

非阿贝尔腔量子电动力学模型下偏振光场的影响

谢良文 王发强 梁瑞生 靳 玮 郭建军

(华南师范大学信息光电子科技学院光子信息技术实验室, 广东 广州 510006)

摘要 通过使用场正交算符,而不是传统的玻色算符,研究了非阿贝尔腔量子电动力学(QED)模型中原子和偏振光场的相互作用。讨论了初始双模偏振光场对于原子布居数反转以及偏振光场的压缩特性的影响。结果表明,原子布居数反转的演化不仅与偏振椭圆的相位角有关,也与偏振椭圆的椭率角有关;只有当偏振椭圆是右旋圆偏振光时,原子布居数反转随时间的演化基本不变,趋近于初始值 0,而当偏振椭圆是左旋圆偏振光时,原子布居数反转随时间的演化呈现周期性的崩塌-复苏变化。另外,当初始光场是左旋圆偏振光时,光场可以出现周期性的压缩;而当初始光场是右旋圆偏振光时,光场的压缩不会持续出现。

关键词 量子光学;双模偏振光场;对称分裂算符;Jahn-Teller 模型;压缩

中图分类号 O431 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0527001

Influence of Polarized Light in Non-Abelian Cavity Quantum Electrodynamic Model

Xie Liangwen Wang Faqiang Liang Ruisheng Jin Wei Guo Jianjun

(Laboratory of Photonic Information Technology, School of Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangdong, Guangzhou 510006, China)

Abstract In non-Abelian cavity quantum electrodynamics (QED) model, by using field quadrature operators instead of typical boson ladder operators, the interaction properties between atoms and polarized light are investigated. The effects of the initial two-mode polarized light on atomic population reversion and squeezing properties of polarized light are also examined. The results show that relative phase angle and ellipticity angle are both important to the evolution of the atomic population reversion, which will not be changed and goes to the initial value 0 for the right-handed circularly polarized light, but which will present periodic collapse-revival phenomenon for the left-handed circularly polarized light. Furthermore, the left-handed circularly polarized light can be periodically squeezed for the left-handed circularly polarized light, however, it could not appear continually for the right-handed circularly polarized light.

Key words quantum optics; two-mode polarized light; symmetrical split-operator; Jahn-Teller model; squeezing

OCIS codes 270.5580; 270.2500; 020.5580

1 引 言

光的偏振是光的波动性的基本特征之一,在经典光学中已有明确的定义和研究,其中描述光的偏振性质的一种有效方法就是斯托克斯参量^[1]。相应地,在量子光学中可以引入斯托克斯算符,它们在光场量子态中的期望值就是非经典光的斯托克斯参量,并已证实量子化光场的偏振表现出一些非经典

的特性。Alodjants 和 Arakelian 就讨论了光场的非经典偏振态、偏振压缩态和双光子态中斯托克斯参量的涨落及其压缩^[2]。

光与原子的相互作用是量子光学中的一个基本问题,至今,人们对光场与原子相互作用系统中产生的非经典特性进行了大量的实验和理论研究^[3~6]。Larson 等^[7]运用在原子物理中广泛采用的波传播方法回顾了

收稿日期: 2011-11-25; 收到修改稿日期: 2011-12-23

基金项目: 国家 973 计划(2007CB307002)和广东省自然科学基金(815106320100051)资助课题。

作者简介: 谢良文(1987—),男,硕士研究生,主要从事量子光学及量子信息等方面的研究。

E-mail: xieliangwen.1987@yahoo.com.cn

导师简介: 王发强(1968—),男,教授,主要从事量子光学及量子信息等方面的研究。E-mail: fqwang@sncu.edu.cn (通信联系人)

JC 模型和拉比模型下,光场与原子相互作用过程中产生的各种非经典特性。后来 Larson 等^[8~10]提出了腔量子电动力学(QED)中的 Jahn-Teller 系统,在一定条件下,增加一个腔模, $E \times \beta$ 模型能形成本文使用的 $E \times \epsilon$ 模型,该模型是非阿贝尔模型。

在量子信息领域中,光子的偏振态可以作为量子比特,因此,研究偏振光与原子的相互作用过程中,原子的量子特性以及偏振光场的特性如何演化是一个值得研究的问题。文献[11]讨论了处于偏振相干态的量子化光场与原子相互作用中偏振特性的演化,文献[12]讨论了双模腔场与一个 V 型三能级原子共振相互作用的压缩特性。本文在这些研究的基础上,利用波传播理论讨论非阿贝尔腔 QED 模型下不同偏振光场的影响,首先应用光偏振的全量子理论得到斯托克斯的量子表示;然后利用对称分步傅里叶的方法,得到了任意时刻的态函数,数值模拟了非阿贝尔腔 QED 模型下双模偏振光场的影响,包括偏振光对原子布居数以及光强压缩的影响。

2 偏振光的量子描述

与角动量算符的 Schwinger 玻色实现相似^[13],斯托克斯算符 \hat{S}_j ($j = 1, 2, 3$) 也可用双模玻色算符 (x 方向的线偏振模 a_x 和 y 方向的线偏振模 a_y) 表示

$$\hat{S}_j = [a_x^+ \quad a_y^+] \hat{\sigma}_j \begin{pmatrix} a_x \\ a_y \end{pmatrix}, (j = 1, 2, 3), \text{展开后为}$$

$$\hat{S}_1 = a_x^+ a_y + a_y^+ a_x, \quad \hat{S}_2 = -i(a_x^+ a_y - a_y^+ a_x), \\ \hat{S}_3 = a_x^+ a_x - a_y^+ a_y,$$

