

Kerr 介质中双光子 T-C 模型光场的量子特性^{*}

方家元¹⁾²⁾ 颜晓红¹⁾ 周 明²⁾ 黄春佳²⁾

¹⁾ 湘潭大学材料与光电物理学院, 湘潭 411105

²⁾ 长沙理工大学物理与电子科学系, 长沙 410077

(2003 年 10 月 8 日收到, 2003 年 11 月 12 日收到修改稿)

研究了存在 Kerr 介质时, 耦合双原子与单模压缩真空场双光子跃迁相互作用系统光场的量子特性, 讨论了 Kerr 介质和原子间偶极-偶极相互作用对光场量子特性的影响. 结果表明: 当 Kerr 效应和偶极-偶极相互作用可以忽略时, 光场 U_2 分量的涨落能被周期性地压缩, 随着 Kerr 效应和偶极-偶极相互作用的增强, 光场的压缩逐渐变浅, 压缩次数减少. Kerr 效应和偶极-偶极相互作用的影响使光场的二阶相干度时间演化曲线呈现周期性的崩塌-回复现象, 但不论耦合强度如何, 光子总是呈现聚束效应.

关键词: Kerr 介质, 压缩真空场, 耦合双原子, 光场的量子特性

PACC: 4250

1. 引 言

Jaynes-Cummings (J-C) 模型^[1]是描述原子与光场相互作用系统重要的理论模型, 人们利用这一模型对原子与光场相互作用系统的非经典特性做了广泛深入的研究^[2-7]. 田永红等人^[5]研究了含非线性修正项的双光子 J-C 模型中光子的反聚束效应, 但 J-C 模型没有考虑原子间的相互作用, 因而无法揭示原子间相互作用对原子和光场的量子行为所产生的影响. 近年来, 描述两个全同二能级原子与光场相互作用的 Tavis-Cummings (T-C) 模型^[8]得到了广泛的讨论, 人们对这一模型及其推广做了大量的研究, 并揭示出它们各种各样的非经典性质^[9-14, 21]. 黄春佳等人^[11]研究了双模压缩真空场与耦合双原子相互作用系统中光场的量子特性, 研究表明, 原子间的相互作用对原子和光场的量子特性具有重要影响. 压缩态下可使光场算符的某一正交分量具有比相干态更小的量子噪声, 因而压缩光在光通信、弱信号检测以及高精密度测量等方面具有重要的应用前景. 自 1976 年 Yuen^[15]提出光场的压缩态概念以来, 人们对压缩光进行了大量深入的研究^[10, 11, 19, 22], 得到了许多有意义的结果. 另一方面, 研究发现 Kerr 介质对

光场与原子相互作用系统的量子特性有重要影响^[5-7, 16-21]. 陶向阳等人^[16]研究了 Kerr 效应和虚光场对三能级原子-场系统光子反聚束效应的影响. 但对 Kerr 介质存在时压缩真空场与耦合双原子双光子跃迁相互作用系统中光场量子特性的研究尚未见报道, 因此本文研究了 Kerr 介质中压缩真空场与耦合双原子双光子跃迁相互作用系统光场的压缩性质和相干性质, 讨论了 Kerr 介质与光场耦合强度、原子间的偶极-偶极相互作用强度对光场量子性质的影响.

2. 理论模型

考虑被 Kerr 介质包围的耦合双原子与单模压缩真空场双光子跃迁相互作用系统, 在旋波近似下, 系统的哈密顿量为

$$H = \omega a^+ a + \omega_0 \sum_{l=1}^2 S_3^{(l)} + \epsilon \sum_{l=1}^2 (a^2 S_+^{(l)} + a^{+2} S_-^{(l)}) + \Omega (S_+^{(1)} S_-^{(2)} + S_-^{(1)} S_+^{(2)}) + \chi (a^+ a a^+ a), \quad (1)$$

其中 a^+ 和 a 分别为光场的产生和湮没算符, $S_3^{(l)}$ 和 $S_{\pm}^{(l)}$ 为第 l ($l=1, 2$) 个原子的赝自旋算符, ω 为光场频率, ω_0 为原子的本征跃迁频率, ϵ 为原子-光场的耦合系数, Ω 为原子间偶极-偶极相互作用常数,

^{*} 湖南省教育厅基金(批准号 03A003 和 03C064)资助的课题.

