

非旋波近似下频率变化的场与原子的相互作用^{*}

贾 飞 谢双媛 羊亚平

(同济大学物理系, 上海 200092)

(2006 年 2 月 28 日收到, 2006 年 3 月 15 日收到修改稿)

研究了非旋波近似下频率随时间变化的相干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和方波变化两种典型情况下, 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变化时, 原子布居数反转的崩塌、回复过程和由虚光子过程引起的快速振荡均会受到影响. 当光场频率随时间以方波形式变化时, 脉冲调制不仅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, 而且可以引起虚光子快速振荡的突变.

关键词: Jaynes-Cummings 模型, 非旋波近似, 原子布居数反转

PACC: 4250, 3280

1. 引 言

Jaynes-Cummings (JC) 模型描述一个二能级原子与单模电磁场的相互作用^[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, 人们可以利用高 Q 因子腔体和里德伯原子在实验上实现这一理想模型^[3]. 因此, 在研究光与物质的相互作用时, JC 模型受到了普遍关注, 并揭示许多有趣的量子现象^[4-7], 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]等等. 近年来, 有许多关于 JC 模型的扩展研究^[8], 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 JC 模型^[9]、双模多光子 JC 模型的量子相位特性^[10]、JC 模型中由原子-光场相互作用产生的纠缠态性质^[11]、与一个 V 形三能级原子相互作用的光场的熵压缩性质^[12], 以及对在驻波任何位置的俘获离子的 JC 模型^[13]和非线性 JC 模型的研究^[14]等. 除此之外, 还有部分对 JC 模型应用方面的研究工作^[15].

以上研究中采用了旋波近似, 而忽略了非旋波项的影响. 由于非旋波项对应的跃迁过程导致系统的能量改变很大, 根据海森伯能量-时间不确定关系, 非旋波项跃迁所产生的光子的寿命很小, 称为虚

光子. 在整个光与原子相互作用系统中, 除了有旋波项跃迁产生的长寿命实光子, 还有许多快速产生而又快速吸收的虚光子, 因此虚光子对光与原子相互作用系统具有影响, 如虚光子是兰姆位移的物理根源^[16]、虚光子过程能影响光场的相位性质^[17]和光场的压缩性质^[18], 等等. 此外, 以往的研究一般认为场频率不随时间变化, 也有较少涉及场频率随时间变化的场与原子相互作用. 研究表明^[19], 这种变化的确会影响场与原子的相互作用以及原子的动力学性质. 因此, 本文将研究在非旋波近似下, 光场频率调制对一个二能级原子和场相互作用的影响, 主要讨论两种典型情况: 光场频率随时间以正弦形式和方波形式变化.

2. 模型和运动方程

在非旋波近似下, 一个二能级原子与单模电磁场相互作用系统的哈密顿量可表示为

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

其中 a^+ (a) 是电磁场的产生(湮没)算符, 原子的赝自旋算符 σ_{\pm} 和 σ_z 满足 $[\sigma_z, \sigma_{\pm}] = \pm \sigma_{\pm}$ 和 $[\sigma_+, \sigma_-] = \sigma_z$; ω 是原子的跃迁频率, 电磁场频率 $\nu(t)$ 随时间变化, 可写为 $\nu(t) = \nu_0 + f(t)$, $f(t)$ 是随时间变

^{*} 国家自然科学基金(批准号 60507008)、上海市启明星跟踪计划(批准号 04QMH1407)及上海市科学技术委员会基金资助的课题.

化的函数, g 是电磁场与原子的耦合系数, 也随时间变化, 则可写为 $g = g_0(1 + f(t))\nu_0$, g_0 是场频率不随时间变化时的耦合常数, 且等于真空拉比振荡频率的一半. 哈密顿量(1)式中的最后两项为非旋波项, 即能量不守恒项, 它们对应虚光子过程.

