

频率变化的压缩态光场与原子的相互作用*

张婉娟 王治国 谢双媛 羊亚平

(同济大学物理系, 上海 200092)

(2006 年 6 月 15 日收到, 2006 年 7 月 26 日收到修改稿)

研究了频率随时间变化的压缩态光场与二能级原子的相互作用, 主要讨论了光场频率随时间作正弦调制和脉冲调制两种典型情况下原子布居数反转随时间的演化特性. 当光场频率随时间作正弦调制时, 不仅光场频率调制, 而且压缩态的压缩系数和压缩相位均对原子布居数反转的崩塌-回复过程有影响. 当光场频率随时间作脉冲调制时, 脉冲调制的突变使各拉比振荡之间的相干性发生改变, 并在原子布居数反转随时间演化过程中诱导出新的崩塌-回复过程, 尤其在脉冲出现的区间内, 原子布居数反转表现出持续的小幅快速振荡, 这与压缩态的压缩系数无关.

关键词: Jaynes-Cummings 模型, 压缩态, 原子布居数反转

PACC: 4250, 3280

1. 引 言

Jaynes-Cummings (J-C) 模型描述一个二能级原子与单模光场的相互作用^[1]. 理论上, 此模型的数学形式比较简单, 可以严格求解, 具有一定的代表性和典型性^[2]. 另一方面, 利用高 Q 因子腔体和里德伯原子在实验上可以实现这一理想模型^[3]. 因此, 在研究光与物质的相互作用时, J-C 模型受到了广泛关注, 并揭示许多有趣的量子现象^[4-8], 如拉比振荡^[4]、原子布居数反转的崩塌-回复^[5]、光子反聚束效应^[6]、光场的压缩效应^[7]、虚光场效应^[8]等等. 近年来, 随着人们对 J-C 模型研究的不断深入, 出现了许多关于 J-C 模型的扩展研究^[9,10], 比如由二能级原子推广到多能级原子, 从单原子推广到多原子, 从单模光场推广到多模光场, 如外加驱动场控制下的 J-C 模型^[11]、运动原子与光场相互作用的 J-C 模型^[12]、J-C 模型中由原子-光场相互作用产生的纠缠态性质^[13]、与一个 V 型三能级原子相互作用的光场的熵压缩性质^[14]等. 除此之外, 还有部分对 J-C 模型应用方面的研究工作^[15].

由于压缩态光场可以具有比相干态更小的量子起伏, 它在光通信和弱信号探测等方面具有潜在而重要的应用前景, 因此对压缩态光场的理论研究已

经引起人们的广泛兴趣^[16,17], 目前实验上已经实现了压缩态光场^[18]. 光场的初始状态对光与原子相互作用系统具有重要影响. 此外, 实际的单模光场是很难实现的, 通常的激光器产生的光场都是在某个频率范围内, 即光场的频率将围绕某个固定频率在频率范围内进行调制. 以往的研究一般认为光场具有确定的频率且不随时间变化, 已有一些涉及光场频率随时间变化的光场与原子相互作用的研究表明^[19], 光场的频率调制的确会影响光场与原子的相互作用以及原子的动力学性质. 因此, 本文将研究在光场初始为压缩态的条件下, 光场频率调制对 J-C 模型随时间演化规律的影响, 主要讨论两种典型情况: 光场频率随时间以正弦形式和脉冲形式调制.

2. 模型和运动方程

在旋波近似下, 一个二能级原子与单模光场相互作用系统的哈密顿量可表示为

$$H = \frac{1}{2} \hbar \omega \sigma_z + \hbar \nu(t) a^\dagger a + \hbar g (a^\dagger \sigma_- + \sigma_+ a), \quad (1)$$

式中 a^\dagger (a) 是光场的产生(湮没)算符, 原子的自旋算符 σ_\pm 和 σ_z 满足 $[\sigma_z, \sigma_\pm] = \pm \sigma_\pm$ 和 $[\sigma_+, \sigma_-] = -2\sigma_z$, ω 是原子的共振跃迁频率, ν 为光场频率, g 是

* 国家自然科学基金(批准号: 60507008, 10674103)和上海市科学技术委员会科研计划(批准号: 04QM1407)资助的课题.

原子与光场相互作用的耦合系数.哈密顿量(1)式中的前两项表示裸原子及光场的能量,后两项表示光场与原子的相互作用能.若光场频率受到某种调制 $\nu(t) = \nu_0 + f(t)$, $f(t)$ 是随时间变化的函数,则相应的耦合系数 g 随时间的变化规律可写为 $g = g_0(1 + f(t))\nu_0$, 其中 g_0 是场频率不随时间变化时的耦合系数,且等于真空拉比振荡频率的一半.