χ 为 Kerr 介质与光场的耦合系数.

为简便起见,只考虑共振情形,即光场频率和原子本征跃迁频率之间满足 $\omega_0 = 2\omega$ 的条件.

将哈密顿量改写为

$$H = H_0 + H_1, \tag{2}$$

其中

$$H_0 = \omega a^+ a + \omega_0 \sum_{l=1}^2 S_3^{(l)}, \tag{3}$$

$$H_1 = \epsilon \sum_{l=1}^2 (a^2 S_+^{(l)} + a^{+2} S_-^{(l)}) + \Omega (S_+^{(1)} S_-^{(2)} + S_-^{(1)} S_+^{(2)}) + \chi (a^+ a a^+ a), \tag{4}$$

H_1 代表相互作用能量. 在相互作用绘景中,有

$$H_1^i = \epsilon \sum_{l=1}^2 (a^2 S_+^{(l)} + a^{+2} S_-^{(l)}) + \Omega (S_+^{(1)} S_-^{(2)} + S_-^{(1)} S_+^{(2)}) + \chi (a^+ a a^+ a). \tag{5}$$

设初始时刻 ($t = 0$) 两个原子均处于激发态,光

场处于单模压缩真空场,即原子-光场耦合系统初始态矢可表示为^[23]

$$|\psi(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} f_n |e, e, n\rangle, \tag{6}$$

$$f_n = \frac{(-e^{i\zeta} \tanh r)^n \sqrt{(2n)!}}{n! 2^n \sqrt{\cosh r}},$$

其中 $\zeta = r e^{i\zeta}$ 为复压缩参数,为简便起见,本文取 $\zeta = 0$.

设 t 时刻系统状态演化为

$$|\psi^i(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} [a_n(t) |e, e, n\rangle + b_{n+4}(t) |g, g, n+4\rangle + c_{n+2}(t) |e, g, n+2\rangle + d_{n+2}(t) |g, e, n+2\rangle], \tag{7}$$

在(6)式给定的初始条件下,求解系统的薛定谔方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi^i(t)\rangle = H_1^i |\psi^i(t)\rangle, \tag{8}$$

可得

$$a_n(t) = k_n e^{i\alpha_n t} + \lambda_n e^{i\beta_n t} + \eta_n e^{i\gamma_n t}, \tag{9}$$

$$b_n(t) = \frac{k_{n-4} \{ \alpha_{n-4}^2 + \alpha_{n-4} [2(n^2 - 6n + 10)\chi + \Omega] - 2(n^2 - 5n + 6)\epsilon^2 + (n-4)^2 \chi(n-2)^2 \chi + \Omega \}}{2\sqrt{n(n-1)}\sqrt{n^2 - 5n + 6\epsilon^2}} \times e^{i\alpha_{n-4} t} + \frac{\lambda_{n-4} \{ \beta_{n-4}^2 + \beta_{n-4} [2(n^2 - 6n + 10)\chi + \Omega] - 2(n^2 - 5n + 6)\epsilon^2 + (n-4)^2 \chi(n-2)^2 \chi + \Omega \}}{2\sqrt{n(n-1)}\sqrt{n^2 - 5n + 6\epsilon^2}} \times e^{i\beta_{n-4} t} + \frac{\eta_{n-4} \{ \gamma_{n-4}^2 + \gamma_{n-4} [2(n^2 - 6n + 10)\chi + \Omega] - 2(n^2 - 5n + 6)\epsilon^2 + (n-4)^2 \chi(n-2)^2 \chi + \Omega \}}{2\sqrt{n(n-1)}\sqrt{n^2 - 5n + 6\epsilon^2}} \times e^{i\gamma_{n-4} t}, \tag{10}$$

$$c_n(t) = d_n(t) = -\frac{k_{n-2} [\alpha_{n-2} + (n-2)^2 \chi]}{2\sqrt{n(n-1)}\epsilon} e^{i\alpha_{n-2} t} - \frac{\lambda_{n-2} [\beta_{n-2} + (n-2)^2 \chi]}{2\sqrt{n(n-1)}\epsilon} e^{i\beta_{n-2} t} - \frac{\eta_{n-2} [\gamma_{n-2} + (n-2)^2 \chi]}{2\sqrt{n(n-1)}\epsilon} e^{i\gamma_{n-2} t}. \tag{11}$$

