بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز

تولید جفت فوتونهای در هم تنیده در سیستم اتم- کاواک- لیزر با روش گذار بی دررو: بررسی اثر اتلاف کاواک

مهدی امنیت طلب، حسنقلی محمدی، روزیتا میر احمدی و مقصود سعادتی نیاری

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، صندوق پستی *165*، ارومیه

چکیده – در این مقاله، یک طرحواره‌ای زورمند برای ایجاد جفت فوتونهای در هم تنیده در سیستم اتم- کاواک- لیزر پیشنهاد می‌شود. و همچنین اثر اتلاف کاواک بر گذار جمعیت با حل عددی معادله شرودینگر بررسی خواهد شد. در این طرحواره از یک اتم سه پایه که با دو میدان تک مد کاواک با قطبیدگیهای σ^+ و σ^- و یک میدان لیزری با قطبیدگی π برهم کنش دارد، استفاده می‌شود. با به کار بردن روش گذار بی دررو تحریکی رامان از اثر ناهمدوسی مربوط به گسیل خود به خودی اتم، جلوگیری خواهد شد.

کلید واژه- درهم تنیدگی، گذار بی دررو، کاواک، فوتون، حالتهای درهم تنیده.

Generation of entangled photon pairs in atom-cavity-Laser system via adiabatic passage: Effect of cavity decay

Mahdi, Amniat-Talab; Hasangholi, Mohammadi; Rozita, Mirahmadi; Maghsud, Saadati-Niari

Department of Physics, Faculty of sciences, Urmia University, P.B. 165 Urmia, Iran.

We present a robust scheme in atom- cavity- laser system which can effectively produce entangled photon pairs.We also analyze the effect of cavity decay on the population transfer by numerical solution of the Schrödinger equation. In this scheme, a tripod atom successively couples with two single mode optical cavities possessing σ^+ and σ^- polarizations. This process is assisted by a classical π-polarized pump field. Losses due to atomic spontaneouemissions is efficiently suppressed by employing adiabatic passage technique.

Keywords: Entanglement, Adiabatic passage, Cavity, Photon. Entangled states.

[Downloaded from opsi.ir on 2025-07-20]

۱- مقدمه

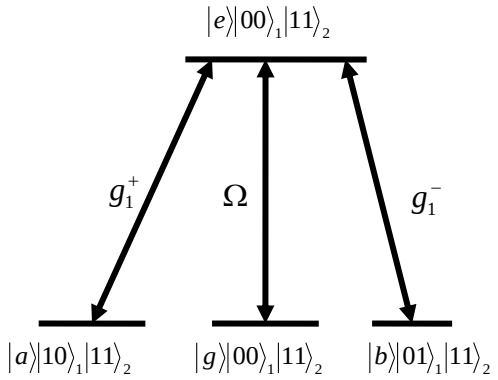
در هم تنیدگی کوانتومی [1] یکی از با ارزش‌ترین ارکان علم اطلاعات کوانتومی به شمار می‌رود، که کاربردهای زیادی در زمینه طراحی درگاههای کوانتومی و انتقال از راه دور حالتهای کوانتومی دارد. اخیرا، تلاش‌های زیادی برای تولید حالت در هم تنیده EPR از دو کیوبیت [2-3] صورت گرفته است. در این طرحواره ایجاد یکی از حالتهای در هم تنیده فوتونی EPR[1] در سیستم اتم- کاواک- لیزر بررسی خواهد شد. برای این کار یک اتم سه پایه که با دو میدان کوانتومی با قطبیدگیهای دایروی راستگرد σ^+ و دایروی چپگرد σ^- و یک میدان کلاسیکی با قطبیدگی خطی π بر همکنش دارد، در نظر گرفته شده و با عبور اتم از دو کاواک مشابه، ایجاد حالت‌های در هم تنیده دو فوتونی مطالعه خواهد شد. در طول تحول زمانی سیستم، اثر ناهمدوسی، شامل گسیل خود به خودی با استفاده از روش گذار بی دررو تحریکی رامان[2] در سیستمهای دوپایه و چند پایه [4-5] کنترل خواهد شد. در نهایت اثر اتلاف کاواک در سیستم و تاثیر آن بر انتقال جمعیت با حل عددی معادله شرودینگر بررسی می‌شود.

