

运用理想光子禁带模型实现对激发态原子系统演化的调控

张斯淇 陆景彬 刘晓静 刘继平 李宏 梁禹 张晓茹 刘晗 吴向尧 郭义庆

Control of evolutionary atomic system of excited atom by using ideal photonic band-gap model

Zhang Si-Qi Lu Jing-Bin Liu Xiao-Jing Liu Ji-Ping Li Hong Liang Yu Zhang Xiao-Ru Liu Han  
Wu Xiang-Yao Guo Yi-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 094205 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172050

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172050>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I9>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[耦合腔阵列与 \$\Lambda\$ -型三能级原子非局域耦合系统中单光子的传输特性研究](#)

Single photon transport properties in the system of coupled cavity array nonlocally coupled to a  $\Lambda$ -type three-level atom

物理学报.2017, 66(15): 154203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.154203>

[动态光子晶体中V型三能级原子的自发辐射](#)

Spontaneous emission from a V-type three-level atom in a dynamic photonic crystal

物理学报.2017, 66(1): 014202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014202>

[动态光子晶体环境下二能级原子自发辐射场及频谱的特性](#)

Characteristics of the spontaneous emission field and spectrum of a two-level atom in a dynamic photonic crystal

物理学报.2016, 65(19): 194204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194204>

[双光子过程耗散耦合腔阵列中的量子相变](#)

Quantum phase transition in arrays of dissipative cavities with two-photon process

物理学报.2016, 65(4): 044205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044205>

[Y模型四能级原子辅助光力学系统的多稳现象](#)

Multistable phenomenon of the Y-type four-level atom-assisted optomechanical system

物理学报.2014, 63(9): 094206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094206>

# 运用理想光子禁带模型实现对激发态原子系统演化的调控\*

张斯淇<sup>1)</sup> 陆景彬<sup>1)†</sup> 刘晓静<sup>1)2)</sup> 刘继平<sup>2)</sup> 李宏<sup>3)</sup> 梁禹<sup>2)</sup>  
 张晓茹<sup>2)</sup> 刘晗<sup>2)</sup> 吴向尧<sup>2)</sup> 郭义庆<sup>4)</sup>

1) (吉林大学物理学院, 长春 130012)

2) (吉林师范大学物理学院, 四平 136000)

3) (东北师范大学物理学院, 长春 130012)

4) (中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

(2017年9月17日收到; 2018年1月17日收到修改稿)

通过调节动静态理想光子禁带模型库的结构参数, 研究了初态处于激发态的两能级原子系统的演化. 在静态无调制下研究理想光子禁带模型库环境的半宽度、中心谐振频率及比重对原子布居数演化的影响. 在理想光子禁带库环境的中心共振频率受动态调制下, 其调制形式分别取为: 矩形单次脉冲、矩形周期性脉冲和缓变连续周期. 在此基础上讨论动态调制形式的不同对原子布居数演化的影响. 无论怎样的动态调制形式, 衰减抑制在原子系统的演化过程还是有较明显的体现. 这样就使得利用环境变化对原子布居数和原子系统相干性演化调制的想法得以实现.

**关键词:** 量子调控, 动态环境, 激发态原子

**PACS:** 42.50.Pq, 32.80.Qk

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172050

## 1 引言

目前, 调控自发辐射过程的主要方式有: 通过量子测量<sup>[1]</sup>、利用量子干涉<sup>[2,3]</sup>和改变与原子相互耦合的环境<sup>[4]</sup>. 改变与原子相互耦合的环境是最早被提出来且在理论和实验上已被证实<sup>[5-8]</sup>. 在一定程度上原子自发辐射的过程能够体现出原子系统退相干及衰减的快慢. 腔量子电动力学<sup>[9-13]</sup>在量子信息领域中一直是科研工作者们不断研究的热点, 制备微腔<sup>[14,15]</sup>的技术日渐成熟, 同时具有调节性的腔和光子晶体材料<sup>[16]</sup>的适时出现, 为量子系统提供动态库环境建立了有利的条件. 相较于真空环境的电磁模密度, 人们把能够更改原子周围的电磁模密度的种种结构腔叫作有结构的光子库环境.