在(9)–(11)式中

$$\alpha_n = -\frac{p_n}{3} - \frac{2^{1/3} h_n}{3v_n} + \frac{v_n}{3 \times 2^{1/3}}, \tag{12}$$

$$\beta_n = -\frac{p_n}{3} + \frac{(1 + i\sqrt{3}) h_n}{3 \times 2^{2/3} v_n} - \frac{(1 - i\sqrt{3}) v_n}{6 \times 2^{1/3}} \tag{13}$$

$$\gamma_n = -\frac{p_n}{3} + \frac{(1 - i\sqrt{3}) h_n}{3 \times 2^{2/3} v_n} - \frac{(1 + i\sqrt{3}) v_n}{6 \times 2^{1/3}} \tag{14}$$

$$h_n = -p_n^2 + 3q_n, \tag{15}$$

$$v_n = [-2p_n^3 + 9p_n q_n + \sqrt{4(-p_n^2 + 3q_n)^3 + (-2p_n^3 + 9p_n q_n - 27w_n)^2 - 27w_n}]^{1/3}, \tag{16}$$

$$p_n = (20 + 12n + 3n^2)\chi + \Omega, \tag{17}$$

$$q_n = -4(7 + 5n + n^2)\epsilon^2 + \chi[(64 + 96n + 72n^2 + 24n^3 + 3n^4)\chi + 2(8 + 4n + n^2)\Omega], \tag{18}$$

$$w_n = (n+4)\chi\{-4(4+7n+5n^2+n^3)\varepsilon^2 + n^2(n+4)\chi[(n+2)^2\chi + \Omega]\}, \quad (19)$$

$$k_n = \frac{2(2+3n+n^2)\varepsilon^2 + n^2\chi(n^2\chi + \gamma_n) + \beta_n(n^2\chi + \gamma_n)}{(\alpha_n - \beta_n)(\alpha_n - \gamma_n)} f_n, \quad (20)$$

$$\lambda_n = \frac{2(2+3n+n^2)\varepsilon^2 + n^2\chi(n^2\chi + \gamma_n) + \alpha_n(n^2\chi + \gamma_n)}{(\beta_n - \alpha_n)(\beta_n - \gamma_n)} f_n, \quad (21)$$

$$\eta_n = \frac{2(2+3n+n^2)\varepsilon^2 + n^2\chi(n^2\chi + \beta_n) + \alpha_n(n^2\chi + \beta_n)}{(\gamma_n - \alpha_n)(\gamma_n - \beta_n)} f_n. \quad (22)$$

将(9)–(22)式代入(7)式,即可得到系统态矢的时间演化式.