另外,对应于光强的斯托克斯算符 \hat{S}_0 为 $\hat{S}_0 = a_x^+ a_x + a_y^+ a_y$ 。

在量子光学中,处于某态的光场的斯托克斯参量就是相应斯托克斯算符在该态中的期望值,即 $S_j = \langle \hat{S}_j \rangle$ 。令

$$\tan 2\theta = \frac{S_1}{S_2}, \quad \epsilon = \frac{1}{2} \arcsin \frac{S_3}{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}},$$

可以将斯托克斯参量写成 4×1 阶斯托克斯矢量:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_0 \cos 2\theta \cos 2\epsilon \\ S_0 \sin 2\theta \cos 2\epsilon \\ S_0 \sin 2\epsilon \end{bmatrix},$$

这样斯托克斯矢量就可以描述光的任意偏振态了,其中 θ 为椭圆的方位角,描述取向; ϵ 为椭圆的椭率角,当 $\epsilon = 0$ 时,偏振光是线偏振光;当 $\epsilon = \pm \pi/4$ 时,偏振光是圆偏振光;当 $0 < |\epsilon| < \pi/4$ 时,偏振光是椭圆偏振光; ϵ 正负表征偏振光是右旋偏振光还是

左旋偏振光。

3 偏振光与原子的相互作用

采用非阿贝尔腔 QED 模型,即一个原子同时和两个腔模场相互作用,假设两个腔模场是 x 和 y 方向的线偏振光,上面已说明线偏振光用 x 方向的线偏振模 a_x 和 y 方向的线偏振模 a_y 两个模来描述, a_x 和 a_y 模的模频率为 $\tilde{\omega}$ 。通过使用正交算符可得哈密顿量为^[8]

$$H = \hbar\tilde{\omega} \left(\frac{\hat{P}_x^2 + \hat{P}_y^2}{2} + \frac{\hat{X}^2 + \hat{Y}^2}{2} \right) + \frac{\hbar\tilde{\Omega}}{2} \hat{\sigma}_z + \tilde{\lambda} (\hat{\sigma}_x \hat{P}_x + \hat{\sigma}_y \hat{P}_y), \quad (1)$$

式中 $\hat{X}, \hat{Y} (\hat{P}_x, \hat{P}_y)$ 分别是偏振双模场的位移(动量算符),它们满足对易关系: $[\hat{k}, \hat{P}'_{k'}] = i\delta'_{kk'}$, ($k, k' = x, y$)。 $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y$ 和 $\hat{\sigma}_z$ 是泡利矩阵。为简单起见,令特征能量为 $\hbar\tilde{\omega}$ 以及时间比例因子为 $\tilde{\omega}^{-1}$, 这样就得到了无量纲的变量: $\lambda = \tilde{\lambda}/\tilde{\omega}$, $\Omega = \tilde{\Omega}/\tilde{\omega}$, $\tau = \tilde{\omega}t$ 。

假定初始原子处于叠加态 $|\varphi_a(0)\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2}(|e\rangle -$

$|g\rangle)$ 其中 $|e\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$, $|g\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$; 光场处于双模相干态^[10]:

$$|\varphi_f(x, y, 0)\rangle = |\alpha_{x0}, \beta_{y0}\rangle = \pi^{1/2} \exp[-i(p_{y0}x + p_{x0}y)] \exp\left\{-\frac{1}{2}[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]\right\},$$

其中 x_0 (y_0) 和 p_{x0} (p_{y0}) 分别是双模场的初始平均位移和动量。则系统的初态为

$$|\psi(x, y, 0)\rangle = |\varphi_a(0)\rangle |\varphi_f(x, y, 0)\rangle.$$

接下来,在分步傅里叶算法的基础上^[7~10],使用对称分步傅里叶算法数值模拟波传播的过程^[14~16],从而得到任意时刻的系统态函数。令

$$\hat{D} = \frac{1}{2} (p_x^2 + p_y^2) + \lambda (\hat{\sigma}_x \hat{P}_x + \hat{\sigma}_y \hat{P}_y),$$

$$\hat{N} = \frac{1}{2} (\hat{X}^2 + \hat{Y}^2) + \frac{\Omega}{2} \hat{\sigma}_z,$$

其中 \hat{D} 和 \hat{N} 分别表征动量算符和位移算符。为了更精确,令 $\delta\tau \rightarrow 0$, 则利用对称分步傅里叶算法可求得 $|\psi(x, y, \tau + \delta\tau)\rangle$:

$$|\psi(x, y, \tau + \delta\tau)\rangle = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp\left(-i\hat{D} \frac{\delta\tau}{2}\right) \times \mathcal{F} \left\{ \exp(-i\hat{N}\delta\tau) \times \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp\left(-i\hat{D} \frac{\delta\tau}{2}\right) \times \mathcal{F} [|\psi(x, y, \tau)\rangle] \right\} \right\} \right\}, \quad (2)$$

这样通过循环计算,可以得到任意时刻的系统态

函数。

4 数值模拟

通过使用正交算符,斯托克斯算符可变为

$$\hat{S}_0 = \frac{\hat{X}^2 + \hat{Y}^2}{2} + \frac{\hat{P}_x^2 + \hat{P}_y^2}{2}, \hat{S}_1 = \hat{X}\hat{Y} + \hat{P}_x\hat{P}_y,$$

$$\hat{S}_2 = \hat{Y}\hat{P}_x - \hat{X}\hat{P}_y, \hat{S}_3 = \frac{\hat{X}^2 - \hat{Y}^2}{2} + \frac{\hat{P}_x^2 - \hat{P}_y^2}{2}.$$