任意时刻 t 系统的波函数为

$$|\psi(t)\rangle = \sum_n [C_{1,n}(t)|1, n\rangle + C_{0,n}(t)|0, n\rangle], \quad (2)$$

式中态矢量 $|1, n\rangle$ ($|0, n\rangle$) 表示原子处于激发态 $|1\rangle$ (基态 $|0\rangle$), 而且光场中有 n 个光子.

由薛定谔方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle$$

可以得到关于振幅 $C_{k(n),m}(t)$ 随时间的演化方程

$$\begin{aligned} \dot{C}_{1,n}(t) &= -in\nu C_{1,n}(t) - \frac{i}{2}\omega C_{1,n}(t) \\ &\quad - ig\sqrt{n+1}C_{0,n+1}(t), \\ \dot{C}_{0,n+1}(t) &= -(n+1)\nu C_{0,n+1}(t) + \frac{i}{2}\omega C_{0,n+1}(t) \\ &\quad - ig\sqrt{n+1}C_{1,n}(t). \end{aligned} \quad (3)$$

通过代换

$$\begin{aligned} C_{1,n}(t) &= \exp\left[-i\left(n\nu_0 + \frac{\omega}{2}\right)t\right] \\ &\quad \times \exp\left[-in\int_0^t f(t)\lambda dt\right] M_{1,n}(t), \\ C_{0,n+1}(t) &= \exp\left\{-i\left[(n+1)\nu_0 - \frac{\omega}{2}\right]t\right\} \\ &\quad \times \exp\left[-(n+1)\int_0^t f(t)\lambda dt\right] M_{0,n+1}(t), \end{aligned}$$

可以得到

$$\begin{aligned} \dot{M}_{1,n}(t) &= -ig\sqrt{n+1}\exp[-(n\nu_0 - \omega)t] \\ &\quad \times \exp\left[-in\int_0^t f(t)\lambda dt\right] M_{0,n+1}(t), \\ \dot{M}_{0,n+1}(t) &= -ig\sqrt{n+1}\exp[(n\nu_0 - \omega)t] \\ &\quad \times \exp\left[in\int_0^t f(t)\lambda dt\right] M_{1,n}(t). \end{aligned} \quad (4)$$

假定原子初始态为激发态,则 $C_{0,n+1}(0) = 0$, $C_{1,n}(0) = C_n(0)$. $|C_n(0)|^2 = \rho_{nn}(0)$ 表示在初始时刻光场中存在 n 个光子的概率.压缩态光场初始

态为

$$\begin{aligned} |\beta_1\rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} (n!)^{-1/2} \left(\frac{\nu}{2\mu}\right)^{n/2} \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{1}{2}|\beta_1|^2 + \frac{\nu^*}{2\mu}\beta_1^2\right) \\ &\quad \times H_n\left(\frac{\beta_1}{\sqrt{2\mu\nu}}\right) |n\rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \rho_{nn}(0) &= \frac{1}{n!} \left|\frac{1}{\mu}\right| \left|\frac{\nu}{2\mu}\right|^n \\ &\quad \times \exp\left(-|\beta_1|^2 + \frac{\nu^*}{2\mu}\beta_1^2 + \frac{\nu}{2\mu^*}\beta_1^{*2}\right) \\ &\quad \times H_n\left(\frac{\beta_1}{\sqrt{2\mu\nu}}\right) H_n\left(\frac{\beta_1^*}{\sqrt{2\mu^*\nu^*}}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} \mu &= \cosh\gamma, \\ \nu &= \exp(i\theta) \sinh\gamma, \\ \beta_1 &= |\beta_1| \exp(i\varphi), \end{aligned}$$

其中 γ 为压缩系数, θ 为压缩相位.在该初始条件下,数值求解方程组(4),可以得到系统波函数随时间的演化规律,从而揭示了二能级原子在量子化的单模调制光场中经历单光子跃迁作用后的量子动力学特性,如原子的布居数反转 $W(t)$, 它表示原子处于激发态和基态的概率差.

$$\begin{aligned} W(t) &= \sum_n [|C_{1,n}(t)|^2 - |C_{0,n+1}(t)|^2] \\ &= \sum_n [|M_{1,n}(t)|^2 - |M_{0,n+1}(t)|^2]. \end{aligned} \quad (7)$$

在以下的讨论中,我们主要考虑光场的频率与原子的共振跃迁频率相等时,即满足关系 $\nu_0 = \omega = 2000g_0$, 不同频率调制形式对原子布居数反转随时间演化特性的影响.