3. 光场的压缩性质

定义单模光场两个缓变的正交分量算符为

$$U_1 = \frac{1}{2}(ae^{i\omega t} + a^+ e^{-i\omega t}), \quad (23)$$

$$U_2 = \frac{1}{2i}(ae^{i\omega t} - a^+ e^{-i\omega t}), \quad (24)$$

则有

$$[U_1, U_2] = \frac{i}{2}, \quad (25)$$

$$(\Delta U_1)^2 (\Delta U_2)^2 \geq 1/16, \quad (26)$$

其中

$$(\Delta U_j)^2 = U_j^2 - U_j \quad (j = 1, 2). \quad (27)$$

对于给定的状态,若光场 $U_j (j = 1, 2)$ 分量的涨落函数 $Q_j(t)$ 满足

$$Q_j(t) = (\Delta U_j)^2 - \frac{1}{4} < 0 \quad (j = 1, 2), \quad (28)$$

则称光场的 $U_j (j = 1, 2)$ 分量被压缩. 由(7)式所描述的状态可得

$$\begin{aligned} Q_1(t) = & \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[n |a_n(t)|^2 + (n+4) |b_{n+4}(t)|^2 \right. \\ & + (n+2) |c_{n+2}(t)|^2 + (n+2) |d_{n+2}(t)|^2 \left. \right] \\ & + \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \text{Re} \left[\sqrt{(n+1)(n+2)} a_n^*(t) a_{n+2}(t) \right. \\ & + \sqrt{(n+5)(n+6)} b_{n+4}^*(t) b_{n+6}(t) \\ & + \sqrt{(n+3)(n+4)} c_{n+2}^*(t) c_{n+4}(t) \\ & + \sqrt{(n+3)(n+4)} d_{n+2}^*(t) d_{n+4}(t) \left. \right] \\ & - \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \text{Re} \left[\sqrt{n+1} a_n^*(t) a_{n+1}(t) \right. \right. \end{aligned}$$

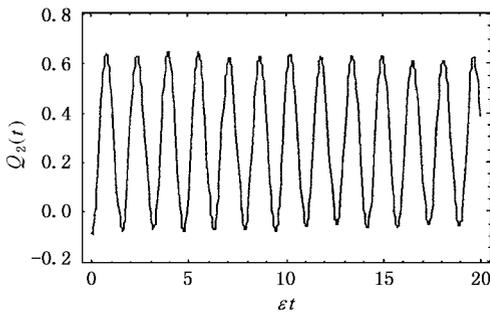
$$\begin{aligned} & + \sqrt{n+5} b_{n+4}^*(t) b_{n+5}(t) \\ & + \sqrt{n+3} c_{n+2}^*(t) c_{n+3}(t) \\ & \left. \left. + \sqrt{n+3} d_{n+2}^*(t) d_{n+3}(t) \right] \right\}^2, \quad (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_2(t) = & \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[n |a_n(t)|^2 + (n+4) |b_{n+4}(t)|^2 \right. \\ & + (n+2) |c_{n+2}(t)|^2 + (n+2) |d_{n+2}(t)|^2 \left. \right] \\ & - \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \text{Re} \left[\sqrt{(n+1)(n+2)} a_n^*(t) a_{n+2}(t) \right. \\ & + \sqrt{(n+5)(n+6)} b_{n+4}^*(t) b_{n+6}(t) \\ & + \sqrt{(n+3)(n+4)} c_{n+2}^*(t) c_{n+4}(t) \\ & + \sqrt{(n+3)(n+4)} d_{n+2}^*(t) d_{n+4}(t) \left. \right] \\ & - \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \text{Im} \left[\sqrt{n+1} a_n^*(t) a_{n+1}(t) \right. \right. \\ & + \sqrt{n+5} b_{n+4}^*(t) b_{n+5}(t) \\ & + \sqrt{n+3} c_{n+2}^*(t) c_{n+3}(t) \\ & \left. \left. + \sqrt{n+3} d_{n+2}^*(t) d_{n+3}(t) \right] \right\}^2. \quad (30) \end{aligned}$$

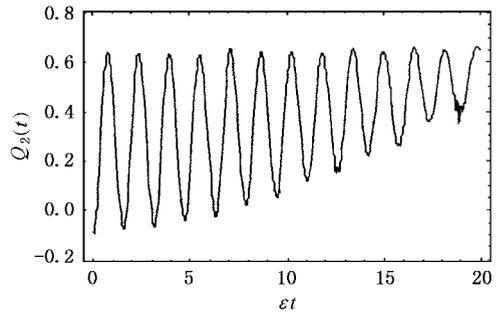
将(9)–(11)式代入(29)和(30)式,可以求出 $Q_1(t)$ 和 $Q_2(t)$ 的具体表达式. 借助于数值计算可以揭示出光场的正交压缩特性. 对 $Q_2(t)$ 所作的计算结果如图 1 所示. 从图 1 可以看出,当两个原子相距很远以致原子间的偶极-偶极相互作用可以忽略 ($\Omega/\varepsilon = 0$),以及介质与光场的耦合也可以忽略 ($\chi/\varepsilon = 0$)时,光场 U_2 分量的涨落被周期性地压缩,如图 1(a)所示; $Q_2(t)$ 对 Kerr 效应常数 χ 十分敏感,当介质与光场的耦合不能忽略但强度较弱时,光场的压缩随时间逐渐变浅,压缩的次数减少,随 χ/ε 增大,变浅的速度随之加快,如图 1(b)和(c)所示;当 χ/ε 增大到一定程度,压缩效应仅出现在初始阶段一段极短的时间内,如图 1(e)所示;当两个原子

