



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



شمارش غیر مخرب فوتون ها با استفاده از شفافیت القایی الکترومغناطیسی یک سیستم چهار ترازه ی Y معکوس

سمیرا علیپور و سیامک خادمی

دانشگاه زنجان، دانشکده فیزیک

چکیده - در این مقاله شفافیت القایی الکترومغناطیسی برای یک سیستم چهار ترازه ی Y معکوس در برهمکنش با سه میدان کوانتیده (دو میدان جفت کننده و یک میدان کاوشگر) در یک کاواک کوانتومی با استفاده از رهیافت تمام کوانتومی بررسی شده است. بررسی منحنی های جذب به دست آمده برای میدان کوانتیده ی کاوشگر نشان می دهد فاصله ی بین دو قله ی جذب و همچنین ارتفاع قله ها با تعداد فوتون های میدان جفت کننده ی به دام افتاده داخل کاواک کوانتومی مرتبط می باشند. ما در این مقاله با حل تحلیلی معادلات ماتریس چگالی، روشی برای شمارش غیر مخرب تعداد فوتونهای هر یک از میدانهای جفت کننده، که در برهمکنش با آنسامبلی از اتمهای چهار ترازه ی Y معکوس هستند، ارائه می دهیم.

کلید واژه - شفافیت القایی الکترومغناطیسی، شمارش غیر مخرب فوتون ها، اتم چهار ترازه ی Y معکوس

Non Demolition Photon Counting by Electromagnetically Induced Transparency of a four Level Inverted Y-type Atoms

Siamak Khademi And Samira Alipour

Department of Physics, University of Zanjan

Abstract- We consider a four-level atomic system in inverted-Y system and study the phenomenon of Electromagnetically Induced Transparency (EIT) in this system in interaction with three quantized fields (one probe field and two coupling fields) by full quantum model. The results indicate dependency of the interval between peaks and their altitude in absorption curve of probe field on number of coupling field photons' that trapped inside the quantum cavity. In this paper a non-demolition photon counting method has been offered for two different kind of photons that belong to coupling fields that interact with an ensemble of four-level Inverted-Y type atoms and a quantize probe field by analytical calculation of density matrix equations.

Keywords: Electromagnetically Induced Transparency, Non-Demolition photon counting, Four-Level Inverted-Y atomic system.

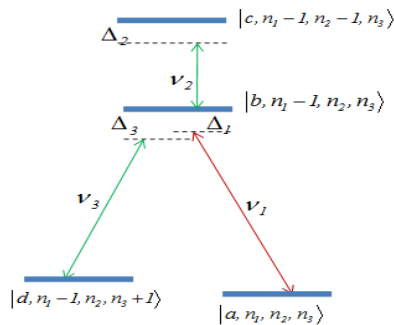
۱- مقدمه

شفافیت القایی الکترومغناطیسی (EIT) اولین بار توسط Harris و همکارانش در سال ۱۹۹۱ معرفی شد [۱]. پس از آن، از EIT به منظور مشاهده‌ی اثرات اپتیکی مختلفی از جمله تولید پالس نوری آهسته [۲]، ذخیره‌ی نور در بخارات اتمی [۳]، تولید نور غیرخطی [۴]، توری القایی الکترومغناطیسی [۵] و غیره استفاده شده است. در اکثر تحقیقات گذشته پدیده‌ی EIT [۱-۳] و اثرات ناشی از آن با استفاده از رهیافت نیمه کلاسیکی بررسی شده است. کارهای محدودی روی مدل تمام کوانتومی این اثر نیز انجام شده است که به بررسی اثرات غیرخطی و سرعت فوتون‌ها با استفاده از مدل تمام کوانتومی می‌پردازند [۷-۶]. یکی از مزایای استفاده از مدل تمام کوانتومی در مطالعه‌ی پدیده‌ها را می‌توان در توانایی تغییر و مشاهده‌ی حالت‌های فوتونی نام برد. همانطور که می‌دانیم در مکانیک کوانتومی اندازه‌گیری روی حالت کوانتومی، موجب از بین رفتن اطلاعات سیستم می‌شود، بنابراین شمارش غیرمخرب تعداد فوتون‌های داخل کاواک کوانتومی از اهمیت بالایی برخوردار است [۸،۹]. ما در این مقاله با استفاده از یک محیط EIT که متشکل از آنسامبلی از اتم‌های چهارترازه‌ی Y معکوس و سه میدان کوانتیده (دو میدان جفت کننده و یک میدان کاوشگر) می‌باشد و همچنین استفاده از رهیافت تمام کوانتومی موفق به ارائه روشی برای شمارش تعداد فوتون‌های هر دو میدان جفت کننده که داخل کاواک کوانتومی به دام افتاده‌اند، شده‌ایم. با ارائه این روش، توانستیم به یک رهیافت غیر مخرب برای شمارش تعداد فوتون‌های جفت کننده‌ی داخل کاواک دست پیدا کنیم.