从而可以得到斯托克斯算符的期望值,即斯托克斯参量为

$$S_j = \langle \hat{S}_j \rangle, j = 0, 1, 2, 3.$$

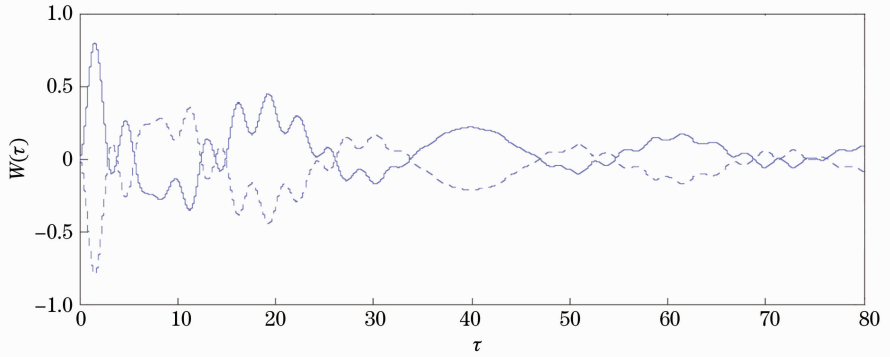


图 1 W 随时间的演化曲线。虚点线: $x_0=0, y_0=4, p_{x_0}=-4, p_{y_0}=0$; 实线: $x_0=0, y_0=-4, p_{x_0}=-4, p_{y_0}=0, \lambda=0.2, \Omega=0.002$

Fig. 1 Time evolution of W with broken dotted line: $x_0=0, y_0=4, p_{x_0}=-4, p_{y_0}=0$; solid line: $x_0=0, y_0=-4, p_{x_0}=-4, p_{y_0}=0, \lambda=0.2, \Omega=0.002$

在图 2 中,选取初始光场为椭圆偏振光,当选取参数为: $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -4, p_{y_0} = \pm 2$, 即 $S_0 = 10, \epsilon = \frac{1}{2} \arcsin \frac{3}{5}$, 则此时初始光场是右旋偏振光, 当 $p_{y_0} = -2$ 时椭圆的方位角 θ 为 $\theta = \pi/2$, 当 $p_{y_0} = 2$ 时椭圆的方位角 $\theta = 0$. 当选取参数为: $x_0 = y_0 =$

4.1 偏振光对原子布居数的影响

为了研究偏振光对原子布居数 W 的影响, 选取三种不同的偏振光: 线偏振光、椭圆偏振光和圆偏振光。

在图 1 中, 选取初始光场为线偏振光, 相关参数为: $x_0 = 0, y_0 = \pm 4, p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 0$, 当 $y_0 = -4$ 时线偏振光的方位角 $\theta = \pi/4$, 当 $y_0 = 4$ 时线偏振光的方位角 $\theta = -\pi/4$, 其他参数椭圆率角 $\epsilon = 0, S_0 = 16$ 均相同。由图 1 可以看出, 两种情况下原子布居数 W 反转随时间的演化曲线相互对称。

$0, p_{x_0} = -2, p_{y_0} = -4$, 即 $S_0 = 10, \epsilon = -\frac{1}{2} \times \arcsin \frac{3}{5}, \theta = 0$, 则此时初始光场是左旋偏振光。

从图 2 中可以看出, 实粗线与虚粗线相互对称。

在图 3 中, 选取初始光场为圆偏振光, 当选取参

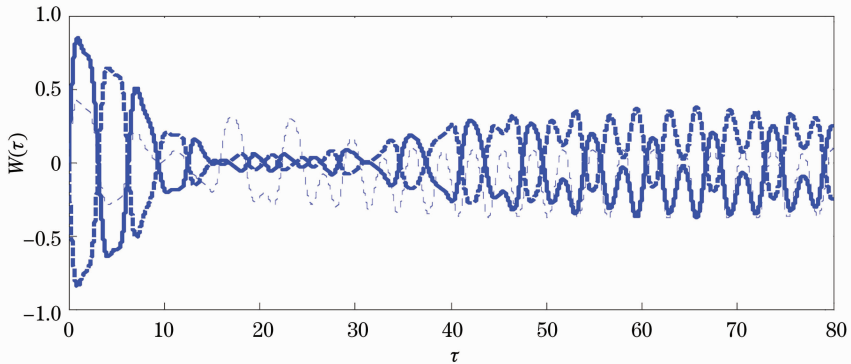


图 2 当 $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -2, p_{y_0} = -4$ (虚点线), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -4, p_{y_0} = -2$ (实粗线), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 2$ (虚粗线), $\lambda = 0.2, \Omega = 0.002$ 时, W 随时间的演化曲线

Fig. 2 Time evolution of W with $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -2, p_{y_0} = -4$ (broken dotted line), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -4, p_{y_0} = -2$ (solid thick line), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 2$ (broken thick line), $\lambda = 0.2, \Omega = 0.002$

数为: $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 0$, 即 $S_0 = 8$, $\epsilon = \pi/4$ 时初始光场是右旋偏振光, 原子布居数反转随时间的演化基本保持不变, 趋近于初始值 0; 当选

取参数为: $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -4$, 即 $S_0 = 8, \epsilon = -\pi/4$ 时初始光场是左旋偏振光。原子布居数反转随时间的演化呈现周期性的崩塌-复苏现象。

