



بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه ۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز



طرح‌واره نظری برای تولید فیزیکی حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده گروه‌های $SU(2)$ و $SU(1,1)$

امیر کریمی^۱ و محمد کاظم توسلی^{۱،۲}

^۱ گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

^۲ گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، آبادیه، فارس

^۳ گروه پژوهشی فوتونیک، مرکز تحقیقات مهندسی، دانشگاه یزد، یزد

چکیده - اخیراً حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده با جایگزینی حالت‌های همدوس در حالت‌های همدوس درهم‌تنیده توسط حالت‌های همدوس غیرخطی، معرفی شده‌اند. در این مقاله با ارائه یک طرح‌واره فیزیکی بر اساس برهم‌کنش تشدید یک اتم سه‌ترازی نوع Λ با یک کاواک دومی در حضور دو میدان کلاسیکی قوی، به تولید فیزیکی دو گروه از این حالت‌ها، یعنی حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده متناظر با گروه‌های $SU(1,1)$ و $SU(2)$ می‌پردازیم.

کلید واژه - حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده، گروه‌های $SU(1,1)$ و $SU(2)$.

A Theoretical Scheme for Generation of a Class of $SU(1,1)$ and $SU(2)$ Entangled Nonlinear Coherent States

A. Karimi^{1,2} and M. K. Tavassoly^{1,3}

¹ Atomic and Molecular Group, Faculty of Physics, University of Yazd, Yazd

² Department of Physics, Islamic Azad University of Abadeh, Fars

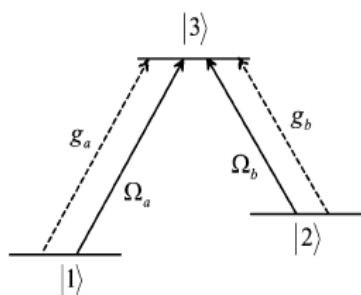
³ Photonic & Research Group, Engineering Research Center, University of Yazd, Yazd

Abstract- Recently, the entangled nonlinear coherent states are introduced via replacing coherent states with nonlinear coherent states in entangled coherent states. In this paper, in order to generate the $SU(1,1)$ and $SU(2)$ entangled nonlinear coherent states, an appropriate scheme is presented. The scheme is based on the resonant interaction of a Λ -type three-level atom with the two cavity modes of a quantized field in the presence of two strong classical fields.

Keywords: Entangled nonlinear coherent states, $SU(1,1)$ and $SU(2)$ groups.

۱. مقدمه

مد ناهمگن a و b کاواک و یک اتم سه ترازوی نوع Λ تشکیل شده است. همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، درون کاواک، گذار دوقطبی بین دو حالت پایه $|1\rangle$ و $|2\rangle$ اتم سه ترازوی ممنوع و گذار از حالت برانگیخته $|3\rangle$ به دو حالت با انرژی های کمتر مجاز می باشد. گذارهای $|1\rangle$ به $|3\rangle$ و $|2\rangle$ به $|3\rangle$ با مد a (b) کاواک با بسامد ω_a (ω_b) که توسط یک میدان کلاسیکی با دامنه g_a (g_b) و فاز φ_a (φ_b) برانگیخته شده، جفت شده است.



شکل ۱- ترازهای اتمی یک اتم سه ترازوی نوع Λ و برهم کنش با دو میدان کلاسیکی و دو مد کاواک.

با فرض اینکه مدهای کاواک و میدان های کلاسیکی با گذارهای اتمی متناظر، در حالت تشدید باشند، هامیلتونی سامانه اتم-میدان در تصویر برهم کنش به شکل زیر تعریف می شود:

$$\begin{aligned} H &= H_{cav} + H_{cl} \\ H_{cl} &= g_a(\sigma_{13}e^{i\varphi_a} + \sigma_{31}e^{-i\varphi_a}) + g_b(\sigma_{23}e^{i\varphi_b} + \sigma_{32}e^{-i\varphi_b}) \\ H_{cav} &= \Omega_a(\sigma_{13}A^\dagger + \sigma_{31}A) + \Omega_b(\sigma_{23}B^\dagger + \sigma_{32}B) \end{aligned} \quad (5)$$

