

文章编号: 1004-4353(2018)02-0120-04

利用三阶非线性介质实现光子反聚束和非传统光子阻塞

李佳城, 明莹*, 刘洪雨
(延边大学 理学院, 吉林 延吉 133002)

摘要: 基于三阶克尔非线性的非传统光子阻塞, 计算由一个耦合弱克尔非线性介质的光学腔和一个机械振子组成的系统的归一化二阶关联函数, 获得了强的光子反聚束效应及强反聚束的优化条件. 数值模拟表明: 零延时二阶关联函数的稳态解与模拟数值结果相吻合; 优化条件下, 三阶非线性相互作用系数取较大值时可获得强反聚束效应.

关键词: 光子阻塞; 克尔非线性; 反聚束

中图分类号: O431

文献标识码: A

Antibunching and unconventional photon blockade with third-order nonlinearity

LI Jiacheng, MING Ying*, LIU Hongyu
(College of Science, Yanbian University, Yanji 133002, China)

Abstract: The unconventional photon blockade is based on $\chi(3)$ Kerr nonlinearity. The normalized second-order correlation function is calculated for a system of a cavity modes with weak Kerr nonlinearity and a mechanical resonator. The optimal conditions for strong antibunching are found by analytic calculations, which coincide well with the numerical results. The numerical simulation shows that the steady solution of the two order correlation function at zero delay are very good with the numerical results. When the Kerr non-linear interaction strength is larger, the effect of strong antibunching is remarkable under the optimal conditions.

Keywords: photon blockade; Kerr nonlinearity; antibunching

单光子源是研究量子信息和量子通讯最基本的资源. 理论研究认为, 产生单光子源的本质是光子阻塞^[1]. 在实验研究中获得单光子源的方法之一是利用经典光驱动系统使之产生亚泊松光. 传统的光子阻塞可以用非线性量子剪来解释^[2], 即强有效的非线性光子间的相互作用, 使得光子阻塞效应可以发生在由激光驱动的克尔非线性系统中.

在早期的光子阻塞研究中, 观察光子阻塞需要非线性远远大于腔的衰减率^[3]. 2010年, Liew等发现了一种新机制, 该机制可以在非线性系数比腔的衰减率小很多的情况下获得很强的光子反聚束效应^[4], 被称为非传统光子阻塞或弱的非线性光子阻塞. 为了实现非传统的光子阻塞, 学者们提出了许多不同的系统模型, 如耦合光机制系统^[5]、基于量子点的双端光学腔^[6]、弱非线性光子分子的对称和反对称模^[7]、二阶和三阶非线性耦合单模腔^[8-10]. 本文通过耦合机械振子的光学腔得到非传统光子阻塞, 利用数值模拟得到零延时二阶关联函数的稳态解, 该结果与数值模拟结果符合得较好; 通过分析得到优化反聚束条件, 在该条件下当三阶非线性相互作用系数较大时, 可获得强反聚束效应.

1 理论模型

光子阻塞系统包括一个耦合了三阶非线性介质的单模腔和一个机械振子,其频率分别为 ω_a 和 ω_b . 外加驱动场作用于单模腔时,驱动频率为 ω_L , 驱动强度为 F . 系统的哈密顿量^[11] 为

$$\hat{H} = \omega_a \hat{a}^+ \hat{a} + \omega_b \hat{b}^+ \hat{b} + u \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a} + g \hat{a}^+ \hat{a} (\hat{b}^+ + \hat{b}) + F(\hat{a}^+ + \hat{a}), \quad (1)$$

其中 \hat{a} (\hat{a}^+) 为腔的湮灭(产生)算符, u 为三阶非线性相互作用系数, g 是腔模与机械振子相互作用强度, F 是驱动场的强度.

为了计算方便,本文利用 $\hat{U}(t) = \exp[i\omega_L t(\hat{a}^+ \hat{a} + \hat{b}^+ \hat{b})]$ 在旋转框架下研究动力学方程. 将有效哈密顿量定义为 $\hat{H}_{\text{eff}} = \hat{U}\hat{H}\hat{U}^+ - i\hat{U}d\hat{U}^+/dt$, 则

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \Delta_a \hat{a}^+ \hat{a} + \Delta_b \hat{b}^+ \hat{b} + u \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a} + g \hat{a}^+ \hat{a} (\hat{b}^+ + \hat{b}) + F(\hat{a}^+ + \hat{a}), \quad (2)$$

其中 Δ_a 和 Δ_b 是腔模和机械振子的失谐量.