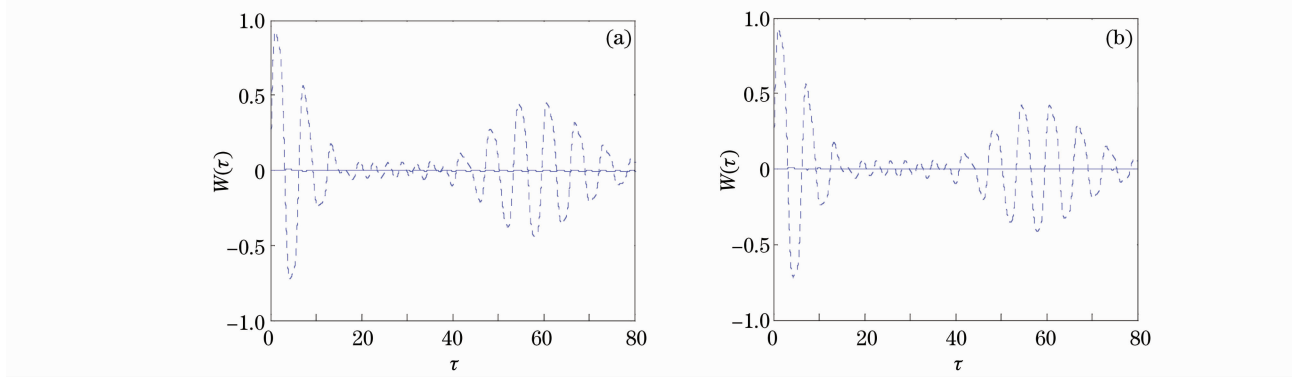


图 3 (a)理想情况下;(b)损耗情况下: 当 $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -4$ (虚点线), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 0$ (实线), $\lambda = 0.2, \Omega = 0.002$, W 随时间的演化曲线

Fig. 3 (a) In ideal situations (b) in realistic situations time evolution of W with $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -4$ (broken dotted line), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 0$ (solid line), $\lambda = 0.2, \Omega = 0.002$

这是因为 $b_L = (ia_x + a_y)/\sqrt{2}, b_R = (-ia_x + a_y)/\sqrt{2}$, 其中 b_L 和 b_R 分别是左旋圆偏振模和右旋圆偏振模; 将此式代入(1)式可得

$$H = \omega(b_R^\dagger b_R + b_L^\dagger b_L) + \frac{\Omega}{2} \hat{\sigma}_z - \lambda(\hat{\sigma}_- b_L^\dagger + \hat{\sigma}_+ b_L) + \lambda(\hat{\sigma}_+ b_R^\dagger + \hat{\sigma}_- b_R),$$

其中 $H_{IL} = -\lambda(\hat{\sigma}_- b_L^\dagger + \hat{\sigma}_+ b_L)$, $H_{IR} = \lambda(\hat{\sigma}_+ b_R^\dagger + \hat{\sigma}_- b_R)$ 。显然, H_{IL} 是旋波形式, 在光与原子相互作用中, 跃迁产生长寿实光子; H_{IR} 是非旋波形式, 由能量与时间的测不准关系, 可知非旋波项跃迁所产生的光子寿命很短, 这种光子通常称为虚光子。

当初始光场是右旋圆偏振光, 与原子相互作用是非旋波形式时, 原子布居数反转随时间的演化基本不变, 趋近于初始值 0; 当初始光场是左旋圆偏振光, 与原子相互作用是旋波形式时, 原子布居数反转随时间的演化呈现周期性的崩塌-复苏现象。出现这种现象的原因是: 在讨论光场与原子相互作用时, 非旋波项的影响相对于旋波项较小, 可以忽略。

以上讨论了光场在理想状况下, 初始双模偏振光场对于原子布居数反转以及偏振光场的压缩特性的影响; 但在实际情况下, 必须考虑原子和腔场损耗的影响。在损耗的情况下系统的有效哈密顿量^[10]可表达为

$$H_{\text{eff}} = H_{\text{cav}} - i\kappa(a_x^\dagger a_x + a_y^\dagger a_y) - i\hat{\gamma}|2\rangle\langle 2|,$$

其中 $\kappa, \hat{\gamma}$ 分别是光子的衰减率和原子的自发辐射率。

仿照文献[10]给出的参数, 研究了在此情况下,

初始双模偏振光场对于原子布居数以及偏振光场的压缩特性的影响。比较图 3(a) 和 (b), 发现原子和腔场的损耗的影响较小, 可以忽略。

从上述图中可以看到, 当初始光场选取不同偏振光时, 得到的布居数反转演化也不同:

1) 从图 1 和图 2 可以得出: 当其他参数相同, 偏振椭圆的相位角 θ 相差为 $\pi/2$ 时, 其原子布居数反转随时间的演化相互对称。这是因为: 当偏振椭圆的相位角 θ 相差为 $\pi/2$ 时, 波包分别围绕锥形交叉(CI)顺时针和逆时针演化, 故原子布居数反转随时间的演化曲线相互对称, 这表明原子-光场相互作用的哈密顿量是非阿贝尔结构的^[10]。

2) 从图 1、图 2 和图 3 中可以发现: 原子布居数反转的演化不仅与偏振椭圆的相位角 θ 有关, 也与偏振椭圆的椭率角 ϵ 有关。只有当初始光场是右旋圆偏振光时, 此时光场与原子的相互作用是非旋波形式的, 故原子布居数反转随时间的演化基本不变, 趋近于初始值 0; 当初始光场是左旋圆偏振光时, 与原子的相互作用是旋波形式的, 故原子布居数反转随时间的演化呈现周期性的崩塌-复苏现象。