那么想改变量子态的演化过程, 就可通过对量子系统耦合的库环境进行操控即可.

量子计算机利用操纵线性叠加态进行并行计算的前提就是获得可操纵或保持量子态的相干性. 但现实生活中的量子系统并非孤立的, 难免要和环境发生相互作用. 由于受到环境中巨大数量自由度的影响, 量子系统相位关系丢失, 导致量子系统原本的相干性受到破坏, 出现不可逆的量子退相干现象, 与此同时量子系统和环境之间发生能量交换, 量子系统的能量耗散到周围环境中. 量子系统与周围环境之间的相互耦合, 使量子系统由相干的叠加态变为退相干的混合态, 这是量子退相干出现的主要原因, 它还是量子态演化的动力所在. 而处于激发态的原子与环境中巨大的电磁模式之间的相互耦合, 就是导致原子自发辐射现象产生和原子系统

\* 吉林省科技发展计划(批准号: 20130101031JC)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ljb@jlu.edu.cn

相干性被破坏的根本所在.

Linington 和 Garraway<sup>[17]</sup> 曾指出用动态的耗散环境对一个两能级原子量子态演化过程进行操控. 本文通过调节动静态库环境的结构参数, 理论研究初态处于激发态的两能级原子系统的演化. 首先, 推导出两能级原子在腔中的态演化. 其次, 在静态无调制下研究理想光子禁带模型库环境的半宽度、中心谐振频率及比重对原子布居数演化的影响. 随着半宽度的增加, 能量耗散到腔外的速度变快, 原子系统失去相干性的速度加快. 随着库的中心谐振频率  $\omega_c$  的增加, 库的中心谐振频率与原子的跃迁频率之间发生失谐不再共振, 会出现衰减抑制效应. 随着比重  $W_2$  的增大, 原子系统演化的相干性变弱. 在动态调制下, 理想光子禁带库环境的中心共振频率受调制形式分别为: 矩形单次脉冲、矩形周期性脉冲和缓变连续周期. 在此基础上讨论动态调制形式的不同对原子布居数演化的影响.

## 2 两能级原子在腔中的态演化

讨论位于腔中的两能级原子. 在偶极近似与旋波近似下, 量子系统的哈密顿量如下:

$$H = \hbar\omega_1|e\rangle\langle e| + \sum_k \hbar\omega_k a_k^+ a_k + i\hbar \sum_k g_k (a_k^+ |g\rangle\langle e| - a_k |e\rangle\langle g|), \quad (1)$$

其中  $\omega_1$  和  $\omega_k$  分别表示原子共振跃迁频率和辐射光子频率;  $a_k^+$  和  $a_k$  为辐射场第  $k$  个模式的产生和湮灭算符;  $k$  为电磁模的动量和极化;  $g_k$  为原子与场的耦合系数.

对于任意时刻  $t$  系统状态矢量为

$$|\psi(t)\rangle = A(t)e^{-i\omega_1 t}|e, \{0\}\rangle + \sum_k B_k(t)e^{-i\omega_k t}|g, \{1_k\}\rangle, \quad (2)$$

(2) 式中,  $|e, \{0\}\rangle$  原子处于激发态  $|e\rangle$  没有产生光子,  $|g, \{1_k\}\rangle$  为原子处于基态  $|g\rangle$  且产生一个模式为  $k$  的光子.

因为系统的初态为激发态, 故:  $|A(0)|^2 = 1$ ,  $B_k(0) = 0$ . 当辐射场频率连续分布时, 将 (1) 和 (2) 式中的求和变为积分, 即  $\sum_k \rightarrow \int \rho(\omega, t) d\omega$ ,  $\rho(\omega, t)$  为光子态密度,  $\omega$  为光子频率. 则 (1) 和