系统的动力学方程为

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -i[\hat{H}_{\text{eff}}, \hat{\rho}] + \frac{\kappa_a}{2}(2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a}^+ - \hat{a}^+\hat{a}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{a}^+\hat{a}) + \frac{\kappa_b}{2}(2\hat{b}\hat{\rho}\hat{b}^+ - \hat{b}^+\hat{b}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{b}^+\hat{b}), \quad (3)$$

其中 κ_a 和 κ_b 分别是腔模和机械模的阻尼系数. 热平衡时忽略平均光子数和损耗的情况下,腔模的阻尼系数相等,即 $\kappa_a = \kappa_b = \kappa$.

为获得光子阻塞效应,分析光子的统计性质,给出耦合机械振子系统的二阶归一化关联函数:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^+(0)\hat{a}^+(\tau)\hat{a}(\tau)\hat{a}(0) \rangle}{\langle \hat{a}^+(0)\hat{a}(0) \rangle^2}, \quad (4)$$

其中 τ 是不同探测器之间的延迟时间. 计算稳态时,零延时关联函数为

$$g^{(2)}(0) = \frac{\text{Tr}\{\hat{a}^+\hat{a}^+\hat{a}\hat{a}\rho_s\}}{\text{Tr}\{\hat{a}^+\hat{a}\rho_s\}^2}, \quad (5)$$

其中 ρ_s 是由方程(2)和方程(3)得到的稳态密度矩阵, $g^{(2)}(0)$ 是腔零延时关联函数.

二阶关联函数 $g^{(2)}(0) < 1$ 符合亚泊松光子统计^[12]. 如果 $g^{(2)}(0) > 1$, 则光子展现的聚束特征与光子隧穿对应.

2 非传统光子阻塞的优化条件

在光子阻塞系统中, $|mn\rangle$ 是系统的福克态基矢, m 是腔的光子数, n 是机械振子的光子数. 为了研究腔的非传统光子阻塞,将腔中系统的态能截断成两个有效光子,即 $m+n \leq 2$. 将福克态的基矢展开后,得

$$|\psi\rangle = C_{00}|00\rangle + C_{10}|10\rangle + C_{20}|20\rangle + C_{01}|01\rangle + C_{11}|11\rangle + C_{21}|21\rangle, \quad (6)$$

再利用非厄米哈密顿量处理模的损耗,可得

$$\tilde{H} = \hat{H}_{\text{eff}} - i\frac{\kappa}{2}\hat{a}^+\hat{a} - i\frac{\kappa}{2}\hat{b}^+\hat{b}, \quad (7)$$

其中 \hat{H}_{eff} 由方程(2)给出. 将方程(6)和方程(7)带入薛定谔方程 $i\partial_t|\psi\rangle = \tilde{H}|\psi\rangle$, 可得到如下动力学方程:

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}C_{10} &= \left(\Delta_a - \frac{i\kappa}{2}\right)C_{10} + gC_{11} + FC_{00} + \sqrt{2}FC_{20}, \\ i\frac{\partial}{\partial t}C_{20} &= (2\Delta_a + 2u - i\kappa)C_{20} + 2gC_{21} + \sqrt{2}FC_{10}, \\ i\frac{\partial}{\partial t}C_{01} &= \left(\Delta_b - \frac{i\kappa}{2}\right)C_{01} + FC_{11}, \\ i\frac{\partial}{\partial t}C_{11} &= (\Delta_a + \Delta_b - i\kappa)C_{11} + gC_{10} + FC_{01} + \sqrt{2}FC_{21}, \\ i\frac{\partial}{\partial t}C_{21} &= \left(2\Delta_a + 2u + \Delta_b - \frac{3i\kappa}{2}\right)C_{21} + 2gC_{20} + \sqrt{2}FC_{11}. \end{aligned} \quad (8)$$

由耦合方程得到稳态解：

$$\left(\Delta_a - \frac{i\kappa}{2}\right)C_{10} + gC_{11} + FC_{00} + \sqrt{2}FC_{20} = 0,$$
$$(2\Delta_a + 2u - i\kappa)C_{20} + 2gC_{21} + \sqrt{2}FC_{10} = 0,$$
$$\left(\Delta_b - \frac{i\kappa}{2}\right)C_{01} + FC_{11} = 0,$$
$$(\Delta_a + \Delta_b - i\kappa)C_{11} + gC_{10} + FC_{01} + \sqrt{2}FC_{21} = 0,$$
$$\left(2\Delta_a + 2u + \Delta_b - \frac{3i\kappa}{2}\right)C_{21} + 2gC_{20} + \sqrt{2}FC_{11} = 0.$$