که $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ شبه اسپینورهای پائولی اتمی، و A و $A^\dagger$ (B و $B^\dagger$) عملگرهای آفرینش و نابودی تغییر شکل یافته مد a (b) هستند که به شکل $A = af(n_a)$ و $A^\dagger = f(n_a)a^\dagger$ ($B = bf(n_b)$ و $B^\dagger = f(n_b)b^\dagger$) تعریف می شوند. در این مقاله پالس های لیزری قوی ($\Omega_a, \Omega_b \ll g_a, g_b$) مورد استفاده قرار می گیرند. به منظور توصیف دینامیک سامانه با میدان های کلاسیکی قوی، پایه های زیر را معرفی می کنیم:

$$\begin{aligned} |0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{g_a^2 + g_b^2}}(g_b e^{-i\varphi_b} |1\rangle - g_a e^{-i\varphi_a} |2\rangle) \\ |\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[|3\rangle \pm \frac{1}{\sqrt{g_a^2 + g_b^2}}(g_a e^{-i\varphi_a} |1\rangle + g_b e^{-i\varphi_b} |2\rangle)] \end{aligned} \quad (6)$$

برهم نهی و درهم تنیدگی، به عنوان ویژگی های غیرکلاسیکی سامانه های کوانتومی، نقش مهمی را در فرایند اطلاعات کوانتومی در هر دو زمینه نظری و تجربی ایفا می کنند [۱]. در دو دهه اخیر طرح های مختلفی به منظور مطالعه و تولید حالت های غیرکلاسیکی سامانه های کوانتومی مورد بحث و پیشنهاد قرار گرفته است [۲]. به عنوان نمونه ای خاص از این حالت ها، حالت های همدوس درهم تنیده دومی زوج و فرد به کمک حالت های همدوس $\{|\pm\alpha\rangle\}$ به شکل زیر تعریف شده است [۳]:

$$|\Psi_{\pm}\rangle_{ECS} = N_{ECS}(|\alpha\rangle_a |-\alpha\rangle_b \pm |-\alpha\rangle_a |\alpha\rangle_b) \quad (1)$$

با جایگزین کردن حالت های همدوس در رابطه (۱) توسط حالت های همدوس غیرخطی، حالت های همدوس غیرخطی درهم تنیده زوج یا فرد به دست می آید.

به طور کلی، حالت های همدوس غیرخطی درهم تنیده به کمک دو حالت همدوس غیرخطی با دامنه های مشابه و اختلاف فاز $e^{i\theta}$ به شکل زیر تعریف شده اند:

$$\begin{aligned} |\Psi_{ENCS}\rangle &= N_{ENCS} \times \\ &(|\alpha, f\rangle_1 |e^{i\theta}\alpha, f\rangle_2 \pm e^{i\varphi} |e^{i\theta}\alpha, f\rangle_1 |\alpha, f\rangle_2) \end{aligned} \quad (2)$$

که در آن حالت همدوس غیرخطی طبق رابطه زیر تعریف می شود [۴]:

$$|\alpha, f\rangle = N_{NCS} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[f(n)]!}{\sqrt{n!}} \alpha^n |n\rangle \quad (3)$$

و ثابت N_{NCS} از شرط بهنجارش به دست می آید. اخیراً به بررسی ویژگی های غیرکلاسیکی حالت خاصی از این حالت ها پرداخته ایم [۵]:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\alpha, f\rangle_1 |-\alpha, f\rangle_2 + i |-\alpha, f\rangle_1 |\alpha, f\rangle_2) \quad (4)$$

هدف ما در این مقاله، ارائه یک طرحواره فیزیکی به منظور تولید دو رده خاص از این حالت ها است.

۲. تولید فیزیکی حالت های همدوس غیرخطی

درهم تنیده

در این قسمت، با ارائه طرحواره ای بر اساس برهم کنش تشدید یک اتم سه ترازوی نوع Λ با یک کاواک دومی در حضور دو میدان کلاسیکی قوی، به تولید فیزیکی دو رده ویژه از این حالت ها می پردازیم [۶]. این چینش آزمایشگاهی از یک تشدیدگر فابری-پرو، حمل کننده دو

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-it\sqrt{g_a^2+g_b^2}}e^{\alpha A^\dagger-\alpha^*A}e^{-\beta B^\dagger+\beta^*B}|+\rangle|0\rangle_a|0\rangle_b) + (e^{it\sqrt{g_a^2+g_b^2}}e^{-\alpha A^\dagger+\alpha^*A}e^{\beta B^\dagger-\beta^*B}|-\rangle|0\rangle_a|0\rangle_b) \quad (12)$$