۲- اندرکنش اتم با کاواک برای ایجاد حالت در هم‌تنیده فوتونی

در این بخش، اندرکنش یک اتم سه پایه با دو میدان کاواک و یک میدان لیزری در نظر گرفته خواهد شد، که می تواند به طور موثر ، جفت فوتون‌های قطبیده در هم تنیده EPR را تولید کند. این فرآیند شامل دو مرحله (عبور از کاواک اول و دوم) به صورت زیر است:

مرحله اول: الگوی جفت شدگی سیستم برای عبور از کاواک اول در شکل ۱ نشان داده شده است که در آن یک اتم سه پایه از کاواک اول عبور کرده و با دو میدان کوانتیزه با قطبیدگیهای σ_+ و σ_- و همچنین یک میدان لیزری با قطبیدگی π اندرکنش می‌کند. یکی از حالتهای پایه اتم به عنوان $|g\rangle$ و دو حالت پایه دیگر با نمادهای $|a\rangle$، $|b\rangle$ و حالت بر انگیخته با نماد $|e\rangle$ برچسب گذاری می‌شود. گذارهای $|a\rangle \to |e\rangle$ و $|b\rangle \to |e\rangle$ توسط مدهای تبهگنی قطبیده کاواک با ضریب جفت شدگی $g_i\ (i=1,2)$ و گذار $|g\rangle \to |e\rangle$ توسط میدان قطبیده کلاسیکی π با فرکانس رابی Ω انجام می شود.

1-Einstein- Pololsky- Roson (EPR)
2-Rotating wave approximation (RWA)



شکل ۱: الگوی جفت شدگی اتم- لیزر- کاواک برای مرحله اول.

فرض می کنیم که اتم در ابتدا در حالت پایه $|g\rangle$، کاواک ۱ در حالت خلا $|0,0\rangle_1$ و کاواک ۲ در حالت $|1,1\rangle_2 = a_{2+}^{+}a_{2-}^{+}|0,0\rangle_2$ قرار داشته باشد که $(a_i^+\ i=1,2)$ نشان دهنده عملگر خلق کاواکهای اول و دوم می‌باشد. در این مرحله هدف این است که اتم از حالت پایه $|g\rangle|00\rangle_1|11\rangle_2$ به حالتهای پایه دیگر یعنی یک برهم نهی یکسان از حالتهای $|a\rangle|10\rangle_1|11\rangle_2$ و $|b\rangle|01\rangle_1|11\rangle_2$ منتقل شود. هامیلتونی این سیستم در زیر فضای نشان داده شده در شکل ۱ و در تقریب موج چرخان[3] به صورت زیر خواهد بود[۲]:

$$H_{I1}(t) = \Omega(t)\sigma_{eg} + g_1(t)a_{1+}^{+}\sigma_{ae} + g_1(t)a_{1-}^{+}\sigma_{be} + H.C. \qquad (۱)$$

$$= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \Omega(t) \\ 0 & 0 & 0 & g_1(t) \\ 0 & 0 & 0 & g_1(t) \\ \Omega(t) & g_1(t) & g_1(t) & 0 \end{bmatrix}.$$

در هامیلتونی (۱) فرض شده است که بستگی زمانی میدانهای کوانتومی با قطبیدگی مثبت و منفی باهم برابر باشند یعنی $g_1^+(t) = g_1^-(t)$. با تعریف ماتریس تبدیل T [5] در زیر فضای جدید $S' = \{|\phi_1\rangle, |\phi_2\rangle, |\phi_3\rangle, |\phi_4\rangle\}$ به صورت زیر است:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \qquad (۲)$$

هامیلتونی سیستم در زیر فضای جدید به صورت زیر تقلیل می یابد:

3-Stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP)

[Downloaded from opsi.ir on 2025-07-20]

$$\tilde{H} = T^{+} H T = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \Omega(t) \\ 0 & 0 & \tilde{g}_1(t) \\ \Omega(t) & \tilde{g}_1(t) & 0 \end{bmatrix}, \qquad (۳)$$

که در آن ، $\tilde{g}_1(t) = \sqrt{2}\, g_1(t)$. هامیلتونی رابطه (۳) دارای یک ویژه حالت مربوط به ویژه مقدار صفر است که اصطلاحا حالت تاریک نامیده می‌شود:

$$D(t) = \frac{1}{\sqrt{\Omega^2(t) + \tilde{g}_1(t)}} (\tilde{g}_1(t)|\phi_1\rangle + \Omega(t)|\phi_2\rangle). \qquad (۴)$$

از روش گذار بی‌دررو استیرپ برای انتقال کامل جمعیت سیستم از حالت $|\phi_1\rangle$ به حالت $|\phi_2\rangle$ از ترتیب پالسهای غیر شهودی استفاده می‌کنیم. ابتدا فرض می‌کنیم که در زمانهای اولیه پالس لیزری $\Omega(t)$ خاموش و میدان کوانتومی $\tilde{g}_1(t)$ روشن باشد، در این صورت حالت اولیه سیستم به صورت زیر خواهد بود:

$$|D(t_i)\rangle = |\phi_1\rangle = |g\rangle|00\rangle_1|11\rangle_2. \qquad (۵)$$