3. 原子布居数反转的时间演化特性

3.1. 场频率随时间作正弦调制

若取

$$f(t) = \alpha \sin(\beta t),$$

则光场频率随时间作正弦变化

$$\nu(t) = \nu_0 + \alpha \sin(\beta t),$$

其中 α 为正弦变化的幅度, β 为正弦变化的频率,且 α, β 都很小 ($\alpha \ll \omega$ 和 ν_0).相应地,

$$g = g_0[1 + \alpha \sin(\beta t)]\nu_0,$$

则对应的波函数演化方程(4)可写为

$$\begin{aligned}
 \dot{M}_{1,n}(t) &= -ig_0 \sqrt{n+1} \\
 &\times \exp\left(\frac{i\alpha[\cos(\beta t) - 1]}{\beta}\right) \\
 &\times \left[1 + \frac{\alpha \sin(\beta t)}{\nu_0}\right] M_{0,n+1}(t), \\
 \dot{M}_{0,n+1}(t) &= -ig_0 \sqrt{n+1} \\
 &\times \exp\left(\frac{-i\alpha[\cos(\beta t) - 1]}{\beta}\right) \\
 &\times \left[1 + \frac{\alpha \sin(\beta t)}{\nu_0}\right] M_{1,n}(t).
 \end{aligned} \quad (8)$$

通过数值计算方法求解方程组(8)并由(7)式可得到原子布居数反转 $W(t)$ 随时间的演化特性.

图1给出了当系统压缩系数较小时,光场频率调制的振幅 α 和频率 β 对原子布居数的影响.当压缩系数 γ 较小、光场频率调制的振幅 α 和频率 β 都很小时,附加调制频率的变化对原子布居数反转的影响很小,对原子布居数反转的崩塌-回复现象改变十分微弱, $W(t)$ 的崩塌-回复的周期基本不变(图1(a)和(b)).当正弦调制的振幅 α 增大时(图1(c)),

(d))原子布居数反转的动力学性质发生了较大变化.场频率调制对 $W(t)$ 的影响增强.当调制频率 β 较小时,随着 α 增大, $W(t)$ 崩塌的时间延长,崩塌-回复周期增长(图1(b)和(c)).进一步增大调制频率 β (图1(d)),原子布居数反转函数 $W(t)$ 出现准正弦振荡,其振荡周期与光场正弦调制的周期相同,没有出现明显的崩塌到零的现象(在频率调制缓慢变化时, $W(t)$ 在崩塌过程时可趋于零,如图1(c)所示).可见调制频率 β 加快之后,光场频率的正弦变化对原子布居数反转产生的影响比较强,这样的变化规律与光场初始为相干态的情况相似^[18].

图2给出了压缩系数 γ 和光场频率调制振幅 α 较大时原子布居数反转的动力学演化情况.在标准 J-C 模型情况下(图2(a)),由于压缩系数较大,尽管崩塌和回复现象依然存在,但与相干态情形相比有明显不同.随着压缩系数的增大,崩塌和回复的频率增大,而在崩塌过程中却没有明显趋于零的现象出现. $W(t)$ 随时间的演化表现为一些具有准周期特性