(9)

在弱驱动条件下 $\kappa \gg F$, 方程(9) 中的第 1 个方程总是近似满足. 另外, 可以证明方程(9) 中的后 3 个方程的稳态解与主方程的数值解几乎相同. 由于 $\kappa \gg g$, $C_{00} \gg C_{10}$, $C_{01} \gg C_{20}$, 设 $C_{20} = C_{21} = C_{11} = 0$, 解方程(9) 可以得到

$$\Delta_a = \Delta_b = 0, 10F^2 - 4g^2 + 3\kappa^2 = 0,$$

(10)

式(10) 即为强反聚束的优化条件.

3 数值结果分析

为了描述非传统光子阻塞效应, 在截断的福克态空间解主方程, 本文给出不同参数下的二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$. 系统中腔模的阻尼系数为 κ , 弱非线性条件为 $g/\kappa=0.001$.

本文利用数值模拟寻找强反聚束优化条件的有效范围. 图 1 为零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随三阶非线性相互作用系数 u/κ 和失谐量 Δ 变化的对数图像, 其中参数 $F=0.01$, $g=0.1$. 由图 1 可以看到, 强光子反聚束区域在远离失谐为 0 的位置, 而二、四象限表现为很强的光子聚束效应, 这与二阶关联函数方程一致.

下面讨论零延时二阶关联函数的非线性效应. 首先利用数值模拟找到零延时二阶关联函数最小值, 然后通过调整非线性系数找到对应的值(弱非线性光子阻塞发生的最佳值). 图 2 为零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随相互作用强度 g/κ 和失谐量 Δ 变化的对数图像. 由图 2 可以看出, 参数取 $F=0.01$, $u=0.1$ 时, 反聚束出现在中心区域, 在一、二象限出现了很强的聚束区域.

零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随相互作用强度 κ/g 和三阶非线性相互作用系数 u/g 变化的三维图像如图 3 所示, 其中参数 $F=0.01$, $\Delta_a/\kappa=\Delta_b/\kappa=0$. 由图 3 可以看到, 反聚束在远离失谐为零时较大, 中心区域聚束和反聚束交替出现, 且当 $u/g=0$ 时聚束效应最强.

零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随相互作用强度 g/κ 和三阶非线性相互作用系数 u/κ 变化的对数图像如图 4 所示, 其中参数 $F=0.01$, $\Delta_a/\kappa=\Delta_b/\kappa=0$. 由图 4 可以看到, 反聚束出现在远离 $g/\kappa=0$ 和 $u/\kappa=0$ 附近, 水平方向聚束效应强烈, 数值方向远离 $g/\kappa=0$ 区域反聚束效应强烈.

零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 在优化条件下随三阶非线性相互作用系数的变化图像如图 5 所示. 二阶关联函数中失谐量 $\Delta_a=\Delta_b=0$, $g=0.866\ 17$, $F=0.01$. 图 5 显示, 三阶非线性相互作用系数越大, 反聚束效应越明显.