به منظور حفظ ویژگی یکانی بودن عملگرهای جابجایی- گونه ظاهر شده در رابطه (۱۲) برای مدهای a و b ، توابع غیرخطی ویژه‌ای را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

۳. تولید فیزیکی رده‌ای خاص از حالت‌های

همدوس غیرخطی درهم‌تنیده $SU(1,1)$

با در نظر گرفتن تابع غیرخطی متناظر با پتانسیل مثلثاتی اصلاح‌شده $V(x) = U_0 \tan^2(bx)$ که U_0 شدت پتانسیل و b برد آن است، داریم [۷]:

$$f_1(n) = \sqrt{\frac{\hbar b^2}{2\mu\Omega}}(n+2\lambda-1) \quad (13)$$

که در این رابطه، Ω و μ به ترتیب بسامد میدان و جرم ذره هستند و متغیر λ توسط رابطه $\lambda(\lambda+1) = \frac{2\mu U_0}{\hbar^2 b^2}$ به شدت و برد پتانسیل مرتبط می‌شود (زیرنویس ۱ در $f_1(n)$ به حالت همدوس $SU(1,1)$ اشاره دارد). روابط جابجایی برای عملگرهای تغییر شکل یافته متناظر به شکل زیر داده- می‌شود:

$$[A_1, A_1^\dagger] = \frac{\hbar b^2}{\mu\Omega}(n_a + \lambda), \quad [B_1, B_1^\dagger] = \frac{\hbar b^2}{\mu\Omega}(n_b + \lambda) \quad (14)$$

با تعریف $K_{1a}^0 = n_a + \lambda$ و $K_{1a}^+ = \sqrt{\frac{2\mu\Omega}{\hbar b^2}}A_1^\dagger$ ، $K_{1a}^- = \sqrt{\frac{2\mu\Omega}{\hbar b^2}}A_1$ و $K_{1b}^0 = n_b + \lambda$ و $K_{1b}^+ = \sqrt{\frac{2\mu\Omega}{\hbar b^2}}B_1^\dagger$ ، $K_{1b}^- = \sqrt{\frac{2\mu\Omega}{\hbar b^2}}B_1$ برای مد a (ب)، روابط جابجایی را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$[K_{1i}^0, K_{1i}^\pm] = \pm K_{1i}^\pm, \quad [K_{1i}^-, K_{1i}^+] = 2K_{1i}^0, \quad i = a, b \quad (15)$$

که صریحاً به جبر لی گروه $SU(1,1)$ اشاره دارد. با استفاده از روش گیلومر-پرلوموف در ساختار مبتنی بر نظریه گروهی حالت‌های همدوس، رابطه (۱۲) را می‌توان به شکل زیر بازنویسی کرد:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}[e^{-it\sqrt{g_a^2+g_b^2}}e^{\xi K_{1a}^+ - \xi^* K_{1a}^- - \eta K_{1b}^+ + \eta^* K_{1b}^-}|+\rangle|0\rangle_a|0\rangle_b) + (e^{it\sqrt{g_a^2+g_b^2}}e^{-\xi K_{1a}^+ + \xi^* K_{1a}^- - \eta K_{1b}^+ + \eta^* K_{1b}^-}|-\rangle|0\rangle_a|0\rangle_b)] \quad (16)$$

که در معادله ویژه‌مقداری زیر صدق می‌کنند:

$$H_{cl}|0\rangle = 0, \quad H_{cl}|\pm\rangle = \pm\sqrt{g_a^2+g_b^2}|\pm\rangle \quad (7)$$

عملگرهای H_{cl} و H_{cav} را بر اساس پایه‌های معرفی شده $|\pm\rangle$ و $|0\rangle$ به دست می‌آوریم و برای ساده‌سازی دینامیک سامانه، از تصویر برهم‌کنشی که از تبدیل زیر به دست می‌آید، استفاده می‌کنیم [۶]:

$$R = \exp[-i\sqrt{g_a^2+g_b^2}(|+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|)t] \quad (8)$$

هامیلتونی متناظر با این تصویر تبدیل یافته از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$H' = R^\dagger H R - iR^\dagger \frac{dR}{dt} \quad (9)$$

با در نظر گرفتن محدوده لیزر قوی ($\Omega_a, \Omega_b \gg g_a, g_b$) تقریب RWA و حذف جملاتی با نوسان سریع در H' ، هامیلتونی مؤثر H_{eff} به شکل زیر حاصل می‌شود:

$$H_{eff} = \frac{\Omega_a g_a}{2\sqrt{g_a^2+g_b^2}}(|+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|)(e^{-i\varphi_a}A^\dagger + e^{i\varphi_a}A) + \frac{\Omega_b g_b}{2\sqrt{g_a^2+g_b^2}}(|+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|)(e^{-i\varphi_b}B^\dagger + e^{i\varphi_b}B) \quad (10)$$