相距较近,其偶极-偶极相互作用不能忽略时,随 Ω/ϵ 增大,光场的压缩随时间逐渐变浅,压缩的次数减少,如图 1(b)和(d)所示;当原子间的偶极-偶极相互作用很强时,压缩效应也仅出现在初始阶段一段极短的时间内,如图 1(f)所示. 对光场 U_1 分量

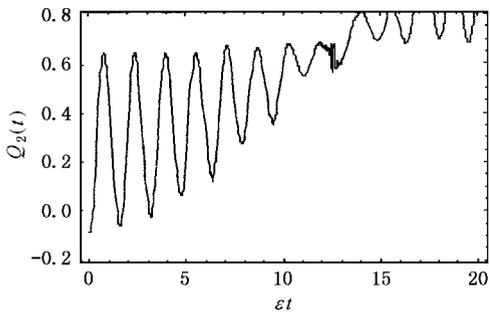
的涨落函数 $Q_1(t)$ 讨论可知,不论 $\chi/\epsilon, \Omega/\epsilon$ 如何变化,均有 $Q_1(t) > 0$,即光场 U_1 分量不能被压缩,这说明对于两个不对易量而言,一个量取得压缩是以另一个量的不确定程度增大为代价的^[10, 22].



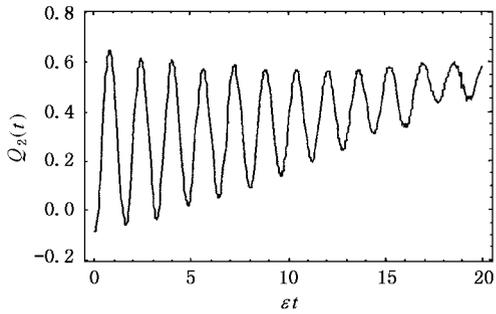
(a) $\Omega/\epsilon=0, \chi/\epsilon=0$



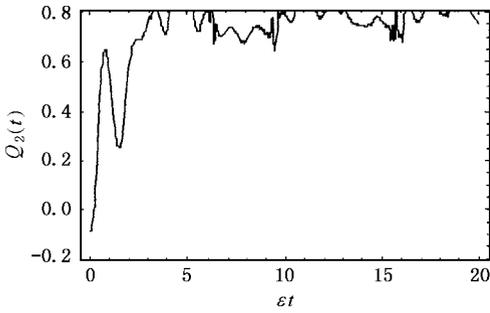
(b) $\Omega/\epsilon=1, \chi/\epsilon=0.001$



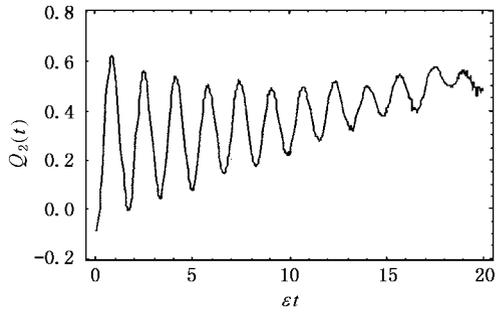
(c) $\Omega/\epsilon=1, \chi/\epsilon=0.002$



(d) $\Omega/\epsilon=10, \chi/\epsilon=0.001$



(e) $\Omega/\epsilon=1, \chi/\epsilon=0.01$



(f) $\Omega/\epsilon=20, \chi/\epsilon=0.001$

图 1 $Q_2(t)$ 的时间演化规律 ($r=4$)