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 $|0\rangle$), 而且场中有 n 个光子. 假定原子初始时处于上能级 $|1\rangle$, 则

$$\sum_n |C_{1,n}(0)|^2 = 1, C_{0,n}(0) = 0.$$

将(1)和(2)式代入薛定谔方程, 并令

$$C_{1,n}(t) = \exp\left[-i\left(n\nu_0 + \frac{1}{2}\omega\right)t\right] \times \exp\left[-in\int_0^t f(t)dt\right] M_{1,n}(t), \quad (3a)$$

$$C_{0,n+1}(t) = \exp\left[-i\left(n+1\right)\nu_0 - \frac{1}{2}\omega\right]t\right] \times \exp\left[-i(n+1)\int_0^t f(t)dt\right] M_{0,n+1}(t). \quad (3b)$$

则可得

$$\begin{aligned} & \frac{dM_{1,n}(t)}{dt} \\ &= -ig\sqrt{n+1}M_{0,n+1}(t)\exp[-i(\nu_0 - \omega)t] \\ & \times \exp\left[-i\int_0^t f(t)dt\right] - ig\sqrt{n}M_{0,n-1}(t) \\ & \times \exp[i(\nu_0 + \omega)t] \exp\left[i\int_0^t f(t)dt\right], \quad (4a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{dM_{0,n+1}(t)}{dt} \\ &= -ig\sqrt{n+1}M_{1,n}(t)\exp[i(\nu_0 - \omega)t] \\ & \times \exp\left[i\int_0^t f(t)dt\right] - ig\sqrt{n+2}M_{1,n+2}(t) \\ & \times \exp[-i(\nu_0 + \omega)t] \exp\left[-i\int_0^t f(t)dt\right]. \quad (4b) \end{aligned}$$

显然, 上式中 $M_{0,n+1}$ 和 $M_{1,n}$ 项反映了旋波近似下的实光子过程对概率幅的贡献, 而 $M_{0,n-1}$ 和 $M_{1,n+2}$ 项则表示非旋波项所引起的虚光子过程对概率幅的影响. 由于以上方程组比较复杂, 我们将借助数值计算方法来求解, 从而揭示二能级原子的量子动力学特性, 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

$$\begin{aligned} W(t) &= \sum_n [|C_{1,n}(t)|^2 - |C_{0,n+1}(t)|^2] \\ &= \sum_n [|M_{1,n}(t)|^2 - |M_{0,n+1}(t)|^2]. \quad (5) \end{aligned}$$

在以下的讨论中, 初始时刻电磁场处于相干态, 即 $\rho_{nn}(0) = |C_{1,n}(0)|^2 = e^{-n} n^n / n!$, $\rho_{nn}(0)$ 为初始时刻场中存在 n 个光子的概率, 它服从泊松分布, n 为初始时刻场中的平均光子数. 我们假设光场的平均光子数为 $n = 100$, 电磁场的频率与原子的共振跃迁频率满足关系 $\nu_0 = \omega = 500g_0$.

3. 原子布居数反转的时间演化特性

3.1. 场频率不随时间变化, 即标准 JC 模型

当场频率不变时, 即 $f(t) = 0$, (1)式表示标准 JC 模型的哈密顿量. 在旋波近似下, 原子布居数反转 $W(t)$ 随时间作拉比振荡, 具有周期性地崩塌与回复特征, 而且 $W(t)$ 可以崩塌到零 (如图 1(a)所示). 在图 1(b)中, 给出了非旋波近似下 $W(t)$ 随时间的演化特性, 与图 1(a)相比较, 可以看出非旋波近似项所描述的虚光子过程对 $W(t)$ 的影响主要表现为在原有拉比振荡的基础上附加一些微小的快速振荡, $W(t)$ 的包络并不能完全崩塌到零, 而是产生一些新的小回复包络, 即引起所谓的量子噪声.

众所周知, 当原子与频率不变、初始为粒子数态的光场相互作用时, 原子布居数反转 $W(t)$ 作频率与场中光子数有关的拉比振荡. 如果初始光场为相干态, 由于初始时刻光场中存在的各种光子数的概率服从泊松分布, 因此 $W(t)$ 应该是对应各种光子数的拉比振荡按泊松分布进行叠加, 而对叠加起主要贡献的是 $n - \sqrt{n} < n < n + \sqrt{n}$ 范围内的光子数. 由于对应不同粒子数态的拉比振荡的频率各不相同, 如果对应光子数分别为 $n + \sqrt{n}$ 和 $n - \sqrt{n}$ 的两个拉比振荡的相位差为 $(2m + 1)\pi$, 则光子数在 $n - \sqrt{n} < n < n + \sqrt{n}$ 内的各拉比振荡相干并相互减弱, 从而引起 $W(t)$ 的崩塌现象. 如果对应光子数分别为 n 和 $n + 1$ 的两个相邻拉比振荡的相位差为 $2m\pi$, 各拉比振荡之间相干并相互加强, 因此 $W(t)$ 出现回复现象. 例如, 图 1(a)所示的 $W(t)$ 随时间作周期性的崩塌-回复演化. 在非旋波近似下, 由于实光子和虚光子过程之间存在相干作用, 因而随着时间的演化, $W(t)$