عملگر تحول زمانی متناظر با هامیلتونی (۵)، از رابطه زیر به دست می‌آید [۶]:

$$U(t) = R U_{eff}(t) = R \exp\{-iH_{eff}t/\hbar\} = \exp[-it\sqrt{g_a^2+g_b^2}(|+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|)] \times \exp\{-it(|+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|)\} \times [\frac{\Omega_a g_a}{2\sqrt{g_a^2+g_b^2}}(e^{-i\varphi_a}A^\dagger + e^{i\varphi_a}A) + \frac{\Omega_b g_b}{2\sqrt{g_a^2+g_b^2}}(e^{-i\varphi_b}B^\dagger + e^{i\varphi_b}B)] \quad (11)$$

هم اکنون، با عبور یک اتم سه‌تازی از درون کاواک، حالت همدوس غیرخطی درهم‌تنیده را تولید می‌کنیم. برای این منظور اتم سه‌تازی و میدان را ابتدا به ترتیب در حالت برانگیخته $|3\rangle$ و حالت‌های خلاء $|0\rangle_a|0\rangle_b$ فرض می‌کنیم. پس از خروج اتم از کاواک، با کنش عملگر تحول زمانی (۱۱) روی حالت سامانه اتم-میدان و در نظر گرفتن $\alpha = -it\frac{\Omega_a g_a e^{-i\varphi_a}}{2\sqrt{g_a^2+g_b^2}}$ و $\beta = it\frac{\Omega_b g_b e^{-i\varphi_b}}{2\sqrt{g_a^2+g_b^2}}$ حالت سامانه به شکل زیر به دست می‌آید:

درهم‌تنیده $SU(1,1)$ شد، با تعریف عملگرهای غیرخطی جدید و به‌دست آوردن روابط جابجایی برای عملگرهای غیرخطی تعریف‌شده، به جبر لی گروه $SU(2)$ می‌رسیم. با استفاده از این جبر و تغییرمتغیرهای مناسب، رابطه‌ای مشابه با رابطه (۱۶) ظاهر می‌شود که پس از کنش عملگرهای جابجایی یکانی روی حالت‌های خلاء، حالتی مشابه با (۱۸) مرتبط با گروه $SU(2)$ به دست می‌آید [۸]. پس از خروج اتم از کاواک در حالت برانگیخته $|3\rangle$ ، سامانه در حالت زیر قرار می‌گیرد:

$$|\psi\rangle = N_{ENCs_2} [e^{-it\sqrt{g_a^2+g_g^2}} |\eta_2(\alpha), f_2\rangle_a |-\delta_2(\beta), f_2\rangle_b] + (e^{it\sqrt{g_a^2+g_g^2}} |-\eta_2(\alpha), f_2\rangle_a |\delta_2(\beta), f_2\rangle_b] \quad (21)$$

احتمال موفقیت این رویداد و تولید این حالت‌ها، از روابطی مشابه با آنچه درمورد گروه $SU(1,1)$ گفته‌شد، به دست می‌آید.

۵. نتیجه‌گیری

در این مقاله پس از معرفی مختصر حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده، با ارائه طرح‌واره‌ای بر اساس برهم-کنش تشدید یک اتم سه‌ترازی نوع Λ با یک کاواک دومی در حضور دو میدان کلاسیکی قوی، به تولید فیزیکی این حالت‌ها پرداختیم و با درنظرگرفتن دو تابع غیرخطی $f_1(n)$ و $f_2(n)$ متناظر با دو پتانسیل فیزیکی معین دو رده خاص از حالت‌های همدوس غیرخطی درهم‌تنیده متناظر با گروه‌های $SU(2)$ و $SU(1,1)$ را تولید کردیم.

مراجع

- [1] Barenco A, Dutch D, Ekert A and Jozsa R 1995 Phys. Rev. Lett. **74** 4083.
- [2] Buek V, Barranco A V, Knight P L 1992 Phys. Rev. A **45** 6570.
- [3] Yurke B and Stoler D 1987 Phys. Rev. A **35** 4846.
- [4] Roy B and Roy P 2000 J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **2** 65.
- [5] کریمی، امیر و توسلی، محمدکاظم، ۱۳۹۲، کنفرانس فیزیک ایران.
- [6] XuBo Zou and Mathis W 2005 Phys. Lett. A. **337** 305.
- [7] Sanchez O S and Recamier J 2011 J. Phys. A: Math. Theor. **44** 145307.
- [8] Miry S R and Tavassoly M K 2012 Phys. Scr. **85** 035404.