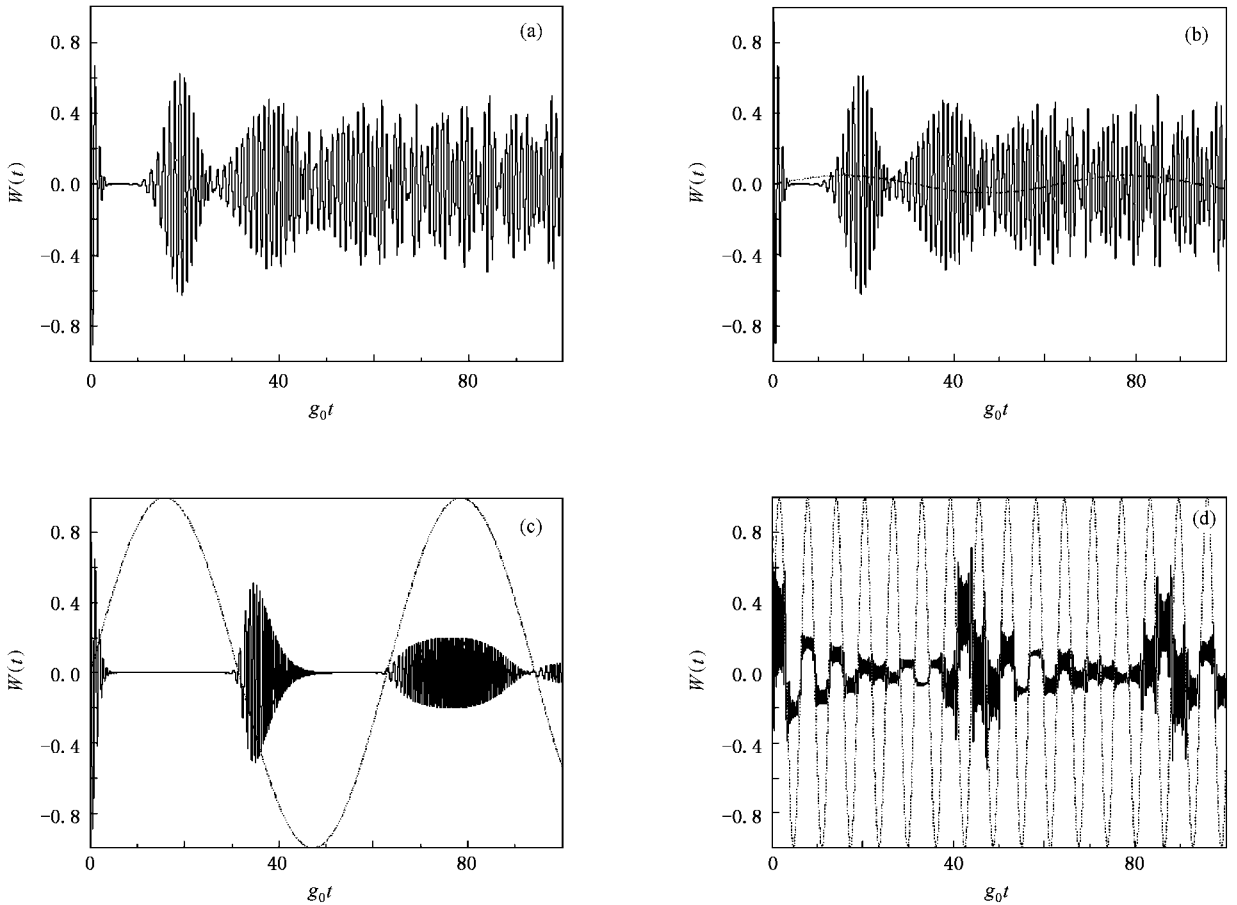


图1 压缩系数较小时,原子布居数反转随时间的演化.系统参数为 $\theta = \varphi = 0$, $|\beta_1|^2 = 10$, $\gamma = 0.1$.场频率的调制参数分别为(a) $\beta = 0$, $\alpha = \alpha$ (对应压缩态光场下的标准 J-C 模型);(b) $\beta = 0.1g_0$, $\alpha = g_0$; (c) $\beta = 0.1g_0$, $\alpha = 20g_0$; (d) $\beta = g_0$, $\alpha = 20g_0$.点线是光场频率的调制

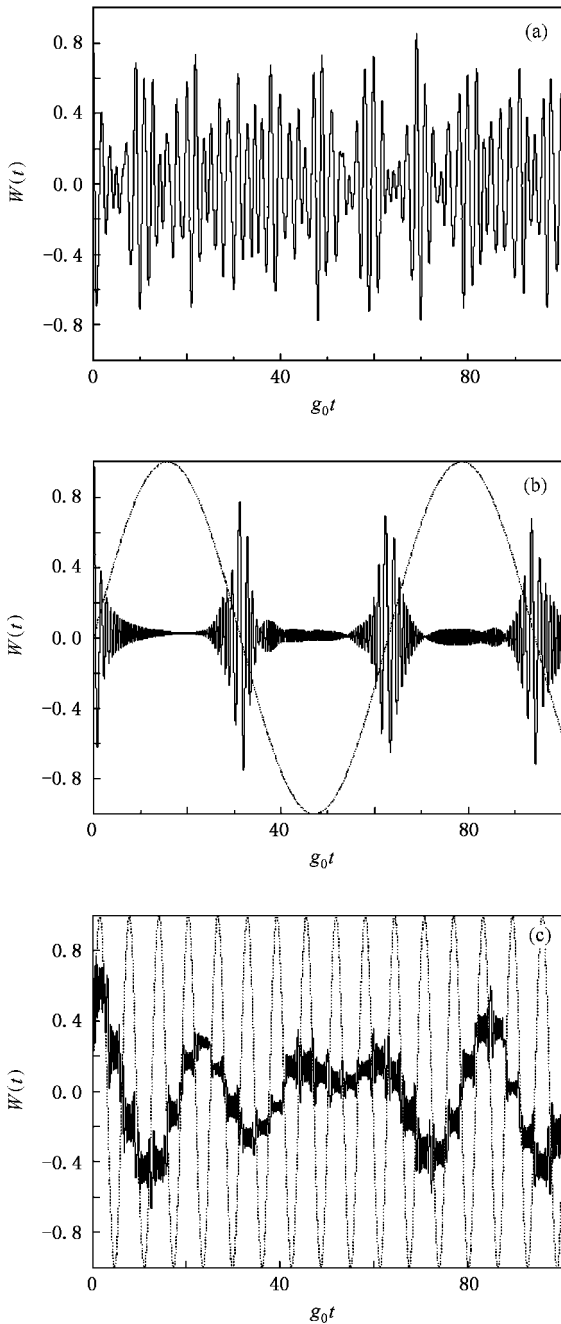


图2 压缩系数和光场频率调制振幅 α 较大时, 原子布居数反转随时间的演化. 系统参数为 $\theta = \varphi = 0$, $|\beta_1|^2 = 10$, $\gamma = 1$, 场频率的调制参数分别为 (a) $\beta = 0$, $\alpha = \alpha$ (对应压缩态光场下的标准 J-C 模型) (b) $\beta = 0.1g_0$, $\alpha = 20g_0$ (c) $\beta = g_0$, $\alpha = 20g_0$. 点线是光场频率的调制