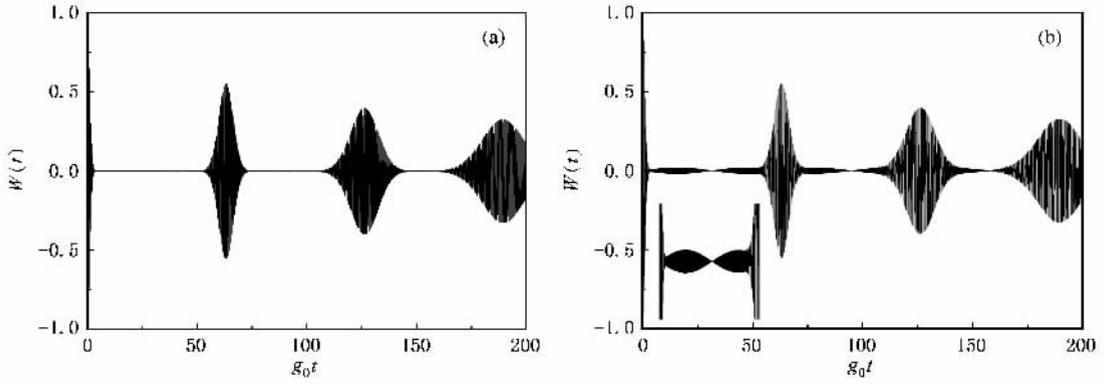


图 1 (a) 旋波近似下, 原子布居数反转随时间的演化. (b) 非旋波近似下原子布居数反转随时间的演化, 图中左下角是 $0 \leq t \leq 60, -0.1 \leq W(t) \leq 0.1$ 部分的截图. (a)(b) 的参数相同, 即 $n = 100, \omega = \nu_0 = 500g_0$

会出现一些新的微小崩塌-回复现象.

3.2. 场频率随时间作正弦变化

若取 $f(t) = \alpha \sin(\beta t)$, 则光场频率随时间作正弦变化 $\nu(t) = \nu_0 + \alpha \sin(\beta t)$, α 为正弦变化的幅度, β 为正弦变化的角频率, 且 α, β 都很小, $\alpha \ll \omega$ (和 ν_0) 则 (4) 式可写为

$$\begin{aligned} \frac{dM_{1,n}(t)}{dt} = & -ig\sqrt{n+1}e^{(\alpha/\beta \int \cos(\beta t) - 1)} \\ & \times \left[1 + \frac{\alpha \sin(\beta t)}{\nu_0} \right] M_{0,n+1}(t) \\ & - ig_0 \sqrt{n} e^{1000g_0 t} e^{-(\alpha/\beta \int \cos(\beta t) - 1)} \\ & \times \left[1 + \frac{\alpha \sin(\beta t)}{\nu_0} \right] M_{0,n-1}(t), \quad (6a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dM_{0,n+1}(t)}{dt} = & -ig_0 \sqrt{n+1} e^{-(\alpha/\beta \int \cos(\beta t) - 1)} \\ & \times \left[1 + \frac{\alpha \sin(\beta t)}{\nu_0} \right] M_{1,n}(t) \\ & - ig_0 \sqrt{n+2} e^{-1000g_0 t} e^{(\alpha/\beta \int \cos(\beta t) - 1)} \\ & \times \left[1 + \frac{\alpha \sin(\beta t)}{\nu_0} \right] M_{1,n+2}(t). \quad (6b) \end{aligned}$$

通过数值计算方法求解方程组 (6) 并由 (5) 式可得到原子布居数反转 $W(t)$ 随时间的演化特性. 图 2 至图 4 给出了不同参数时 $W(t)$ 的演化情况. 当光场频率变化的振幅 α 和角频率 β 都很小时, 光场频率调制对 $W(t)$ 的崩塌-回复过程影响很弱, 崩塌-回复的周期基本不变 (如图 2 所示). 当振幅 α 增大时, 场频率调制对 $W(t)$ 的影响将增强 (如图 3(a)), 与场频率不变的情形 (图 1(b)) 相比较, 发现第一次回复最大值出现的时刻由 $t < 65/g_0$ 推迟到 $t > 65/g_0$, 表明崩塌-回复过程的周期变大了 (如图 3(b)). 当