(2) 式变为

$$H = \hbar\omega_1|e\rangle\langle e| + \int \hbar\omega a_\omega^+ a_\omega \rho(\omega, t) d\omega + i\hbar \int g_\omega (a_\omega^+ |g\rangle\langle e| - a_\omega |e\rangle\langle g|) \rho(\omega, t) d\omega, \quad (3)$$

$$|\psi(t)\rangle = A(t)e^{-i\omega_1 t}|e, \{0\}\rangle + \int B_\omega(t)e^{-i\omega t} \rho(\omega, t) d\omega |g, \{1_\omega\}\rangle. \quad (4)$$

$|\psi(t)\rangle$  的演化满足薛定谔方程 ( $\hbar = 1$ ):

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle, \quad (5)$$

把 (3) 和 (4) 式代入 (5) 式, 可得

$$i \frac{\partial}{\partial t} \left[ A(t)e^{-i\omega_1 t}|e, \{0\}\rangle + \int B_\omega(t)e^{-i\omega t} \rho(\omega, t) d\omega |g, \{1_\omega\}\rangle \right] = \left[ \omega_1|e\rangle\langle e| + \int \omega a_\omega^+ a_\omega \rho(\omega, t) d\omega + i \int g_\omega (a_\omega^+ |g\rangle\langle e| - a_\omega |e\rangle\langle g|) \rho(\omega, t) d\omega \right] \times \left[ A(t)e^{-i\omega_1 t}|e, \{0\}\rangle + \int B_\omega(t)e^{-i\omega t} \rho(\omega, t) d\omega |g, \{1_\omega\}\rangle \right], \quad (6)$$

通过比较 (6) 式两边  $|e, \{0\}\rangle$  和  $|g, \{1_\omega\}\rangle$  的系数, 可得

$$i \frac{\partial}{\partial t} A(t)e^{-i\omega_1 t} = \omega_1 A(t)e^{-i\omega_1 t} - i \int g_\omega B_\omega(t) \times e^{-i\omega t} \rho(\omega, t) d\omega, \quad (7)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \left[ \int B_\omega(t)e^{-i\omega t} \rho(\omega, t) d\omega \right] = i \int g_\omega A(t)e^{-i\omega_1 t} \rho(\omega, t) d\omega + \int \omega B_\omega(t)e^{-i\omega t} \rho(\omega, t) d\omega. \quad (8)$$

将 (7) 和 (8) 式简化, 可得到系统演化的动力学方程为

$$A'(t) = - \int g_\omega B_\omega(t) e^{-i(\omega - \omega_1)t} \rho(\omega, t) d\omega, \quad (9)$$

$$B'_\omega(t) = g_\omega A(t) e^{-i(\omega_1 - \omega)t} - B_\omega(t) \rho'(\omega, t) / \rho(\omega, t), \quad (10)$$

其中  $\rho'(\omega, t) = \frac{d\rho(\omega, t)}{dt}$ ,  $g_\omega = 1$ .

### 3 静态无调制下理想光子禁带模型

下面探讨理想光子禁带模型<sup>[18-20]</sup>, 其态密度函数形式为两个具有相同中心频率的洛伦兹型光子库相减. 其表达式如下:

$$\rho(\omega) = \frac{W_1\gamma_1}{(\omega - \omega_c)^2 + (\gamma_1/2)^2} - \frac{W_2\gamma_2}{(\omega - \omega_c)^2 + (\gamma_2/2)^2}, \quad (11)$$

其中 $W_1, W_2$ 为两个洛伦兹库的比重, 且 $W_1 - W_2 = 1$ ;  $\gamma_1, \gamma_2$ 为两个洛伦兹库的半宽度, 为了保证 $\rho(\omega)$ 的正定性要求 $\gamma_1 > \gamma_2$ .