۲- مدل اتم چهارترازه‌ی Y معکوس

یک اتم چهارترازه‌ی Y معکوس (شکل ۱) را که در یک کاواک کوانتومی به تله افتاده است، در نظر می‌گیریم. این اتم با سه میدان کوانتومی (فوتون‌های دو مد میدان جفت کننده v_2 و v_3 و میدان کاوشگر v_1) برهم‌کنش می‌کند. میدان‌های کوانتومی جفت کننده متشکل از دو مد فوتونی هستند که هر کدام در یک کاواک کوانتومی با فاکتور کیفیت Q بالا به تله افتاده‌اند و با اتم‌های چهار ترازه‌ی Y معکوس (که آن هم در یکی از این کاواک‌ها به

تله افتاده است) برهم‌کنش می‌کند. الکترون‌ها در ترازهای $|d\rangle$ ، $|b\rangle$ و $|a\rangle$ به ترتیب در برهم‌کنش با میدان‌های جفت کننده با فرکانس‌های v_3 و v_2 و میدان کاوشگر با فرکانس v_1 به ترازهای بالاتر گذار می‌یابند.



شکل ۱- طرحواره‌ی ترازهای انرژی و فوتونی یک سیستم چهار ترازه‌ی Y معکوس
 هامیلتونی برهم‌کنش این سیستم در تقریب‌های دوقطبی الکترونیکی و موج چرخان در تصویر برهم‌کنش به صورت زیر است:

$$V = -\hbar g_1 (\sigma_{ba} a_1 e^{i\Delta_1 t} + \sigma_{ab} a_1^+ e^{-i\Delta_1 t}) - \hbar g_2 (\sigma_{cb} a_2 e^{i\Delta_2 t} + \sigma_{bc} a_2^+ e^{-i\Delta_2 t}) - \hbar g_3 (\sigma_{bd} a_3 e^{i\Delta_3 t} + \sigma_{db} a_3^+ e^{-i\Delta_3 t}). \quad (1)$$

در رابطه‌ی فوق از $\omega_{jk} = \omega_j - \omega_k$ ، $\Delta_2 = \omega_{cb} - v_2$ ، $\Delta_1 = \omega_{ba} - v_1$ ، $\Delta_3 = \omega_{bd} - v_3$ و $g_i = \langle \rho_i | \vec{\epsilon}_i \cdot \vec{\epsilon}_i / \hbar$ ، استفاده شده است که در آن ρ_i عنصر ماتریسی دوقطبی الکترونیکی گذار مربوط به میدان با فرکانس اعمالی v_i ، $\vec{\epsilon}_i$ بردار یکه‌ی پولاریزاسیون، V حجم کاواک می‌باشند. عملگرهای بالابرنده و پایین آورنده‌ی a_i^+ و a_i (۱ و ۲ و ۳) بر روی ترازهای فوتونی $|n_i\rangle$ اثر می‌کنند که به ترتیب، مربوط به میدان کاوشگر و دو میدان جفت کننده هستند. معادلات

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{ba} &= -[\gamma_1 + \gamma_3 + i\Delta_1] \tilde{\rho}_{ba} + ig_1 \sqrt{n_1} [\tilde{\rho}_{aa} - \tilde{\rho}_{bb}] \\ &\quad + ig_2 \sqrt{n_2} \tilde{\rho}_{ca} + ig_3 \sqrt{n_3 + 1} \tilde{\rho}_{da}, \\ \dot{\tilde{\rho}}_{ca} &= -[\gamma_2 + i(\Delta_1 + \Delta_2)] \tilde{\rho}_{ca} - ig_1 \sqrt{n_1} \tilde{\rho}_{cb} + ig_2 \sqrt{n_2} \tilde{\rho}_{ba}, \\ \dot{\tilde{\rho}}_{da} &= -[\gamma_4 + i(\Delta_1 - \Delta_3)] \tilde{\rho}_{da} - ig_1 \sqrt{n_1} \tilde{\rho}_{db} \\ &\quad + ig_3 \sqrt{n_3 + 1} \tilde{\rho}_{ba}. \end{aligned} \quad (2)$$

معادلات تحول برای عناصر غیرقطری عملگر چگالی در تصویر برهم‌کنش هستند که از رابطه‌ی فون نیومن به دست می‌آیند.