角频率 β 增大时 (如图 4), 不仅主要的崩塌-回复过程会受到调制, 而且由虚光子过程所引起的快速振荡过程也会受到调制, 整个 $W(t)$ 随时间作频率等于 β 的振荡变化, 而增大 β 对 $W(t)$ 的崩塌-回复过程的周期没有明显影响 (比较图 3(a) 和图 4(b)). 由此可见, 原子布居数反转的崩塌-回复过程的周期对光场频率调制的振幅更加敏感.

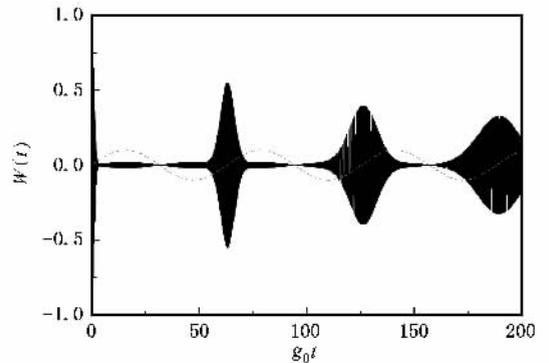


图 2 非旋波近似下 $\alpha = 0.1g_0, \beta = 0.1g_0$ 时原子布居数反转随时间的演化, 点线是场频率的调制

如果把场频率的变化量近似看成有效失谐 $\bar{\Delta}$, 假设在回复周期 T_r 时刻, 对应粒子数态 $|n+1\rangle$ 和 $|n-1\rangle$ 的两个相邻原子布居数反转振荡之间的相位差为 2π 则

$$[\sqrt{\bar{\Delta}^2 + 4g^2(n-1)} - \sqrt{\bar{\Delta}^2 + 4g^2 n}] T_r = 2\pi, \text{ 即}$$

$$\begin{aligned} T_r \approx & 2\pi \sqrt{(n + \bar{\Delta}^2 / (4g^2))} / g \\ \approx & 2\pi \sqrt{(n + \bar{\Delta}^2 / (4g_0^2))} / g_0. \end{aligned}$$

由此可见, 当增大光场频率调制的振幅 α 时, $\bar{\Delta}$ 增大, T_r 也增大, 所以原子布居反转的崩塌-回复周期

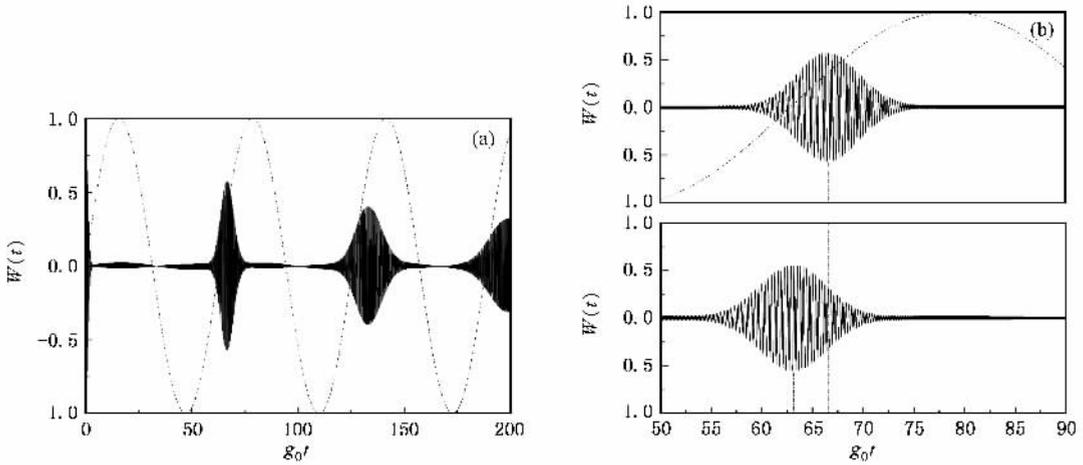


图 3 (a) 非旋波近似下 $\alpha = 10g_0, \beta = 0.1g_0$ 时原子布居数反转随时间的演化;点线是场频率的调制 (b) 图 1(b) 和图 3(a) 的对比