4. 光场的二阶相干性质

光场的二阶相干度定义为

$$g^{(2)}(t) = \frac{a^{+2} a^2}{a^+ a^2}. \tag{31}$$

$$\alpha(t) = g^{(2)}(t) - 1, \tag{32}$$

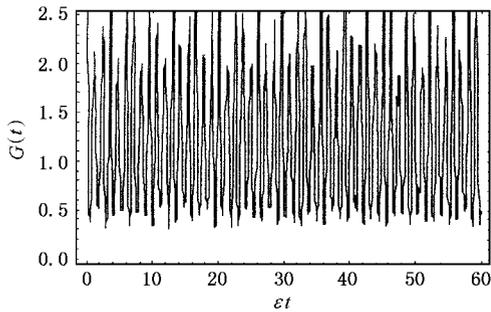
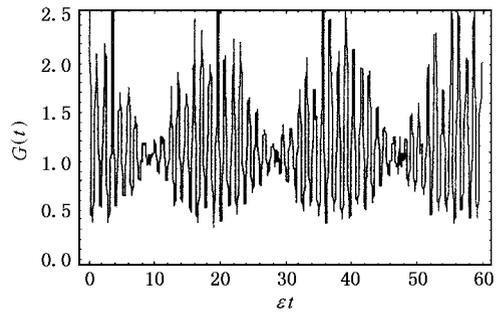
若 $\alpha(t) = 0$, 即 $g^{(2)}(t) = 1$, 则光场是二阶相干的; 若 $\alpha(t) > 0$, 即 $g^{(2)}(t) > 1$, 则称光子呈现聚束效应; 反之, 若 $\alpha(t) < 0$, 即 $g^{(2)}(t) < 1$, 则称光子呈现反聚束效应.

当系统处于由(7)式所描述的状态时, 可以求得

$$a^+ a = \sum_{n=0}^{\infty} \left[n |a_n(t)|^2 + (n+4) |b_{n+4}(t)|^2 + (n+2) |c_{n+2}(t)|^2 + (n+2) |d_{n+2}(t)|^2 \right], \quad (33)$$

$$a^{+2} a^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \left[n(n-1) |a_n(t)|^2 + (n+3)(n+4) |b_{n+4}(t)|^2 + (n+1)(n+2) |c_{n+2}(t)|^2 + (n+1)(n+2) |d_{n+2}(t)|^2 \right]. \quad (34)$$

根据(31)–(34)式对 $G(t)$ 做数值计算, 所得结果如图 2 所示. 当原子间的偶极-偶极相互作用可以忽略 ($\Omega/\epsilon = 0$), 以及介质与光场的耦合也可以忽略 ($\chi/\epsilon = 0$) 时, $G(t)$ 的时间演化呈现周期性的振荡, 如图 2(a) 所示. 当原子间的偶极-偶极相互作用不能忽略, 以及介质与光场的耦合不能忽略时, $G(t)$ 的时间演化呈现周期性的崩塌-回复现象, 崩塌-回复周期随 χ/ϵ (或 Ω/ϵ) 的增大而缩短, 如图 2(b) 所示; 但不论 χ/ϵ 、 Ω/ϵ 如何变化, 均有 $G(t) > 0$, 即光子总是呈现聚束效应.

(a) $\Omega/\epsilon = 0, \chi/\epsilon = 0$ (b) $\Omega/\epsilon = 0.2, \chi/\epsilon = 0.01$ 图 2 $G(t)$ 的时间演化规律 ($r=1$)

5. 结 论

应用全量子理论和数值计算方法, 研究了 Kerr 介质中耦合双原子与单模压缩真空场双光子跃迁相互作用系统光场的量子特性. 计算结果表明 (1) Kerr 介质与光场的耦合系数 χ 和原子间偶极-偶极

相互作用常数 Ω 对光场的压缩特性有较大影响. 随 χ/ϵ (或 Ω/ϵ) 的增大, 光场的压缩随时间逐渐变浅, 压缩的次数减少. (2) 介质与光场的耦合和原子间的偶极-偶极相互作用不能忽略时, $G(t)$ 的时间演化呈现周期性的崩塌-回复现象, 崩塌-回复周期随 χ/ϵ (或 Ω/ϵ) 的增大而缩短, 但不论 χ/ϵ 、 Ω/ϵ 如何变化, 光子总是呈现聚束效应.