که در آن از روابط $\eta = \sqrt{\frac{\hbar b^2}{2\mu\Delta\Omega}}\beta$ و $\xi = \sqrt{\frac{\hbar b^2}{2\mu\Delta\Omega}}\alpha$ استفاده کرده‌ایم [۸]. حال به راحتی می‌توان آزمود که:

$$\begin{aligned} |\eta_1(\alpha), f_1\rangle_a |0\rangle_a &= e^{\xi K_{1a}^+ - \xi^* K_{1a}^-} |0\rangle_a \\ &= e^{\xi K_{1a}^+} (1 - |\xi|^2)^{K_{1a}^0} e^{-\xi^* K_{1a}^-} |0\rangle_a \\ &= (1 - \frac{\hbar b^2}{2\mu\Delta\Omega} |\eta_1(\alpha)|^2)^\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[f_1(n)]!}{\sqrt{n!}} \eta_1(\alpha)^n |n\rangle \end{aligned} \quad (17)$$

و رابطه‌ای مشابه برای $|\delta_1(\beta), f_1\rangle_b$ که $\xi = \sqrt{\frac{\hbar b^2}{2\mu\Delta\Omega}}\alpha$ و $\eta = \sqrt{\frac{\hbar b^2}{2\mu\Delta\Omega}}\beta$ و a مد برای $\eta_1(\alpha) = \sqrt{\frac{2\mu\Delta\Omega}{\hbar b^2}}\zeta$ و $\zeta = \frac{\xi}{|\xi|} \tanh \xi$ و $\delta_1(\beta) = \sqrt{\frac{2\mu\Delta\Omega}{\hbar b^2}}\gamma$ ، $\gamma = \frac{\eta}{|\eta|} \tanh \eta$ به کار رفته‌اند، رابطه (۱۶) را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{-it\sqrt{g_a^2+g_g^2}} |+\rangle |\eta_1(\alpha), f_1\rangle_a |-\delta_1(\beta), f_1\rangle_b] \\ + (e^{it\sqrt{g_a^2+g_g^2}} |-\rangle |-\eta_1(\alpha), f_1\rangle_a |\delta_1(\beta), f_1\rangle_b] \end{aligned} \quad (18)$$

اگر اتم پس از خروج از کاواک در حالت برانگیخته $|3\rangle$ باشد، سامانه در حالت زیر قرار می‌گیرد:

$$|\psi\rangle = N_{ENCs_1} [e^{-it\sqrt{g_a^2+g_g^2}} |\eta_1(\alpha), f_1\rangle_a |-\delta_1(\beta), f_1\rangle_b] + (e^{it\sqrt{g_a^2+g_g^2}} |-\eta_1(\alpha), f_1\rangle_a |\delta_1(\beta), f_1\rangle_b] \quad (19)$$

از آنجایی که احتمال موفقیت این رویداد $P_s = N_{ENCs}^{-2}$ می‌باشد، در نتیجه، تکرار این آزمایش به طور میانگین به تعداد P_s^{-1} بار، به تولید این حالت‌ها منتهی می‌شود.

۴. تولید فیزیکی رده‌ای خاص از حالت‌های

همدوس غیرخطی درهم‌تنیده $SU(2)$

به عنوان مثالی دیگر از کاربرد رهیافت ارائه‌شده در این مقاله، به طور مختصر، تابع غیرخطی متناظر با تابع پتانسیل اصلاح‌شده پوش-تلا $V(x) = U_0 \tanh^2(ax)$ را به شکل زیر درنظر می‌گیریم [۷]:

$$f_2(n) = \sqrt{\frac{\hbar a^2}{2\mu\Delta\Omega}} (2s+1-n) \quad (20)$$

Ω و μ مشابه قسمت قبل و متغیر s توسط رابطه‌ای مشابه با متغیر λ تعریف می‌شوند (زیرنویس ۲ در $f_2(n)$ به حالت همدوس $SU(2)$ اشاره دارد). مشابه با روشی که در قسمت قبل منجر به تولید حالت‌های همدوس غیرخطی