3) 由图 3 可以看出: 原子和腔场的损耗对讨论的影响较小, 因此可以忽略。

4.2 圆偏振光在不同光子数条件下原子布居数的演化

从图 4 中可以发现: 在不同光子数分布下, 原子布居数的演化具有相同的性质, 即当初始光场为右旋偏振光时, 原子布居数反转随时间的演化基本保

持不变,趋近于初始值 0;当初始光场为左旋偏振光时,原子布居数反转随时间的演化呈现周期性的崩塌-复苏现象,在光子数较小时,崩塌-复苏的现象不明显,但随着光子数的增加,其崩塌-复苏开始出现,并且其崩塌-复苏的周期也增大,因此可以推断当初

始光场为左旋偏振光时,在较大的光子数下原子布居数反转随时间的演化才出现崩塌-复苏的现象,并且其崩塌-复苏的周期与光子数相关,随着光子数的增大而增大。

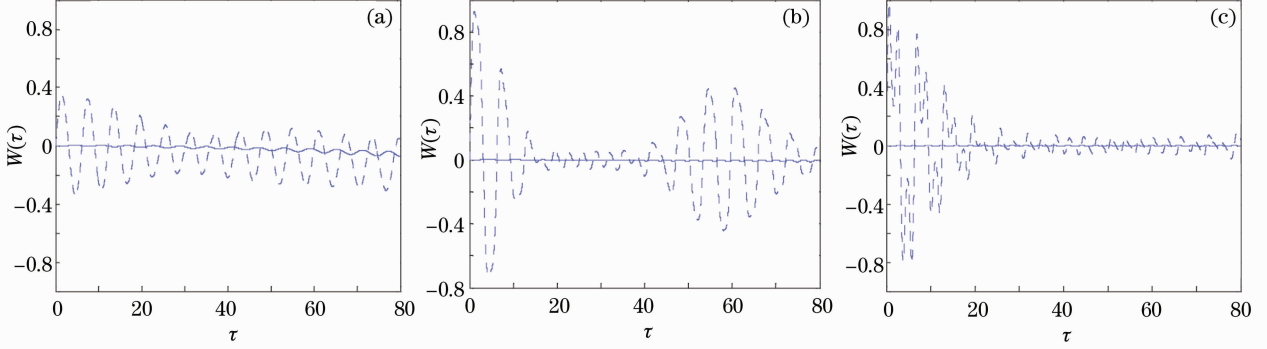


图 4 当 $\lambda = 0.2, \Omega = 0.002, x_0 = y_0 = 0$, (a) $p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -1$ (虚点线, 左旋), $p_{x_0} = -1, p_{y_0} = 0$ (实线, 右旋); (b) $p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -4$ (虚点线, 左旋), $p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 0$ (实线, 右旋); (c) $p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -7$ (虚点线, 左旋), $p_{x_0} = -7, p_{y_0} = 0$ (实线, 右旋) 时; W 随时间的演化曲线

Fig. 4 Time evolution of W with $\lambda = 0.2, \Omega = 0.002, x_0 = y_0 = 0$, (a) $p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -1$ (broken dotted line, left-handed), $p_{x_0} = -1, p_{y_0} = 0$ (solid line, right-handed); (b) $p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -4$ (broken dotted line, left-handed), $p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 0$ (solid line, right-handed); (c) $p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -7$ (broken dotted line, left-handed), $p_{x_0} = -7, p_{y_0} = 0$ (solid line, right-handed)

4.3 圆偏振光在不同纠缠偏振光场条件下原子布居数的演化

从图 5 和图 4(b)可以发现,当初始光场为左旋圆偏振光场时,偏振光场纠缠度越大,原子布居数反

转崩塌-复苏的幅度的变化范围越小,其中当纠缠度为 $C_f = 1$ 时,原子布居数反转随时间的演化基本保持不变,趋近于初始值 0;当初始光场为右旋圆偏振光时,无论偏振光场的纠缠度为多大,原子布居数反

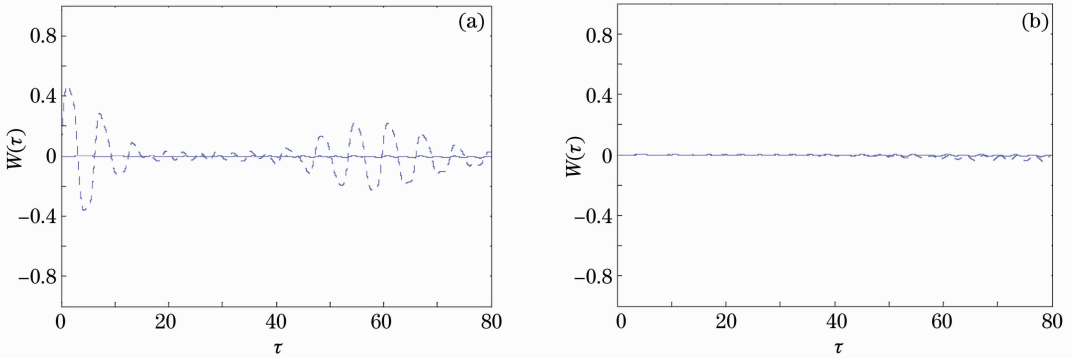


图 5 当 $\lambda = 0.2, \Omega = 0.002, x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -4$ (虚点线), $p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 0$ (实线), (a) $|\varphi_f(x, y, 0)\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2} (|a_{x_0}, \beta_{y_0}\rangle + |-a_{x_0}, -\beta_{y_0}\rangle)$, $C_f = 1$; (b) $|\varphi_f(x, y, 0)\rangle = \frac{\sqrt{3}}{2} |a_{x_0}, \beta_{y_0}\rangle + \frac{1}{2} |-a_{x_0}, -\beta_{y_0}\rangle$, $0 < C_f < 1$ 时, W 随时间的演化曲线