- [1] Jaynes E T and Cummings F W 1963 *Proc. IEEE* **51** 89
 [2] Peng J S, Li G X and Zhou P 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 1042 (in Chinese) [彭金生、李高翔、周鹏 1991 物理学报 **40** 1042]
 [3] Liu Z D 1987 *Acta Phys. Sin.* **36** 1645 (in Chinese) [刘正东 1987 物理学报 **36** 1645]
 [4] Huang C J et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1920 (in Chinese) [黄春佳等 2001 物理学报 **50** 1920]
 [5] Tian Y H et al 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1439 (in Chinese) [田永红等 1999 物理学报 **48** 1439]
 [6] Joshi A and Puri R R 1992 *Phys. Rev. A* **45** 5056
 [7] Li G X and Peng J S 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 1443 (in Chinese) [李高翔、彭金生 1993 物理学报 **42** 1443]

- [8] Tavis M and Cummings F W 1968 *Phys. Rev.* **170** 379
 [9] Tian Y H et al 1999 *Acta Phys. Sin.* (Overseas Edition) **8** 252
 [10] Wan L, Liu S M and Liu S Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 84 (in Chinese) [万琳、刘素梅、刘三秋 2002 物理学报 **51** 84]
 [11] Huang C J et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2159 (in Chinese) [黄春佳等 2000 物理学报 **49** 2159]
 [12] Gao Y F, Feng J and Song T Q 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1650 (in Chinese) [高云峰、冯健、宋同强 1999 物理学报 **48** 1650]
 [13] Huang C J et al 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1049 (in Chinese) [黄春佳等 2002 物理学报 **51** 1049]
 [14] Luo Z F, Xu Z Z and Xu L 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1950 (in Chinese) [罗振飞、徐至展、徐磊 1992 物理学报 **41** 1950]

- [15] Yuen H P 1976 *Phys. Rev. A* **13** 2226
- [16] Tao X Y *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1471(in Chinese)[陶向阳等 2000 物理学报 **49** 1471]
- [17] Tao X Y *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1464(in Chinese)[陶向阳等 2000 物理学报 **49** 1464]
- [18] Lai Y Z ,Li W D and Liang J Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1489(in Chinese)[赖云忠、李卫东、梁九卿 1998 物理学报 **47** 1489]
- [19] Huang C J and Wen L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1978(in Chinese)[黄春佳、文立 2002 物理学报 **51** 1978]
- [20] Lai Z J and Liu Z X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1714(in Chinese)[赖振讲、刘自信 2000 物理学报 **49** 1714]
- [21] Fang J Y *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1081(in Chinese)[方家元等 2004 物理学报 **53** 1081]
- [22] Zhou M ,Fang J Y and Huang C J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1916(in Chinese)[周明、方家元、黄春佳 2003 物理学报 **52** 1916]
- [23] Peng J S and Li G X 1996 *Introduction of Modern Quantum Optics* (Beijing Science Press) p184(in Chinese)[彭金生、李高翔 1996 近代量子光学导论(北京 科学出版社)第 184 页]

Quantum properties of light in the two-photon T-C model in Kerr medium *

Fang Jia-Yuan^{1,2)} Yan Xiao-Hong¹⁾ Zhou Ming²⁾ Huang Chun-Jia²⁾

¹⁾*Faculty of Material and Photoelectronic Physics ,Xiangtan University ,Xiangtan 411105 ,China)*

²⁾*Department of Physics and Electronic Science ,Changsha University of Science and Technology ,Changsha 410077 ,China)*

(Received 8 October 2003 ; revised manuscript received 12 November 2003)

Abstract

In this paper , the quantum properties of light in a system of two coupling atoms interacting with a single-mode squeezed vacuum field at the two-photon transition in Kerr medium are studied by means of quantum theory. The influences of the Kerr medium and the dipole-dipole interaction between atoms are discussed. The results show that when the Kerr effect and the dipole-dipole interaction between atoms may be neglected , the fluctuation of U_2 can be squeezed periodically. With increasing the Kerr effect and the dipole-dipole interaction between atoms , the squeezing effect of light gradually becomes weak and the squeezing time of light gradually decreases. The periodical collapse-revival phenomenon of the time evolution of the second-order coherence degree of the field appears , which is caused by the influence of the Kerr effect and the dipole-dipole interaction between atoms. No matter how large are the coupling constants , the photon bunching always appears.

Keywords : Kerr medium , squeezed vacuum field , two-coupling atoms , quantum properties of light

PACC : 4250

* Project supported by the Foundation from the Education Bureau of Hunan Province , China (Grant Nos. 03A003 and 03C064).