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = 0.2, \gamma_4 = 10^{-3}, \Delta_2 = \Delta_3 = 0, g_2 = g_3 = 2.5.$$

شکل ۲a و ۲b) با فرض ثابت نگه داشتن فوتونهای n_2 (n_3) و تغییر تعداد فوتونهای n_3 (n_2) رسم شده است. همانطور که از هر دو شکل مشخص است با افزایش تعداد فوتونها، قله‌های جذب از یکدیگر فاصله می‌گیرند و بالعکس. بنابراین می‌توان گفت که مقدار نامیزانی پرتو کاوشگر (Δ_1) مربوط به فاصله‌ی بین قله‌های جذب با تعداد فوتونهای داخل کاواک مرتبط می‌باشد.

با حل تحلیلی مشتق معادله‌ی مربوط به $\text{Im}[\chi_{ba}]$ به دست آوردن نقاط بیشینه، می‌توان به رابطه‌ی بین Δ_{1Max} (مقادیری از نامیزانی میدان کاوشگر که منحنی جذب را بیشینه می‌کند) و تعداد فوتونهای داخل کاواک دست پیدا کرد:

$$\Delta_{1Max} = \sqrt{g_2^2 n_2 + g_3^2 (n_3 + 1)} \quad (6)$$

همانطور که از رابطه‌ی ۶ مشخص است فاصله‌ی بین قله‌ها به پارامترهای g_2 و g_3 و تعداد فوتونهای هر دو نوع میدان جفت کننده وابسته می‌باشد. بنابراین این رابطه به تنهایی نمی‌تواند تعداد فوتونهای n_2 و n_3 را جداگانه نتیجه دهد. برای دستیابی به مقادیر هر یک از فوتونهای n_2 و n_3 بایستی معادله‌ی دیگری را نیز برحسب تعداد فوتونها داشته باشیم. در شکل ۲ مشاهده می‌شود با تغییر تعداد فوتونها، علاوه بر تغییر فاصله‌ی بین قله‌های جذب، ارتفاع قله‌ها نیز جابجا می‌شود. همانطور که مشخص است با افزایش تعداد فوتونهای n_3 (n_2)، ارتفاع قله‌های جذب نیز افزایش (کاهش) می‌یابند.

برای بدست آوردن ارتفاع قله‌های جذب میدان کاوشگر ابتدا قسمت موهومی پذیرفتاری را به شکل زیر بدست می‌آوریم،

$$\chi_{ba}'' = \frac{N_a \rho_{ba}^2}{\hbar \epsilon_0} \times \frac{\gamma_1 + \gamma_3 + N_2 \gamma_2 + N_3 \gamma_4}{(\gamma_1 + \gamma_3 + N_2 \gamma_2 + N_3 \gamma_4)^2 + (\Delta_1 - N_2(\Delta_1 + \Delta_2) + N_3(\Delta_3 - \Delta_1))^2} \quad (7)$$

در رابطه‌ی بالا

نرخ گسیل خودبه‌خودی از تراز c به تراز b برابر با $2\gamma_2$ ، از تراز b به ترازهای زمینه‌ی a و d به ترتیب برابر با $2\gamma_1$ و $2\gamma_2$ و از تراز زمینه‌ی d به تراز a برابر با $2\gamma_4$ می‌باشد.