的快速振荡. 而当光场频率受到缓慢调制时(图 2 (b)), $W(t)$ 则出现较明显的崩塌-回复现象. 尽管在崩塌过程中存在一些小快速振荡现象, 但原子布居数反转的崩塌和回复轮廓非常清晰, 其幅值的相对变化也很明显. 当光场频率受到快速调制时(图 2

(c)), 即光场频率调制的频率 β 较大时, 原子布居数反转的崩塌与回复现象将消失, 整体上表现为缓慢振荡的特征, 同时局部的快速振荡对整体上的缓慢振荡进行修饰.

比较图 3 与图 2(c) 可以看出, 压缩相位 θ 对 $W(t)$ 的动力学特性具有较大的影响, $W(t)$ 仍具有明显的崩塌-回复现象, 且周期较图 2(a)(b) 都有所增大, 但回复的幅值较小.

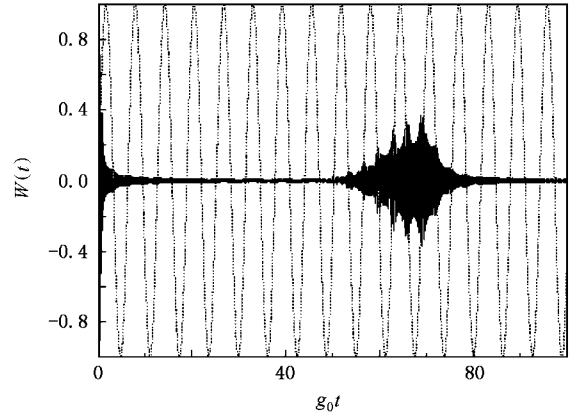


图3 压缩相位对原子布居数反转随时间演化的影响. 系统参数为 $\theta = \pi$, $\varphi = 0$, $|\beta_1|^2 = 10$, $\gamma = 1$, 场频率的调制参数为 $\beta = g_0$, $\alpha = 20g_0$. 点线是光场频率的调制

当光场的初始态为相干态时, 光子数分布为泊松分布, 对 $W(t)$ 性质起主要影响的光子态的光子数集中在峰值附近的一个小区间内. 当平均光子数的光子态引起的拉比振荡与其近邻光子数态引起的拉比振荡的相位差为 2π 的整数倍时将出现回复现象. 当压缩系数较小时(图 1), 压缩态的光子数分布趋近于泊松分布, $W(t)$ 的性质也趋近于相干态的情形. 但当压缩系数较大时(图 2、图 3), 光子数分布完全不同于泊松分布, 其分布宽度随 γ 增大而增宽. 对 $W(t)$ 性质起主要作用的光子态的光子数分布很宽, 其回复值由这些光子数态引起的拉比振荡共同决定. 另一方面, 当 $|\nu - \omega|$ 增加时, 各拉比振荡的振幅将减小, 而频率将加快. 当场的频率存在正弦振荡时, $|\nu - \omega|$ 随时间变化, 每个拉比振荡的振幅随时间将会时大时小, 其频率随时间也会时快时慢, 从而干扰了原有的崩塌和回复过程.

3.2. 场频率随时间作脉冲调制

考虑光场频率调制为脉冲形式, 则频率调制时间函数 $f(t)$ 具有如下形式:

$$f(t) = \begin{cases} \alpha & (t \in [mT + t_0, mT + \tau + t_0], \\ & m = 0, 1, 2, \dots), \\ 0 & (\text{其他}), \end{cases}$$

其中, T, τ, α 和 t_0 分别是脉冲频率调制的周期、脉冲的时间宽度、脉冲强度和第一个脉冲出现的时刻. 同样, 我们假定脉冲强度很小 $\alpha \ll \omega(\nu_0)$. 将 $f(t)$ 代入方程组 (4) 并进行数值计算就可以得到原子布居数反转 $W(t)$ 随时间的演化特性.

由于脉冲频率调制作用, 原子布居数反转 $W(t)$ 中对应粒子数态 $|n\rangle$ 的每个拉比振荡的相位会改变, 不同拉比振荡之间的关联也会发生改变, 因此, 初始光场为压缩态的 $W(t)$ 的时间演化也会受到影响. 下面, 我们讨论不同脉冲调制对 $W(t)$ 时间演化特性的影响.