在静态无调制下, 研究光子禁带模型光子库的半宽度对原子上能级布居数的影响. 同时改变 $\gamma_1, \gamma_2$ 的取值<sup>[21,22]</sup>对原子上能级布居数 $P$ 演化的影响. 在图1中分别取 $\gamma_1 = 1.8, \gamma_2 = 1.5$  (图1中黑色实线);  $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8$  (图1中蓝色划线),  $\gamma_1 = 0.5, \gamma_2 = 0.4$  (图1中绿色点线);  $\gamma_1 = 0.2, \gamma_2 = 0.18$  (图1中红色点划线). 其他主要参数为:  $W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ , 原子共振跃迁频率 $\omega_1 = 100\beta$  ( $\beta$ 为无量纲相对量), 库的中心频率 $\omega_c = 100\beta$ . 当 $\gamma_1 = 0.2, \gamma_2 = 0.18$ 时, 原子与环境库之间存在强耦合, 原子系统演化过程相干性较强, 能量耗散到腔外的速度慢, 抑制了量子系统的退相干及能量的衰减, 原子自发辐射的光子有机会被原子再次吸收, 原子再次被激发回到激发态多次反复的过程, 出现了一个衰减过程中的Rabi振荡行为. 当 $\gamma_1 = 1.8, \gamma_2 = 1.5$ 时, 原子与环境库之间是弱耦合, 能量耗散到腔外的速度加快, 从而原子系统失去相干性的速度也随之加快, 原子发射出的光子会很快地跑到腔外而不被原子重新再次吸收.

在图2中研究光子禁带模型库中心谐振频率对原子上能级布居数 $P$ 演化的影响. 取库的中心谐振频率 $\omega_c = 100\beta$  (黑色实线),  $\omega_c = 102\beta$  (蓝色划线)和 $\omega_c = 104\beta$  (绿色点线). 随着 $\omega_c$ 的增加, 库的中心谐振频率与原子的跃迁频率之间发生失谐不再共振, 原子衰减到基态所需时间会被延长, 抑制衰减, 但最终衰减到基态.

在图3中研究光子禁带模型库比重对原子上能级布居数 $P$ 演化的影响. 取 $W_2 = 0.3$  (黑色实线),  $W_2 = 0.8$  (蓝色点划线)和 $W_2 = 1.5$  (绿色点线), 另一个比重 $W_1 = 1 + W_2$ . 随着比重 $W_2$ 的增大, 原子系统演化的相干性变弱.

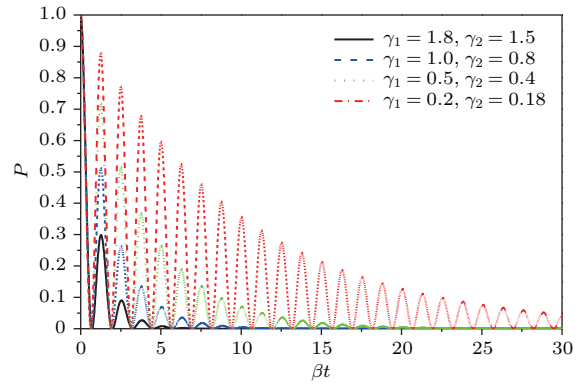


图1 光子禁带模型库的半宽度 $\gamma_1, \gamma_2$ 对原子布居数 $P$ 演化的影响 ( $\omega_1 = 100\beta, \omega_c = 100\beta, W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ )  
Fig. 1. Influences of the half width  $\gamma_1, \gamma_2$  of the photon band-gap model on the evolution of atomic population ( $\omega_1 = 100\beta, \omega_c = 100\beta, W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ ).

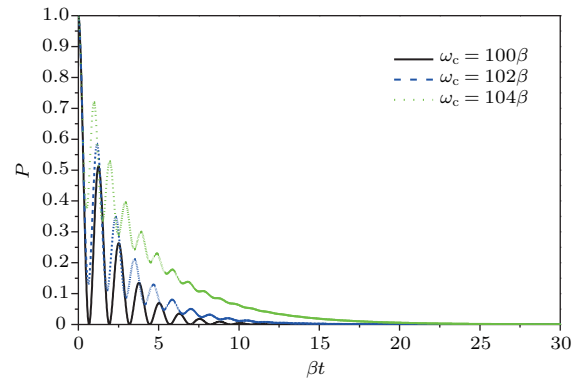


图2 光子禁带模型库中心谐振频率对原子布居数 $P$ 演化的影响 ( $\omega_1 = 100\beta, \gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8, W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ )  
Fig. 2. Influence of the center resonant frequency of the photon band-gap model on the evolution of atomic population ( $\omega_1 = 100\beta, \gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8, W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ ).