Fig. 5 Time evolution of W with $\lambda = 0.2, \Omega = 0.002, x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -4$ (broken dotted line), $p_{x_0} = -4, p_{y_0} = 0$ (solid line), (a) $|\varphi_f(x, y, 0)\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2} (|a_{x_0}, \beta_{y_0}\rangle + |-a_{x_0}, -\beta_{y_0}\rangle)$, $C_f = 1$; (b) $|\varphi_f(x, y, 0)\rangle = \frac{\sqrt{3}}{2} |a_{x_0}, \beta_{y_0}\rangle + \frac{1}{2} |-a_{x_0}, -\beta_{y_0}\rangle$, $0 < C_f < 1$

转随时间的演化一直保持不变,趋近于初始值 0;因此在今后的理论和实验研究中,要考虑偏振光场纠缠度的影响。

4.4 偏振光对光场压缩的影响

下面讨论三种不同偏振光——线偏振光、椭圆偏振光和圆偏振光下,斯托克斯参量的涨落的演化。

因为斯托克斯参量在某态中的涨落小于它在相干态中的值,则斯托克斯参量的涨落被压缩^[17]。从图 6~图 8 中可以看出:

1) 在初始光场为线偏振光、左旋椭圆偏振光、左旋圆偏振光的情况下:斯托克斯参量 S_0, S_1, S_2 的涨落周期性地小于其在初始相干态中的值,故出现周期性地压缩;斯托克斯参量 S_3 的涨落却有所区别,在线偏振光、左旋椭圆偏振光下,斯托克斯参量 S_3 的涨落刚开始出现周期性地小于初始相干态的值,但随着时间的演化,其涨落逐渐增大,周期性地

压缩也不再持续出现;而在左旋圆偏振光下,斯托克斯参量 S_3 的涨落虽然刚开始大于初始相干态的值,但随着时间的演化,其涨落开始出现周期性地小于初始相干态的值,即出现周期性地压缩;

2) 在初始光场为右旋椭圆偏振光、右旋圆偏振光的情况下:斯托克斯参量 S_0, S_3 的涨落虽然刚开始出现了小于初始相干态中的值的情况,但随着时间的演化,斯托克斯参量的涨落一直大于初始相干态中的值,因而压缩不会持续出现;斯托克斯参量 S_1, S_2 的涨落依然出现周期性地小于其在初始相干态中的值,故出现周期性地压缩。

由上述的讨论可知,光场的压缩特性与偏振椭圆的椭率角 ϵ 有关,只有当光场为左旋圆偏振光时,光场会出现周期性地压缩。这是因为:当光场为左旋圆偏振光时,与原子的相互作用是旋波形式,此时产生的实光子导致光场出现持续性的压缩。

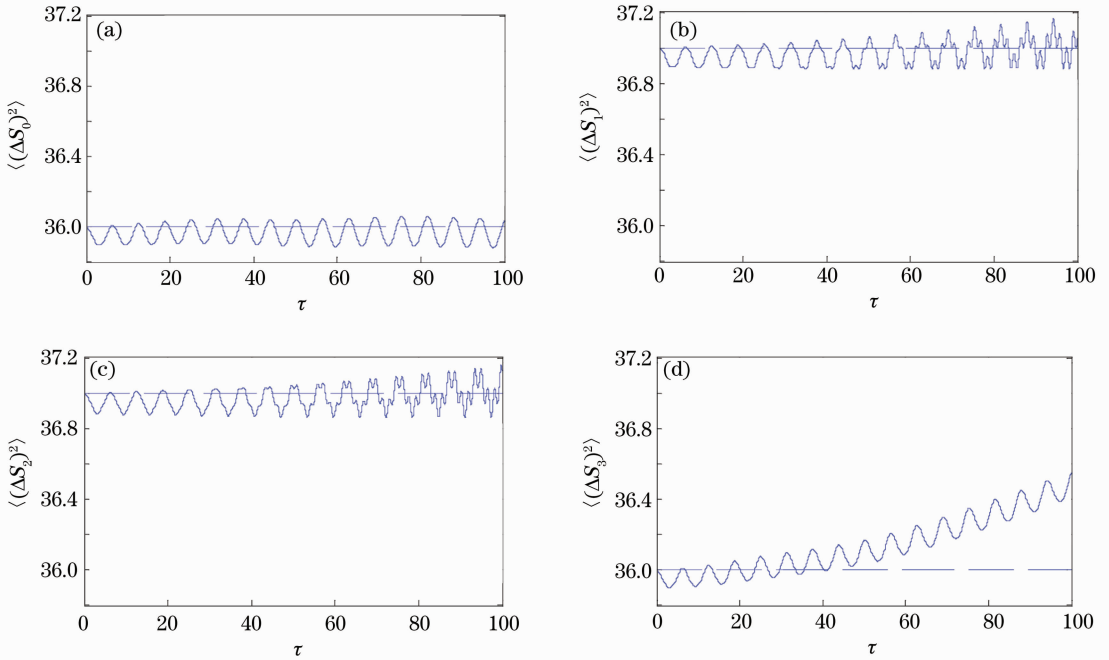


图 6 当 $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -6, p_{y_0} = -6$ (实线), 衡量压缩的标准线(虚线), $\lambda = 0.01, \Omega = 0.01$ 时,