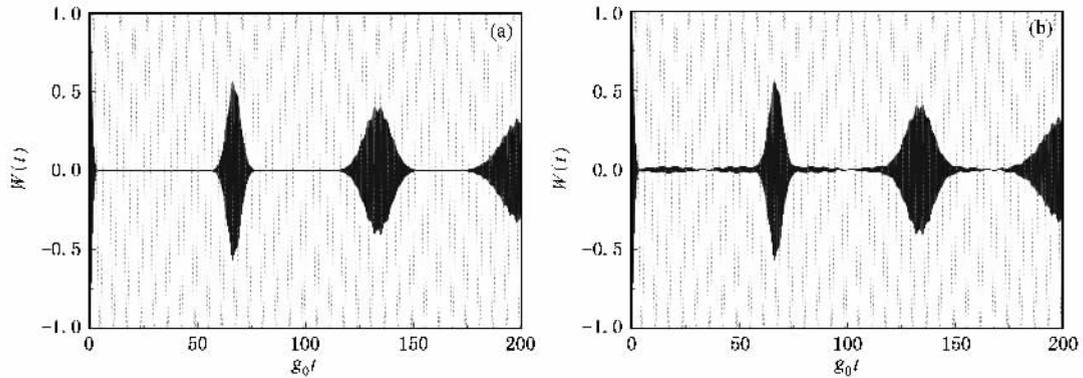


图 4 (a) 旋波近似下 原子布居反转数随时间的演化. (b) 非旋波近似下原子布居数反转随时间的演化. (a)(b) 的参数相同: $\alpha = 10g_0, \beta = g_0$;点线是场频率的调制

随 α 的增大而增大(如图 3(b)).

如果初始光场为粒子数态,在场频率不变时,原子布居数反转 $W(t)$ 将作振幅不变的拉比振荡,而当场频率随时间作正弦变化时,由于频率调制的影响,原子布居数反转 $W(t)$ 将作准周期振荡,而且振幅变化依赖于光子数 n :光子数越大,振幅变化越小.因此初始光场为相干态时, $W(t)$ 中振荡(包括实光子的拉比振荡和虚光子的快速小振荡)均不会崩塌到零,而是随场频率调制的角频率作准周期振荡(如图 4(b)).

3.3. 方波调制

光场频率随时间以方波形式变化时,频率调制时间函数 $f(t)$ 具有如下脉冲形式:

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

其中, T, τ, α 和 t_0 分别是方波频率调制的周期,脉冲宽度,脉冲强度和第一个脉冲出现的时间.同样我们假定脉冲强度很小 $\alpha \ll \omega(\nu_0)$,且 $\alpha = 10g_0$.由于方波频率调制作用,原子布居反转 $W(t)$ 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,初始光场为相干态的 $W(t)$ 的时间演化也会受到影响.下面,我们将讨论不同脉冲对 $W(t)$ 时间演化特性的影响.