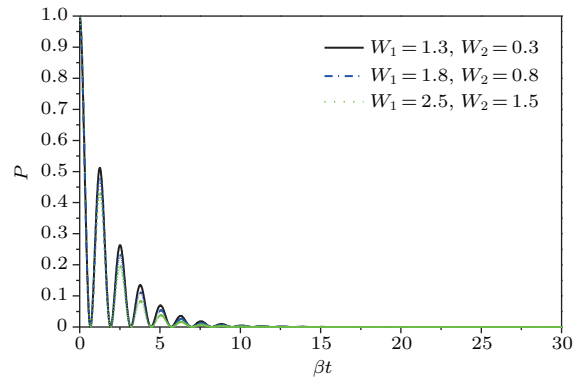


图3 光子禁带模型库比重对原子布居数 $P$ 演化的影响 ( $\omega_1 = 100\beta, \omega_c = 100\beta, \gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8$ )  
Fig. 3. Influence of the specific gravity of the photon band-gap model on the evolution of atomic population ( $\omega_1 = 100\beta, \omega_c = 100\beta, \gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8$ ).

图1到图3中分别考虑了静态无调制光子禁带模型库不同结构参数对原子上能级布居数 $P$ 演化

的影响. 下面研究动态改变库环境的特征来控制 and 调节原子系统相干演化, 即探讨动态调节光子禁带模型环境库的一些结构参量对原子上能级布居数  $P$  演化的影响. 因为调制和非调制的时间发生周期性交替, 原子受到不同环境的作用, 这样就使得利用不同环境对原子系统相干性演化调制的想法得以实现.

#### 4 中心谐振频率受动态库环境调制

在光子禁带模型库中, 原子处于库的中心共振频率受到动态环境库调制. 原子所处环境库态密度函数形式为

$$\rho(\omega) = \frac{W_1\gamma_1}{(\omega - \omega_c(t))^2 + (\gamma_1/2)^2} - \frac{W_2\gamma_2}{(\omega - \omega_c(t))^2 + (\gamma_2/2)^2}. \quad (12)$$

库的中心共振频率  $\omega_c(t)$  受到矩形单次脉冲 (同一时刻起点, 不同时间段) 调制, 即在无调制时间内, 原子的共振跃迁频率和库的中心频率之间共振; 在调制时间内, 原子的共振跃迁频率和库的中心频率之间失谐. 为了对比方便, 图 4(a) 和图 4(b) 均给出了静态无调制的原子与库的中心频率一直

共振时的演化曲线 (黑色实线). 从图 4 可知, 矩形单次脉冲调制对原子系统的相干性具有一定的影响力. 当有脉冲调制时, 打破了原子与原来环境库之间的耦合, 与新的环境库耦合继续演化. 当增加矩形单次脉冲调制的时间, 对原子系统的相干性破坏越来越大, 因为随着调制时间的增加, 频率失谐导致的衰减抑制效应体现得越来越明显.

库的中心共振频率  $\omega_c(t)$  受到周期性矩形脉冲调制, 是与原子系统相互作用的库环境周期性地发生改变, 改变原子系统原来的振荡周期的同时又逐渐形成了新的周期. 图 5 为光子禁带模型库的中心共振频率  $\omega_c(t)$  受到周期性矩形脉冲调制, 周期调制宽度不同对上能级布居数  $P$  演化的影响. 其中点划线为调制脉冲的形式, 黑色实线为静态无调制的演化曲线, 蓝色划线为调制宽度为 3 时上能级布居数  $P$  的演化曲线, 绿色划线为调制宽度为 5 时上能级布居数  $P$  的演化曲线. 随着周期调制宽度的增加, 对原子系统的相干性影响较大, 布居数振荡的幅度明显受到影响.

