Bergmann, H Theuer, B W Shore, *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998) 1003.
2. J R Kulinski, U Gaubatz, F T Hioe, K Bergmann, *Phys. Rev. A* **40** (1989) 6741.
3. N V Vitanov, T Halfmann, B W Shore, and K Bergmann, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **52** (2001) 763.
4. P A Ivanov, N V Vitanov, and K Bergmann, *Phys. Rev. A* **70** (2004) 063409.
5. P A Ivanov, N V Vitanov, and K Bergmann, *Phys. Rev. A* **72** (2005) 053412.
6. M Amnat-Talab, S Guérin, N Sangouard, and H R Jauslin, *Phys. Rev. A* **71** (2005) 023805.
7. M Keller, B Lange, K Hayasaka, W Lange, and H Walther, *J. Phys. B* **36** (2003) 613.
8. M Fox, *Quantum Optics, an introduction*, Oxford

۱. Recoil

۲. Robustness