图 4 给出了不同脉冲频率调制时原子布居数反转 $W(t)$ 的演化情况. 当脉冲频率调制的强度很小时 (图 4(a)), 光场频率调制对 $W(t)$ 的崩塌-回复过

程影响很弱, $W(t)$ 随时间演化仍具有崩塌-回复的特性, 而且崩塌-回复的周期几乎不变, 只是在脉冲开始或结束时对 $W(t)$ 振荡的幅值有微弱影响 (图 2(a) 和图 4(a)). 当脉冲频率调制的强度较大时 (图 4(b)(c)(d)), $W(t)$ 随时间的演化均表现为在原有崩塌-回复过程的基础上, 在脉冲区间内额外出现新的小幅快速振荡, 即新的崩塌-回复过程. 我们知道, 光场与原子相互作用时, 原子布居数反转 $W(t)$ 所展示的崩塌-回复过程是对应各种光子数态的各种拉比振荡的集体效应, 主要与各种拉比振荡之间的相干性有关. 当光场频率调制时, 在脉冲开始或结束时, 光场频率的突变将改变各拉比振荡之间的相干性, 进而改变了各拉比振荡从相干向非相干或从非相干向相干状态的转变过程, 从而诱导出新的崩塌-回复过程. 另一方面, 由于我们考虑的是在光场频率与原子的共振跃迁频率相等的基础上进行光场频率调制的情况, 当光场频率没有脉冲调制时, 仍然是共