图 6 为光子禁带模型库中心共振频率  $\omega_c(t)$  受到周期性矩形脉冲调制, 调制宽度相同, 周期数不同对上能级布居数  $P$  演化的影响. 图 6 中点划线为调制脉冲的形式, 黑色实线为静态无调制的演化

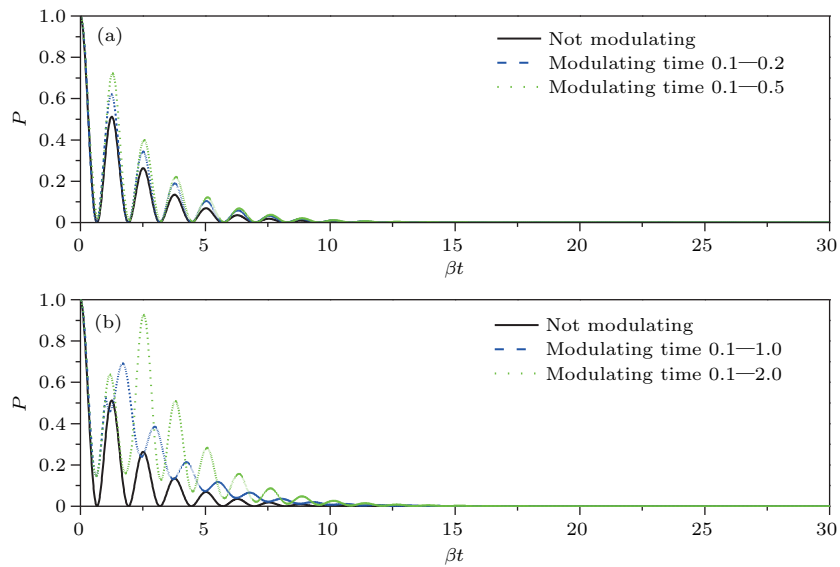


图 4 光子禁带模型库中心频率  $\omega_c(t)$  矩形单次脉冲调制对原子布居数  $P$  演化的影响 ( $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ ; 原子共振跃迁频率  $\omega_1 = 100\beta$ , 库的中心谐振频率  $\omega_c = 100\beta$ , 调制时间段库的中心频率  $\omega_c = 102\beta$ ; 调制时间为相对时间, 以  $\beta$  为单位)

Fig. 4. Influence of single pulse modulation of the center frequency of the photon band-gap model on the evolution of atomic population.  $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ ; the atomic resonance transition frequency  $\omega_1 = 100\beta$ , the center frequency of the library  $\omega_c = 100\beta$ , the center frequency of the library  $\omega_c = 102\beta$ ; in the modulation time range the modulation time is relative time, and  $\beta$  is its unit.

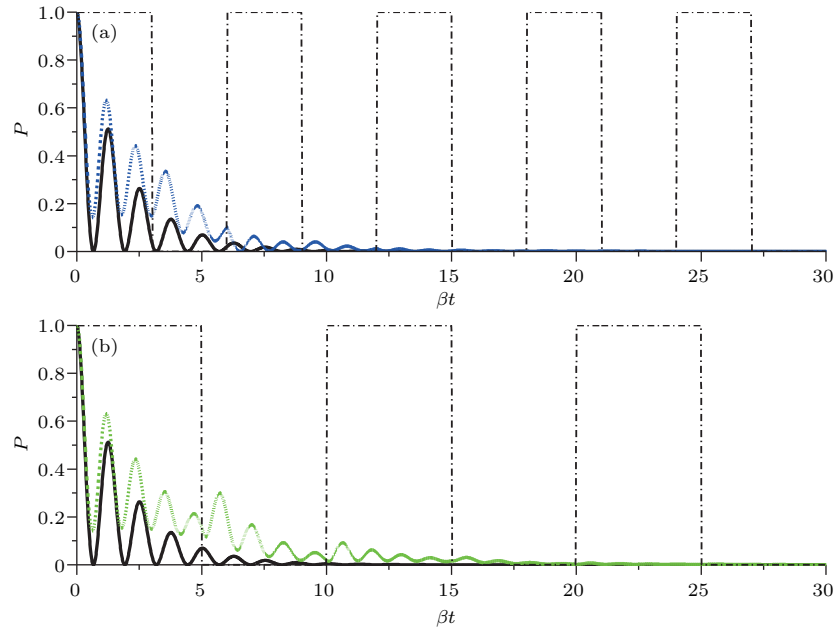


图5 光子禁带模型库中心频率  $\omega_c(t)$  受周期性矩形脉冲调制时, 周期调制宽度不同对原子布居数  $P$  演化的影响 ( $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ ; 原子共振跃迁频率  $\omega_1 = 100\beta$ , 非脉冲作用时间库的中心频率  $\omega_c = 100\beta$ , 脉冲作用时间库的中心频率  $\omega_c = 102\beta$ )