با در نظر گرفتن شرایط اولیه

$$\rho_{aa}^{(0)} = 1, \rho_{bb}^{(0)} = \rho_{cc}^{(0)} = \rho_{dd}^{(0)} = \rho_{bd}^{(0)} = \rho_{cb}^{(0)} = 0. \quad (3)$$

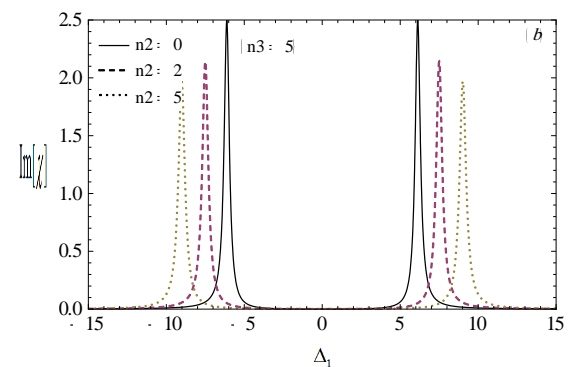
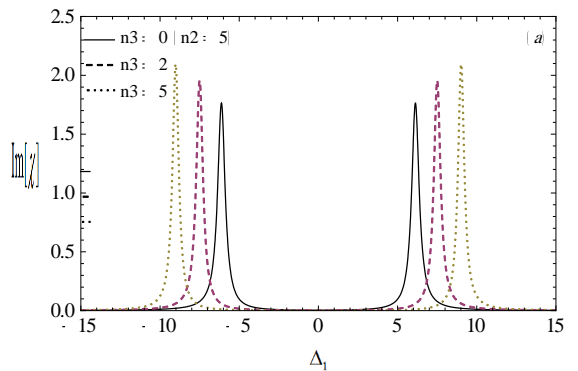
عنصر چگالی مربوط به گذار کاوشگر با استفاده از حل پایا

$$\tilde{\rho}_{ba} = i g_1 \sqrt{n_1} / \left[[\gamma_1 + \gamma_3 + i\Delta_1] + \frac{(n_3 + 1)g_3^2}{[\gamma_4 + i(\Delta_1 - \Delta_3)]} + \frac{n_2 g_2^2}{[\gamma_2 + i(\Delta_1 + \Delta_2)]} \right] \quad (4)$$

به دست می‌آید. با استفاده از معادله‌ی (۴) و روابط $P = 2g_{ba}\rho_{ba}$ و $P = \epsilon_0 \chi_{ba} E_1$ پذیرفتاری مرتبه‌ی اول سیستم در گذار از تراز a به b، برای تعداد N اتم در حالت خالص، از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید،

$$\chi_{ba} = \frac{i N_a \rho_{ba}^2}{\hbar \epsilon_0} / \left[[\gamma_1 + \gamma_3 + i\Delta_1] + \frac{(n_3 + 1)g_3^2}{[\gamma_4 + i(\Delta_1 - \Delta_3)]} + \frac{n_2 g_2^2}{[\gamma_2 + i(\Delta_1 + \Delta_2)]} \right] \quad (5)$$

شکل‌های ۲a و ۲b به منظور بررسی وابستگی منحنی جذب میدان کاوشگر به تعداد فوتونهای میدانهای جفت کننده برای $\Delta_2 = \Delta_3 = 0$ ، رسم شده اند.



شکل ۲- منحنی‌های جذب برای یک سیستم چهارترازه‌ی Y معکوس بر حسب نامیزانی با شرایط

های جفت کننده داخل کاواک کوانتومی به طور مجزا و غیر مخرب به دست می‌آید. این روش به علت اینکه تنها از اندازه‌گیری طیف منحنی جذب میدان کاوشگر استفاده می‌کند، نسبت به سایر روشهای اندازه‌گیری فوتون از سادگی بیشتری برخوردار می‌باشد.

مراجع

[1] Boller K. J., Imamoglu A., and Harris S. E., *Observation of electromagnetically induced transparency*, **Phys. Rev. Lett.** 66, (1991) 2593–2596.

[2] Haul. V., *Light speed reduction to 17 meters per second in an ultra-cold atomic gas*, **Nature**, 397 (1999) 594-598.

[3] Lukin M. D., *Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles*, **Rev. Mod. Phys.** 75 (2003) 457.

[4] Lu B., Burkett W. H. , Xiao M., *Non-degenerate four-wave mixing in a double-Lambda system under the influence of coherent population trapping*, **Opt. Lett.**, 23 (1998) 804-806.

[5] Dutta B. K. and Mahapatra P. K., *Electromagnetically induced grating in a three-level Ξ -type system driven by a strong standing wave pump and weak probe fields*, **J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.** 39 (2006) 1145

[6] Kuang L. M. et al, *Nonlinear optical properties of electromagnetically induced transparency medium interacting with two quantized fields*, **J. Opt. B: Quantum Semiclassic. Opt.** 5 (2003) 341.