如果方波频率调制的周期等于标准 JC 模型的崩塌-回复周期 T_0 ,脉冲发生在崩塌时刻(如图 5

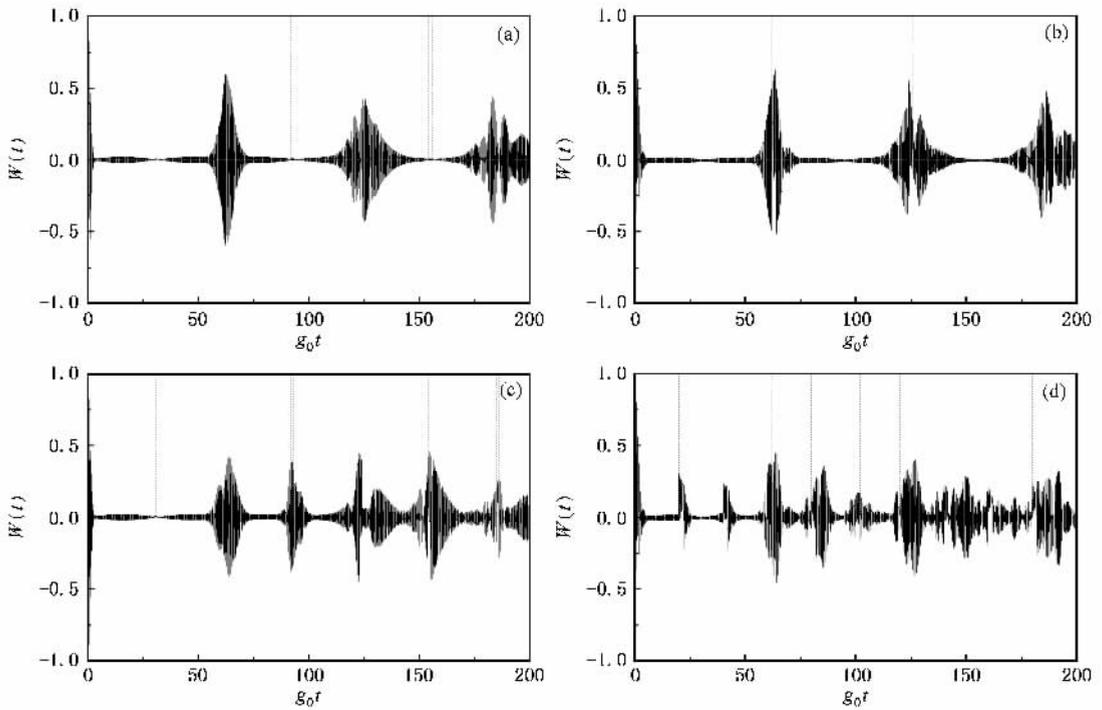


图 5 非旋波近似下原子布居反转随时间的演化,点线是场频率的调制参数分别为 (a) $g_0 T = 62, g_0 t_0 = 30, g_0 \tau = 2$ (b) $g_0 T = 62, g_0 t_0 = 0, g_0 \tau = 2$ (c) $g_0 T = 32, g_0 t_0 = 30, g_0 \tau = 2$ (d) $g_0 T = 20, g_0 t_0 = 0, g_0 \tau = 2$

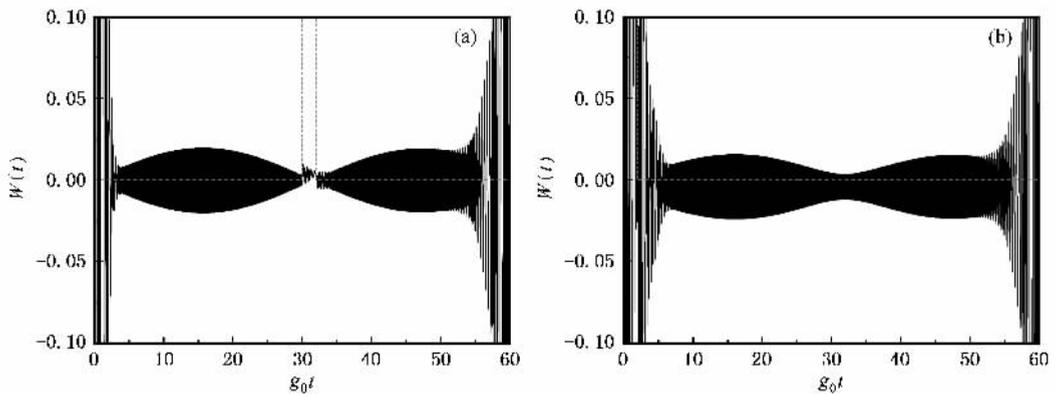


图 6 (a)图 5(a)的部分截图 (b)图 5(b)的部分截图

(a)), 由于在崩塌时, 对应光子数 n 在 $n - \sqrt{n} < n < n + \sqrt{n}$ 范围内的各拉比振荡相干相消, 方波频率调制对 $W(t)$ 的时间演化过程影响很弱, 因此 $W(t)$ 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. 由于虚光子过程的影响, 在崩塌过程中原子布居数并不能完全衰减至 0, 取而代之的是一些快速小振荡. 当方波频率调制的脉冲出现在此时间区域时, 光场的突变会改变这些快速小振荡之间相互关联, 从而使小振荡过程发生突变 (如图 6(a)), 这是在旋波近似情况下不存

在的.

如果方波频率调制的周期仍等于 T_0 , 而脉冲发生在回复时刻 (如图 5(b)), 当脉冲结束时, 各拉比振荡从相干相长向相干相消状态转变, 而光场频率的突变却改变了这种转变过程, 各拉比振荡又从相干相消向相干相长状态转变, 从而产生了新的回复. 在回复时刻各拉比振荡是相干相长的, 方波频率调制将减弱各拉比振荡之间的相干, 从而引起新的崩塌-回复过程. 此时由虚光子过程引起的快速振荡为主的过程不再出现崩塌到 0 的时刻 (如图 6(b)).