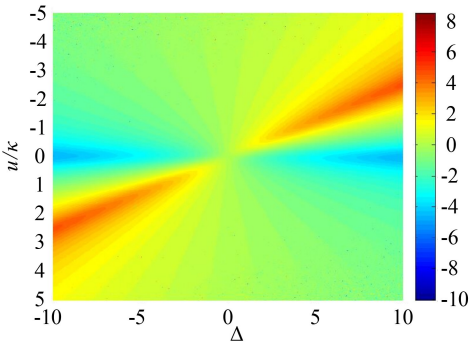


图 1 零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随 u/κ 和 Δ 变化的对数图像

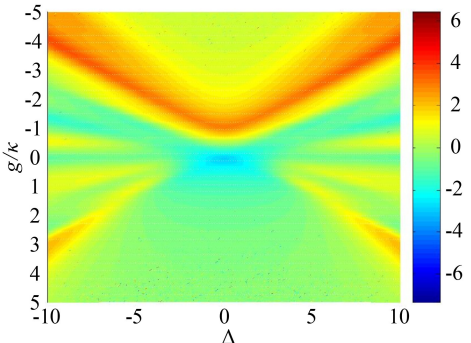


图 2 零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随 g/κ 和 Δ 变化的对数图像

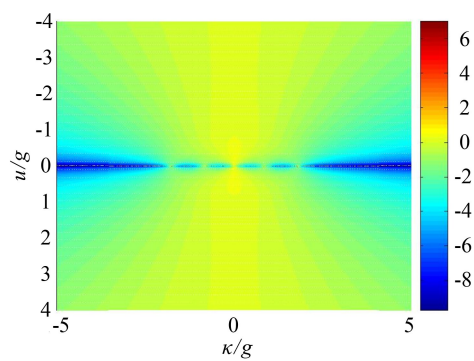


图 3 零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随 u/g 和 κ/g 变化的对数图像

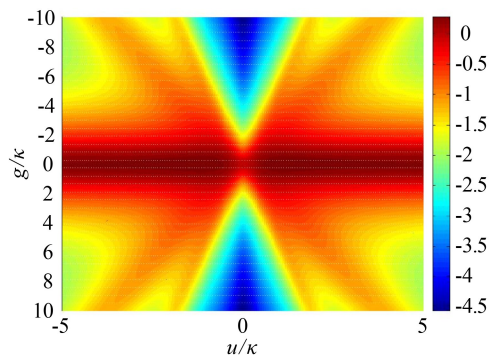


图 4 零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随 g/κ 和 u/κ 变化的对数图像

4 结论

本文利用三阶非线性介质实现了光子反聚束和非传统光子阻塞,获得了强的光子反聚束效应及强反聚束的优化条件.数值模拟表明:零延时二阶关联函数的稳态解与模拟数值结果相吻合;优化条件下,三阶非线性相互作用系数取较大值时可获得强反聚束效应.本文结果可为制作单光子源提供参考.本文系统中的非经典特性(压缩、纠缠等)需要进一步研究,以完善本文结果.

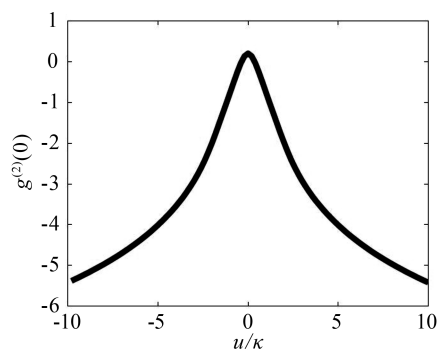


图 5 零延时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随 u/κ 变化的图像

参考文献:

[1] Imamoglu A, Schmidt H, Woods G, et al. Strongly interacting photons in a nonlinear cavity[J]. Phys Rev Lett, 1997,79(8):1467-1470.

[2] Hovsepyan G H, Shahinyan A R, Kryuchkyan G Y. Multiphoton blockades in pulsed regimes beyond stationary limits[J]. Phys Rev A, 2014,90(1):013839.

[3] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, et al. Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom[J]. Nature (London), 2005,436:87-90.

[4] Liew T C H, Savona V. Single photons from coupled quantum modes[J]. Phys Rev Lett, 2010,104(18):183601.

[5] Liao J Q, Nori F. Photon blockade in quadratically coupled optomechanical systems[J]. Physical Review A, 2013, 88(88):8323-8331.

[6] Zhang W, Yu Z Y, Liu Y M, et al. Optimal photon antibunching in a quantum-dot-bimodal-cavity system[J]. Phys Rev A, 2014,89(4):043832.

[7] Zhou Y H, Shen H Z, Yi X X. Unconventional photon blockade with second-order nonlinearity[J]. Phys Rev A, 2015,92(2):023838.

[8] Ferretti S, Savona V, Gerace D. Optimal antibunching in passive photonic devices based on coupled nonlinear resonators[J]. New J Phys, 2013,15:025012.

[9] 马宏源,明莹.利用二阶非线性介质实现反聚束和非传统光子阻塞[J].量子光学学报,2016,22(3):248-253.

[10] Flayac H, Savona V. Input-output theory of the unconventional photon blockade[J]. Phys Rev A, 2013,88(3): 033836.

[11] Yu Y, Liu H Y. Photon antibunching in unconventional photon blockade with Kerr nonlinearities[J]. Journal of Modern Optics, 2017,64(13):1342-1347.

[12] Walls D F, Milburn G J. Quantum Optics[M]. Berlin/ Heidelberg/ New York: Springer-Verlag, 1995:39-42.