[7] Purdy T. et al, *Electromagnetically induced transparency and reduced speeds for single photons in fully quantized model* , **J. Opt. B : Quantum Semiclassic. Opt.** 5 (2003) 289-299.

[8] Haroch S. et al, *Manipulating and probing microwave fields in a cavity by quantum non-demolition photon counting*, **Phys. Scr.** 2009 (2009) 014014.

[9] Xiao Y. F. et al, *Quantum non-demolition measurement of photon number via optical Kerr effect in an ultra-high-Q microtoroid cavity*, **Optics Express**, 16, (2008) 21462-21475.

$$N_2 = \frac{n_2 g_2^2}{\gamma_2^2 + (\Delta_1 + \Delta_2)^2}, N_3 = \frac{(n_3 + 1) g_3^2}{\gamma_4^2 + (\Delta_1 - \Delta_3)^2} \quad (8)$$

است. با قرار دادن مقدار بیشینه ی نامیزانی پرتو کاوشگر در رابطه ی ۷، معادله ی تحلیلی برای ارتفاع قله‌های جذب ($A = [\chi''_{ba}]_{Max}$) برحسب n_2 و n_3 به دست می‌آید. با حل معادلات به دست آمده برای مقادیر نامیزانی و ارتفاع قله های جذب روابط زیر برای n_2 و n_3 به صورت تحلیلی به دست می‌آید.

$$n_2 = \frac{1}{2Ag_2^4(\gamma_2 - \gamma_4)^2} \times [\gamma_2 \gamma_4 (g_2^2(\gamma_4 - \gamma_2)(1 - 2A(\gamma_1 + \gamma_3)) + B^2(-1 + 2A(\gamma_1 + \gamma_3 + \gamma_4))) + \sqrt{(-g_2^4(\gamma_2 - \gamma_4)^2(-B^4 - \gamma_2^2 \gamma_4^2 + 2B^2(\gamma_2 \gamma_4 - 2A(\gamma_2 + \gamma_4)(\gamma_3 \gamma_4 + \gamma_1(\gamma_2 + \gamma_4) + \gamma_2(\gamma_3 + \gamma_4))) + 2A^2(\gamma_3 \gamma_4 + \gamma_1(\gamma_2 + \gamma_4) + \gamma_2(\gamma_3 + \gamma_4))^2)}] \quad (9)$$

$$n_3 = -\frac{1}{2Ag_2^2 g_3^2 (\gamma_2 - \gamma_4)^2} \times [-g_2^2(\gamma_2 - \gamma_4)(B^2(-1 + 2A(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3)) + \gamma_2 \gamma_4 - 2A(g_2^2(\gamma_2 - \gamma_4) + \gamma_2(\gamma_1 + \gamma_3)\gamma_4)) + \sqrt{-g_2^4(\gamma_2 - \gamma_4)^2(B^2(-B^2 - 4A(\gamma_1 + \gamma_3)(-1 + A(\gamma_1 + \gamma_3))\gamma_4^2) + 2B^2\gamma_2(-1 + 2A(\gamma_1 + \gamma_3))\gamma_4(-1 + 2A(\gamma_1 + \gamma_3 + \gamma_4)) + \gamma_2^2(-\gamma_4^2 - 4AB^2(\gamma_1 + \gamma_3 + \gamma_4) + 4A^2B^2(\gamma_1 + \gamma_3 + \gamma_4)^2)}] \quad (10)$$

در روابط بالا

$$B = \Delta_{1Max} \quad (11)$$

است.

۳- نتیجه گیری

در این مقاله اتم چهارترازی Y معکوس در حضور یک میدان کاوشگر و دو میدان جفت کننده در یک کاواک کوانتومی با استفاده از رهیافت تمام کوانتومی بررسی شد. فاصله ی بین قله‌های جذب و ارتفاع قله‌ها در یک سیستم چهارترازی Y معکوس با تعداد فوتون‌های به دام افتاده داخل کاواک کوانتومی مرتبط است. رابطه ی بین فاصله ی قله‌های جذب و ارتفاع قله‌های جذب بر حسب تعداد فوتون‌های جفت کننده به دست آمد.

با حل همزمان دو معادله ی مربوط به فاصله و ارتفاع قله‌های جذب، تعداد فوتون‌های مربوط به هر کدام از میدان-