线偏振光场下斯托克斯参量涨落随时间的演化

Fig. 6 Time evolution of fluctuations of Stokes parameters for linearly polarized light with $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -6, p_{y_0} = -6$ (solid line), the standard line for squeezing (broken line), $\lambda = 0.01, \Omega = 0.01$

5 结 论

讨论了在非阿贝尔腔 QED 模型中,初始双模偏振光场对于原子布居数反转以及偏振光场的压缩特性的影响。根据上面的讨论可以得出:

1) 当其他参数相同,偏振椭圆的相位角 θ 相差为 $\pi/2$ 时,其原子布居数反转随时间的演化相互对称,这是非阿贝尔腔 QED 的一个重要特性。

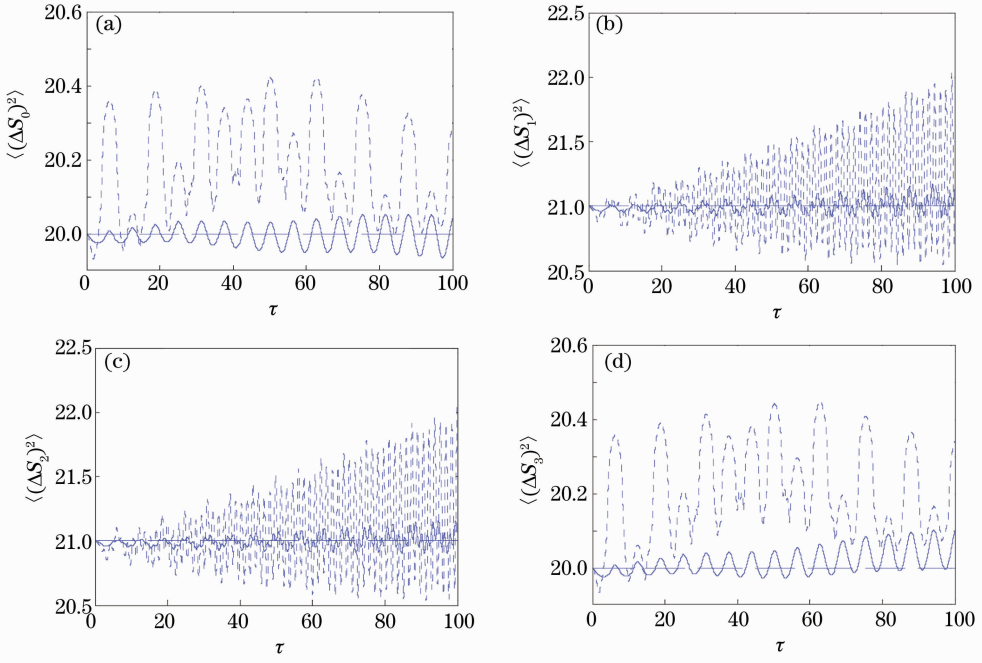


图 7 当 $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -2, p_{y_0} = -6$ (实线, 左旋), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -6, p_{y_0} = -2$ (虚点线, 右旋), 衡量压缩的标准线(虚线), $\lambda = 0.01, \Omega = 0.01$ 时, 椭圆偏振光场下斯托克斯参量涨落随时间的演化

Fig. 7 Time evolution of fluctuations of Stokes parameters for elliptically polarized light with $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -2, p_{y_0} = -6$ (solid line, right-handed), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -6, p_{y_0} = -2$ (broken dotted line, left-handed), the standard line for squeezing (broken line), $\lambda = 0.01, \Omega = 0.01$

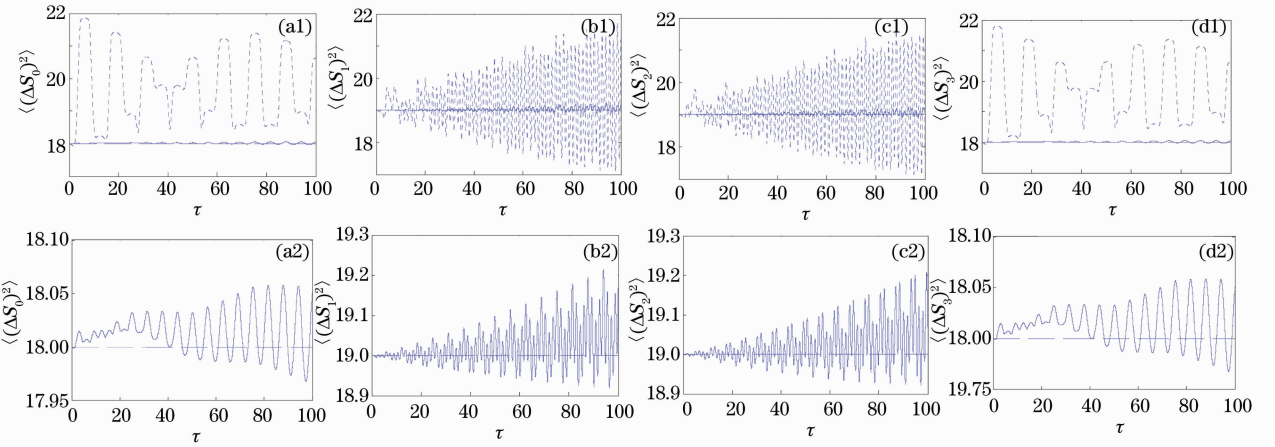


图 8 当 $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -6$ (实线, 左旋), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -6, p_{y_0} = 0$ (虚点线, 右旋), 衡量压缩的标准线(虚线), $\lambda = 0.01, \Omega = 0.01$ 时, 圆偏振光场下斯托克斯参量涨落随时间的演化