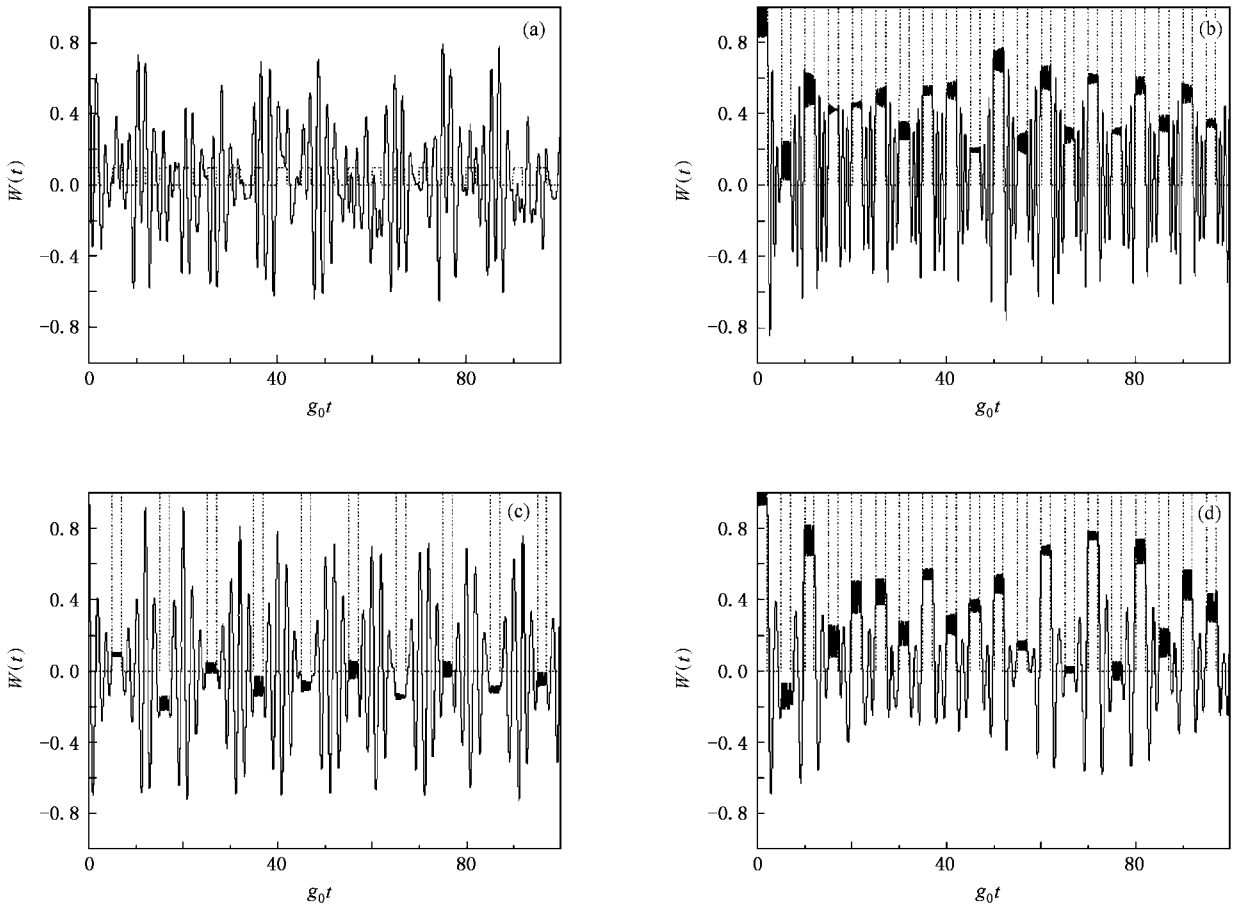


图 4 光场频率脉冲调制时, 原子布居数反转随时间的演化. 系统参数和光场频率调制参数分别为 (a) $\theta = \varphi = 0, |\beta_1|^2 = 10, \gamma = 1, g_0 T = 5, g_0 t_0 = 0, \alpha = 2g_0, g_0 \tau = 2$ (b) $\theta = \varphi = 0, |\beta_1|^2 = 10, \gamma = 0.1, g_0 T = 5, g_0 t_0 = 0, \alpha = 20g_0, g_0 \tau = 2$ (c) $\theta = \varphi = 0, |\beta_1|^2 = 10, \gamma = 1, g_0 T = 10, g_0 t_0 = 5, \alpha = 20g_0, g_0 \tau = 2$ (d) $\theta = \varphi = 0, |\beta_1|^2 = 10, \gamma = 1, g_0 T = 5, g_0 t_0 = 0, \alpha = 20g_0, g_0 \tau = 2$. 点线是光场频率的调制

振情况($|\nu - \omega|$ 为0),原子布居数反转 $W(t)$ 仍然表现出具有大幅拉比振荡的崩塌-回复过程,而当光场频率出现脉冲调制时,光场频率与原子的共振跃迁频率不再相等,即非共振情况($|\nu - \omega|$ 增加).当 $|\nu - \omega|$ 增加时,各拉比振荡的振幅将减小,频率加快.因此在脉冲出现的区域内,原子布居数反转 $W(t)$ 表现出小幅、快速拉比振荡,振幅明显小于非脉冲区域内拉比振荡的幅值,而且这些小幅振荡不是围绕零进行振荡,而是围绕新的基准值进行.在脉冲出现的区域内, $|\nu - \omega|$ 保持不变,因此各种拉比振荡的振幅也基本不变.

比较图 1(a)和图 4(b),发现由于脉冲频率调制的周期小于标准 J-C 模型的崩塌-回复周期 T_0 ,脉冲频率调制频繁,脉冲出现在任意时刻,因此 $W(t)$ 随时间演化过程中原有的崩塌-回复受到显著影响,产生更多的崩塌-回复过程.比较图 2(a)和图 4(c)可以发现,由于脉冲频率调制的周期接近于标准 J-C 模型的崩塌-回复周期 T_0 ,脉冲发生在崩塌时刻,因此, $W(t)$ 随时间演化过程中仍然保持原有的崩塌-回复现象,只是在崩塌区域诱导出新的崩塌-回复过程.

由以上的分析可知,当光场频率没有受到调制时,随着压缩系数的增大,崩塌和回复的频率将增大, $W(t)$ 随时间的演化由明显的崩塌-回复过程(图 1(a))转变为一些具有准周期特性的快速振荡(图 2(a)),而且在崩塌过程中 $W(t)$ 明显地趋于零的现象也随压缩系数的增大而逐渐弱化.然而,当光场频率受到脉冲调制时, $W(t)$ 随时间的演化均表现为在原有崩塌-回复过程的基础上,在脉冲区间内出现新的崩塌-回复过程,与压缩系数的大小无关(图 4(b)(d)).这说明在光场频率随时间作脉冲变化或非共振情况时,光场初始压缩态的压缩系数对原子布居数反转 $W(t)$ 影响不显著.

原子布居数反转 $W(t)$ 随时间演化的崩塌-回复过程主要由各种拉比振荡之间的相干性决定.由

于脉冲频率调制作用,原子布居数反转 $W(t)$ 中对应粒子数态 $|n\rangle$ 的每个拉比振荡的相位会改变,不同拉比振荡之间的关联也会发生改变,而且与脉冲频率调制的起始时刻、脉冲出现的周期密切相干.因此,当光场频率调制时,对应不同脉冲起始时刻或不同的脉冲周期, $W(t)$ 随时间演化过程中出现新的崩塌或回复过程的时刻或振荡幅值也有所不同.这说明光场的频率调制对原子布居数反转 $W(t)$ 的演化过程起着至关重要的作用,可以利用光场频率调制来调控 $W(t)$ 的演化过程.