Fig. 5. Effects of different periodical modulation widths on the evolution of atomic population when the center frequency of photon band-gap model library is modulated by periodic rectangular pulse.  $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ ; the atomic resonance transition frequency  $\omega_1 = 100\beta$ , the center frequency of non-pulse modulation time  $\omega_c = 100\beta$ , the center frequency of the library  $\omega_c = 102\beta$  in the modulation time range.

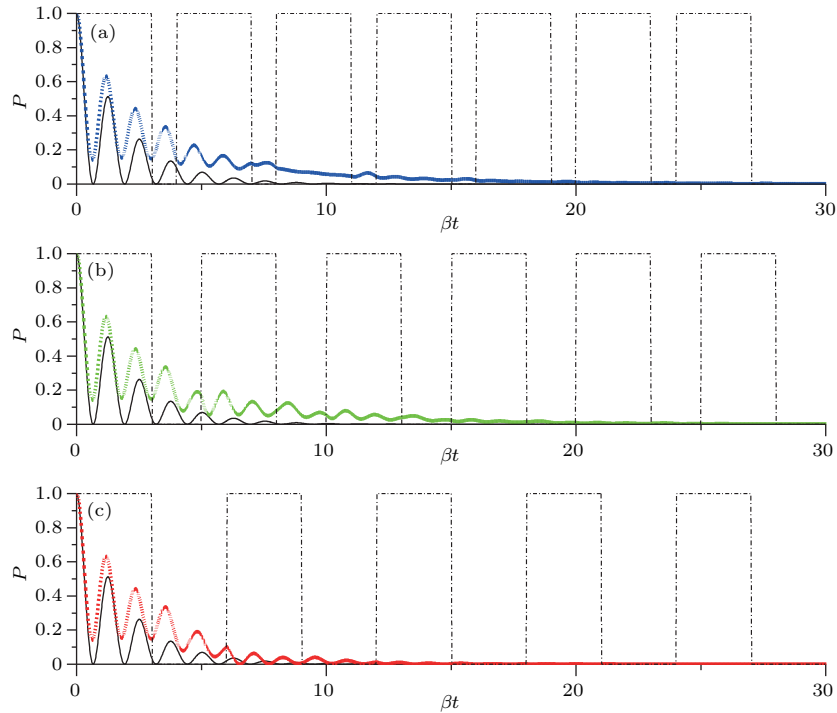


图6 光子禁带模型库中心频率  $\omega_c(t)$  受周期性矩形脉冲调制时, 调制宽度相同、周期数不同对原子布居数  $P$  演化的影响 ( $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ ; 原子共振跃迁频率  $\omega_1 = 100\beta$ , 非脉冲作用时间库的中心谐振频率  $\omega_c = 100\beta$ , 脉冲作用时间库的中心频率  $\omega_c = 102\beta$ )

Fig. 6. Influences of the different number of cycles on the evolution of atomic population when the center frequency of the photon band-gap model is modulated by periodic rectangular pulse with the same modulation width.  $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3$ ; the atomic resonance transition frequency  $\omega_1 = 100\beta$ , the center frequency of the library  $\omega_c = 100\beta$ , the center frequency of the library  $\omega_c = 102\beta$  in the modulation time range.

曲线, 蓝色划线为调制周期数为7时上能级布居数  $P$  的演化曲线, 绿色划线为调制周期数为6时上能级布居数  $P$  的演化曲线, 红色划线为调制周期数为5时上能级布居数  $P$  的演化曲线. 随着周期数的减少, 周期性连续矩形脉冲对原子系统的相干性的破坏力越弱, 原子衰减到基态的时间会变短.