如果方波频率调制的周期等于 $T_0/2$, 而脉冲出现在崩塌和回复时刻(如图 5(c)), 与标准的 JC 模型(光场频率不变)比较, 第一个脉冲对其附近 $W(t)$ 的时间演化影响很小, 但在第一个脉冲以后 $W(t)$ 的时间演化却发生了明显变化, 出现了新的回复过程. 这一现象说明光场频率的突变可使相干相消的各拉比振荡之间出现相干相长, 并产生新的回复. 同样在崩塌过程中, 由于方波频率调制脉冲的影响, 光场的突变会改变虚光子过程所引起的快速小振荡之间相互关联, 使小振荡过程发生突变(如图 5(c)).

如果方波频率调制的脉冲出现任意时刻(如图 5(d)), 由于方波频率调制的影响, $W(t)$ 随时间演化过程中原有的崩塌-回复和快速振荡均会受到影响, 而且会产生更多的崩塌-回复过程.

4. 结 论

本文研究了非旋波近似下频率随时间变化的相

干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变化和方波变化这两种典型情况下, 原子布居数反转随时间的演化特性. 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角频率有关, 而且由虚光子过程引起的快速振荡也会受到影响. 当光场频率随时间以方波形式变化时, 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, 而且这种脉冲调制的突变可以引起虚光子快速振荡的突变.

- [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 *et al* 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, SanchezMondragon 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, Guanhuai H 1988 *Physica C* **150** 427
- [8] Cardimona D A 1990 *Phys. Rev. A* **41** 5016
Mahmood S, Zubairy M S 1987 *Phys. Rev.* **35** 425
Singh S 1982 *Phys. Rev.* **25** 3206
Lai W K, Buzek V, Knight P L 1991 *Phys. Rev.* **44** 6043
Li F L, Gao S Y, Zhao Y T 2003 *Chin. Phys.* **12** 0872
Li F L, Gao S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 043809
- [9] Alsing P, Gao D S, Carmichael H J 1992 *Phys. Rev. A* **45** 5135
Li F L, Gao S Y 2000 *Phys. Rev.* **62** 043809
- [10] El-Orany F A A, Mahran M H, Wahiddin M R B *et al* 2004 *Opt. Commun.* **240** 169
- [11] Metwally N, Abdelaty M, Obada A S F 2005 *Opt. Commun.* **250** 148
- [12] Zhou Q C, Zhu S N 2005 *Chin. Phys.* **14** 336
- [13] Wu Y, Yang X X 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3086
- [14] Yang X, Wu X, Li Y J 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4545
- [15] Wu Y, Yang X 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013603
Wu Y 2000 *Phys. Rev.* **61** 033803
- [16] Huang X Y, Peng J S 1988 *Physica Scripta T* **21** 100
Peng J S, Li G X, 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]
- [17] Peng J S, Li G X 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3289
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]
- [18] Peng J S, Li G X 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3167
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 1993 **42** 568]
- [19] Law C K, Zhu S Y, Zubairy M S 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4095
Janowicz M 1998 *Phys. Rev.* **57** 4784
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 field with varying frequency without rotating-wave approximation *

Jia Fei Xie Shuang-Yuan Yang Ya-Ping

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

(Received 28 February 2006 ; revised manuscript received 15 March 2006)

Abstract

The interactions between a two-level atom and a coherent field with a time-varying frequency without rotating-wave approximation have been investigated. The typical cases of the frequency of the field varying with time in the sine and rectangle forms have been considered. It is found that the collapse-revival phenomena and quick oscillations due to virtual photon processes of the atomic population inversion are deformed as the frequency changes with time in the sine form. The rectangular frequency modulation can lead to some new collapses and revivals in the evolution of the atomic population inversion. The sudden jumping of the field frequency can also lead to the sudden change of the quick oscillations due to virtual photon processes.

Keywords : Jaynes-Cummings model , without rotating-wave approximation , atomic population inversion

PACC : 4250 , 3280

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60507008) and the Phosphor Tracing Plan of Shanghai Science Committee (Grant No. 04QMH1407) and the Foundation of Shanghai Science Committee.