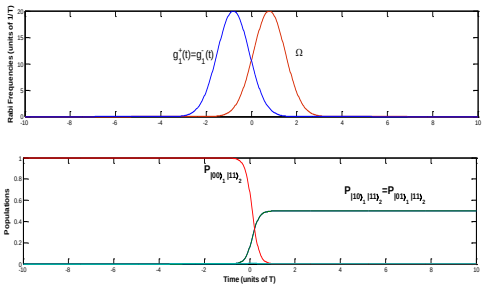
سپس فرض می‌کنیم که میدان کوانتومی $\tilde{g}_1(t)$ به تدریج خاموش شده و میدان لیزری $\Omega(t)$ روشن شود، در این صورت حالت نهایی سیستم بر اساس تحول زمانی حالت تاریک به صورت زیر در می‌آید:

$$|D(t_f)\rangle = |\phi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle|10\rangle_1|11\rangle_2 + |b\rangle|01\rangle_1|11\rangle_2). \qquad (۶)$$

شکل ۲ یک شبیه سازی عددی از مرحله اول را نشان می‌دهد که بر اساس فرکانسهای رابی به صورت زیر رسم شده است:

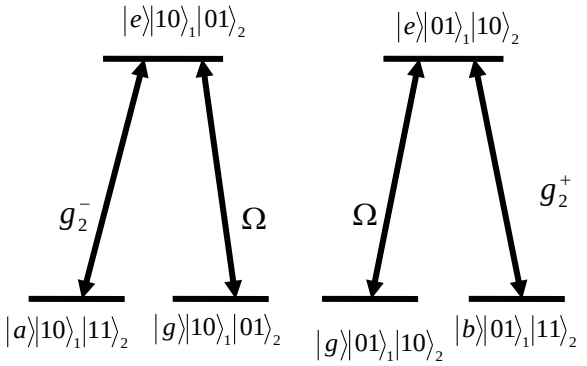
$$\begin{aligned} \Omega(t) &= \Omega_0\, e^{-(t-\tau)^2/T^2}, \\ g_1^{+}(t) &= g_1^{-}(t) = g_0 e^{-(t+\tau)^2/T^2}, \end{aligned} \qquad (۷)$$

که در رابطه بالا Ω_0 و g_0 نشان دهنده دامنه بیشینه، τ تاخیر زمانی پالسها و T نشان دهنده پهنای پالس می‌باشد.



شکل ۲ بالا: فرکانسهای رابی میدانهای لیزری و کاواک که بر اساس رابطه (۷) و برای پارامترهای $\Omega_0 = g_0 = 20T^{-1}$ و $\tau = 0.8T$ رسم شده است. پایین: تحول زمانی جمعیت سیستم بر حسب زمان.

مرحله دوم: در این مرحله با عبور اتم از کاواک دوم، جمعیت سیستم از حالت نهایی مرحله اول به حالت در هم تنیده فوتونی EPR منتقل خواهد شد. الگوی جفت شدگی این مرحله در شکل ۳ رسم شده است.

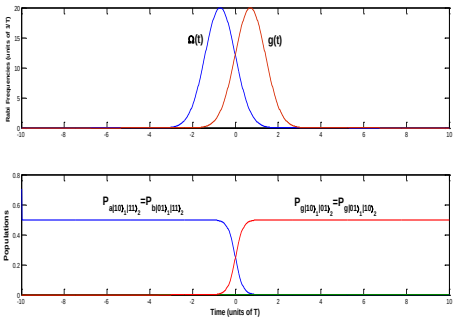


شکل ۳: جفت شدگی مرحله دوم بر اساس عبور اتم از کاواک دوم.

در این مرحله همانند مرحله اول با دوبار استفاده از روش استیرپ و با استفاده از ترتیب غیر شهودی پالسها (تقدم میدان لیزری بر میدان کاواک) جمعیت از بر هم نهی اولیه ترازهای $|a\rangle|10\rangle_1|11\rangle_2$ و $|b\rangle|01\rangle_1|11\rangle_2$ به یک بر هم نهی همدوس از حالتهای نهایی $|g\rangle|10\rangle|01\rangle$، $|g\rangle|01\rangle|10\rangle$ به صورت زیر انتقال می یابد:

$$|\psi(t_f)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|10\rangle_1|01\rangle_2 + |01\rangle_1|10\rangle_2)|g\rangle. \qquad (۸)$$

که یک حالت در هم تنیده بیشینه از نوع EPR می باشد. شکل ۴، تحول زمانی پالسها و جمعیت برای ایجاد یکی از حالتهای EPR را نشان می‌دهد.



شکل ۴ بالا: فرکانسهای رابی میدانهای لیزری و کاواک بر اساس رابطه (۷) و بر اساس پارامترهای $\Omega_0 = g_0 = 20T^{-1}$ و $\tau = -0.8T$ پایین: تحول زمانی جمعیت سیستم .