4. 结 论

本文研究了频率随时间变化的压缩态光场与一个二能级原子的相互作用,主要讨论了光场频率随时间作正弦调制和脉冲调制这两种典型情况下,原子布居数反转随时间的演化特性.由于压缩态的光子数分布与相干态不同,而且压缩态光场的压缩系数和压缩相位对原子布居数反转的崩塌-回复过程也有显著影响,因此变频压缩态光场与原子相互作用时,原子布居数反转随时间的演化特性明显不同于相干态光场的情况.研究发现,当光场频率随时间以正弦形式变化时,原子布居数反转的崩塌-回复过程的周期与光场频率调制的振幅有关,各拉比振荡的振幅与光场频率调制的频率有关.随着压缩系数的增大,原子布居数反转崩塌和回复的频率增大,崩塌过程中不出现明显地趋于零的现象,光场频率的快速调制可使原子布居数反转崩塌和回复过程消失.当光场频率随时间以脉冲形式变化时,脉冲调制的突变将影响各拉比振荡之间的相干性,并在原子布居数反转随时间演化过程中诱导出新的崩塌-回复过程,尤其在脉冲出现的区间内,原子布居数反转表现出持续的小幅快速振荡,这与压缩态的压缩系数无关.

[1] Jaynes E T, Cummings F W 1963 *Proc. IEEE* **51** 89
 [2] Joshi A, Puri R R 1987 *J. Mod. Opt.* **34** 1421
 Puri R R, Agarwal G S 1987 *Phys. Rev. A* **35** 3433
 [3] Yeazell J A, Mallalieu M, Stroud C R Jr 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2007
 Brune M, Schmidt-Kaler F, Maali A et al 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1800

[4] Eberly J H, Narozhny N B, Sanchez-Mondragon J J 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 1323
 [5] Knight P L, Radmore P M 1982 *Phys. Lett. A* **90** 342
 [6] Short R, Mandel L 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 384
 [7] Arvinda P K, Guanhai H 1988 *Physica C* **150** 427
 [8] Peng J S, Li G X 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 766 (in Chinese) [彭金生、李高翔 1992 物理学报 **41** 766]

- [9] Mahmood S , Zubairy M S 1987 *Phys. Rev. A* **35** 425
- [10] Li F L , Gao S Y , Zhao Y T 2003 *Chin. Phys.* **12** 0872
- [11] Alsing P , Guo D S , Carmichael H J 1992 *Phys. Rev. A* **45** 5135
Li F L , Gao S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 043809
- [12] Liu A L , Fang M F 2000 *Acta Sin. Quantum Opt.* **6** 139 (in Chinese) [刘安玲、方卯发 2000 量子光学学报 **6** 139]
- [13] Metwally N , Abdelaty M , Obada A S F 2005 *Opt. Commun.* **250** 148
- [14] Zhou Q C , Zhu S N 2005 *Chin. Phys.* **14** 336
- [15] Wu Y , Yang X 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013603
- Wu Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 033803
- [16] Mebrahtu A 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 813
- [17] Peng J S , Li G X 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 568 (in Chinese) [彭金生、李高翔 1993 物理学报 **42** 568]
- [18] De Almeida N G , Serra R M , Villas-Boas C J *et al* 2004 *Phys. Rev. A* **69** 035802
- [19] Law C K , Zhu S Y , Zubairy M S 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4095
Yang Y P , Xu J P , Li G X *et al* 2004 *Phys. Rev. A* **69** 053406
Xu J P , Yang Y P 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2139 (in Chinese)
[许静平、羊亚平 2004 物理学报 **53** 2139]

Interaction of an atom with a squeezed field of time-varying frequency *

Zhang Wan-Juan Wang Zhi-Guo Xie Shuang-Yuan Yang Ya-Ping

(Department of Physics , Tongji University , Shanghai 200092 , China)

(Received 15 June 2006 ; revised manuscript received 26 July 2006)

Abstract

The interactions between a two-level atom and a squeezed field of time-varying frequency have been investigated. The properties of the atomic population inversion for two typical cases—the frequency of the field varying with time in the forms of sine function and rectangular pulses—have been considered. For the frequency changing with time in sinusoidal form, the collapse-revival phenomenon of the atomic population inversion is deformed not only by the frequency-modulation but also by the squeeze coefficient and the squeeze phase of the field. The sudden jumping of the field with rectangular pulsed frequency-modulation can lead to new collapses and revivals in the evolution of the atomic population inversion. The rectangular pulsed frequency-modulation can also lead to small-amplitude fast oscillations of the atomic population inversion during the pulse. There is no relation between the latter phenomena and the squeeze coefficient of the field.

Keywords : Jaynes-Cummings model , squeezed state , atomic population inversion

PACC : 4250 , 3280

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60507008 , 10674103) and the Scientific Research Program from the Science and Technology Committee of Shanghai , China (Grant No. 04QMH1407).