Fig. 8 Time evolution of fluctuations of Stokes parameters for circularly polarized light with $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = 0, p_{y_0} = -6$ (solid line, right-handed), $x_0 = y_0 = 0, p_{x_0} = -6, p_{y_0} = 0$ (broken dotted line, left-handed), the standard line for squeezing (broken line), $\lambda = 0.01, \Omega = 0.01$

2) 非阿贝尔腔 QED 模型中的 H_1 可分为左旋部分 H_{1L} (旋波项) 和右旋部分 H_{1R} (非旋波项); 选取适当的参数, 这样当初始光场是右旋圆偏振光进入原子-腔后, 原子布居数反转随时间演化基本不

变, 趋近于初始值 0; 而当初始光场是左旋圆偏振光进入原子-腔后, 原子布居数反转随时间演化呈现周期性的崩塌-复苏现象, 其崩塌-复苏的周期与光子数相关, 随着光子数的增大而增大; 崩塌-复苏幅度

的变化范围随偏振光场纠缠度的增大而减小。另外讨论了在实际损耗情况下,原子和腔场的损耗产生的影响较小,可以忽略。

3) 也可以选取适当的参数,当初始光进入原子-腔后,光场可以被压缩;只有当初始光场是左旋圆偏振光时,光场才可以出现周期性的压缩;

利用以上结论,可以检测光场的偏振性、制备偏振压缩态,并且将光场的压缩效应应用于光通信、高精度测量及弱信号探测等方面,对今后的实验工作也具有一定的参考意义。

参 考 文 献

- 1 M. Born, E. Wolf. Principles of Optics [M]. Oxford, Pergamon, 1981. 50~52
- 2 A. P. Alodjants, S. M. Arakelian. Quantum phase measurements and non-classical polarization states of light[J]. *J. Mod. Opt.*, 1999, **46**(3): 475~507
- 3 Lu Daoming. Entanglement properties in the system of atoms interacting with coupled cavities via a two-photon hopping interaction[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(2): 0227001
卢道明. 双光子过程耦合腔系统中的纠缠特性[J]. *光学学报*, 2012, **32**(2): 0227001
- 4 Zhou Ming, Huang Chunjia. Influence of an atomic Bose-Einstein condensate on squeezing properties of light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(4): 1096~1100
周 明, 黄春佳. 原子玻色-爱因斯坦凝聚体对光场压缩特性的影响[J]. *光学学报*, 2009, **29**(4): 1096~1100
- 5 Zheng Xiaolan, Chen Zihong. Nonclassical properties of fields in pair coherent states interacting with two two-level atoms [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(10): 3054~3058
郑小兰, 陈子翔. 对相干态与原子作用后非经典性质的演化[J]. *光学学报*, 2010, **30**(10): 3054~3058
- 6 Han Mei, Zhang Yingjie, Xia Yunjie. Entanglement characteristics of two entangled atoms in classical driven Tavis-Cummings model[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(4): 0427002
韩 美, 张英杰, 夏云杰. 经典驱动 Tavis-Cummings 模型中原子纠缠特性的研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(4): 0427002
- 7 Jonas Larson. Dynamics of the Jaynes-Cummings and Rabi models old wine in new bottles[J]. *Phys. Scr.*, 2007, **76**(2): 146~160
- 8 Jonas Larson. Jahn-Teller systems from a cavity QED perspective [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **78**(3): 033833
- 9 Jonas Larson, Erik Sjöqvist. Jahn-Teller-induced Berry phase in spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates[J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**(4): 043627
- 10 Jonas Larson, Sergey Levin. Effective abelian and non-Abelian gauge potentials in cavity QED[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **103**(1): 013602
- 11 Dong Chuanhua. The quantum description of polarization states of light and its evolutions in the processes of interaction with atoms[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(2): 205~213
董传华. 在与原子相互作用中光偏振态的量子描述及其演化[J]. *物理学报*, 2005, **54**(2): 205~213
- 12 Zheng Naiqing. The squeezing properties of a two-mode cavity field resonantly interacting with a three-level V-type atom [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 257~261
郑乃清. 双模腔场与一个 V 型三能级原子共振相互作用的压缩特性[J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 257~261
- 13 Schwinger J. Quantum Theory of Angular Momentum [M]. New York: Academic Press, 1965. 229
- 14 Li Xiaoxu, Chen Xin, Gilad Goldfarb *et al.*. Electronic post-compensation of WDM transmission impairments using coherent detection and digital signal processing[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(2): 880~888
- 15 Ezra Ip, Joseph M. Kahn. Compensation of dispersion and nonlinear impairments using digital backpropagation [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2008, **26**(20): 3416~3425
- 16 D. V. Vlasov. Optimization of the split-operator method for modeling of quantum system time evolution [J]. *American J. Undergraduate Research*, 2005, **4**(2): 19~24
- 17 J. S. Peng, G. X. Li. Influence of the virtual-photon processes on the squeezing of light in the two-photon Jaynes-Cummings model[J]. *Phys. Rev. A*, 1993, **47**(4): 3167~3172

栏目编辑: 李文喆