۳- اثر اتلاف کاواک بر انتقال جمعیت

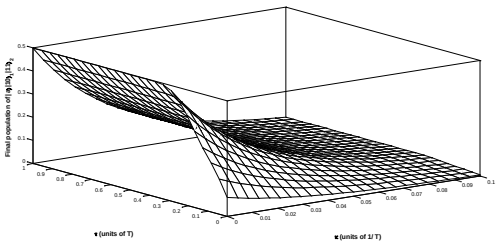
همانطورکه در مقدمه اشاره شد، در این طرحواره اثر گسیل خود به

[Downloaded from opsi.ir on 2025-07-20]

خودی که بر اثر جمعیت دار شدن تراز تحریکی صورت می‌گیرد، با استفاده از روش گذار بی دررو تحریکی رامان قابل چشمپوشی است. اما در طول تحول زمانی سیستم، جمعیت دار شدن مد پر کاواک منجر به پدیده ناهمدوسی اتلاف کاواک خواهد شد. در این بخش اثر اتلاف کاواک و تاثیر تاخیر زمانی بر آن در مرحله اول بررسی خواهد شد. هامیلتونی (1) در حضور اثر اتلاف کاواک به صورت زیر خواهد بود.

$$H_{I1}(t)=\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \Omega(t) \\ 0 & -i\kappa & 0 & g_1(t) \\ 0 & 0 & -i\kappa & g_1(t) \\ \Omega(t) & g_1(t) & g_1(t) & 0 \end{bmatrix}. \qquad (۹)$$

در رابطه بالا ، κ نشان دهنده نرخ اتلاف کاواک می‌باشد. به منظور بررسی اثر اتلاف کاواک بر گذار جمعیت، جمعیت نهایی تراز $|a\rangle|10\rangle_1|11\rangle_2$ در شکل ۵ رسم شده است.



شکل ۵: جمعیت نهایی تراز $|a\rangle|10\rangle_1|11\rangle_2$ نسبت به نرخ اتلاف و تاخیر زمانی پالسها که بر اساس پارامترهای شکل ۲ رسم شده است.

همانطورکه در شکل مشاهده می‌شود، این طرح نسبت به اثر اتلاف کاواک حساس بوده به طوریکه برای $\kappa=0.06T^{-1}$ مقدار جمعیت نهایی تراز $|a\rangle|10\rangle_1|11\rangle_2$ برابر صفر شده و هیچ انتقال جمعیتی صورت نمی‌گیرد. همچنین تغییر جمعیت حالت نهایی نسبت به تغییرات تاخیر زمانی نشان می‌دهد که تغییرات تاخیر زمانی تاثیری بر کاهش اثر نرخ اتلاف کاواک ندارد.

۴ – نتایج

در این مقاله یک طرحواره برای ایجاد حالت در هم تنیده فوتونی EPR در سیستم اتم- کاواک- فیبر با روش گذار بی دررو تحریکی رامان ارائه شد. در این طرحواره، یک اتم سه پایه از داخل دو کاواک که هر کدام دارای دو میدان کوانتومی با قطبیدگی چپگرد و راستگرد و همچنین یک میدان لیزری با قطبیدگی π می‌باشند، عبور می‌کند که در نهایت منجر به ایجاد حالت در هم تنیده EPR خواهد شد. با توجه به استفاده از روش گذار بی دررو تحریکی رامان، این طرحواره نسبت به اثر گسیل خود به خودی زورمند می‌باشد اما با بررسی اثر اتلاف کاواک در مرحله اول مشخص شد که این طرحواره نسبت به اثر اتلاف کاواک به شدت حساس می‌باشد به طوریکه برای مقدار $\kappa\geq 0.06T^{-1}$ هیچ انتقال جمعیتی صورت نمی‌گیرد.

مراجع

[۱] Amniat-Talab M., Guérin S., and Jauslin,H. R. *Decoherence-free creation of atom-atom entanglement in a cavity via fractional adiabatic passage*, Phys. Rev. A **72** (2005) 012339.

[2] Li., P. Gu.,Y. Gong., Q. Guo., G. Effective generation of polarization-entangled photon pairs in a cavity-QED system Phys. Lett. A **372**(2008) 5959 .

[3] Hagley E., Maitre, X., Nogues, G. Wunderlich.,C. Brune., M. Raimond.,J.M. Haroche., S. *Generation of Einstein-Podolsky-Rosen Pairs of Atoms* Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1.

[4] Vitanov., N. V. Halfmann.,T. Shore., B. W. and Bergmann., K. *Laser-induced Population Transfer by Adiabatic Passage Techniques* Annu. Rev. Phys. Chem. **52**(2001)763.

[5] Amniat-Talab., M. Saadati-Niari., M. Guérin., S. *Quantum state engineering in ion-traps via adiabatic passage* Eur. Phys. J. D **66** 2012)216.

[Downloaded from opsi.ir on 2025-07-20]