连续缓变形式调制和周期性矩形脉冲调制对原子系统演化调制的区别之处在于参量是连续变

化的. 下面探讨光子禁带模型库参数持续改变对原子上能级布居数  $P$  演化的影响.

研究库的中心频率  $\omega_c(t)$  以  $\left| \sin\left(\frac{\pi}{T}t\right) \right|$  的形式连续变化, (12)式中库的中心频率取  $\omega_c/\beta = 100 + 2 \times \left| \sin\left(\frac{\pi}{T}t\right) \right|$ ,  $T$  为调制周期. 分别取  $T = 20, 3$  和  $1$ , 研究改变调制周期  $T$  对原子上能级布居数  $P$  的演化影响, 结果如图 7(a)—(c) 所示.

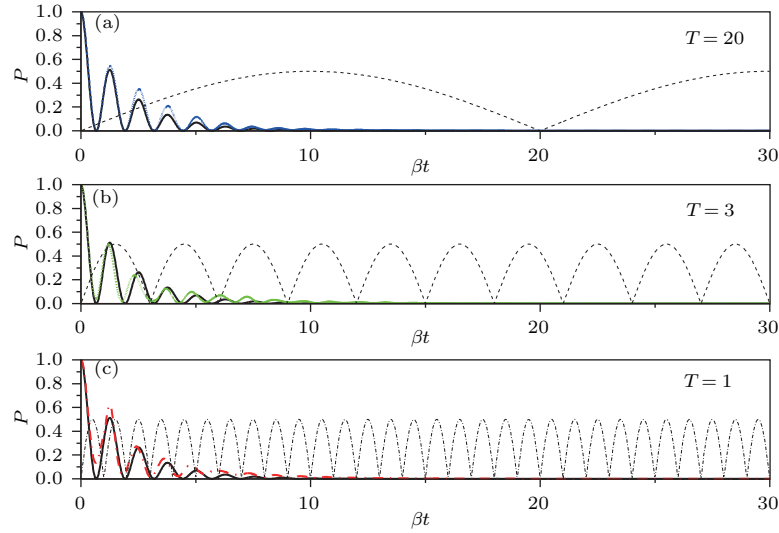


图7 光子禁带模型库中心频率  $\omega_c(t)$  受连续缓变形式调制时, 调制周期  $T$  不同对原子布居数  $P$  演化的影响 ( $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3, \omega_1 = 100\beta$ ) (a)  $T = 20$ ; (b)  $T = 3$ ; (c)  $T = 1$

Fig. 7. Influences of different modulation cycles on the evolution of atomic population when the center frequency of the photon band-gap model is modulated by continuous slow form modulation ( $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3; \omega_1 = 100\beta$ ): (a)  $T = 20$ ; (b)  $T = 3$ ; (c)  $T = 1$ .

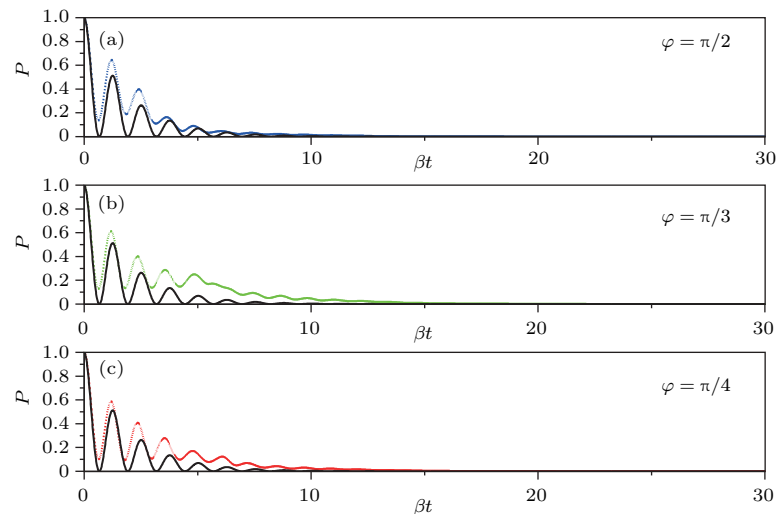


图8 光子禁带模型库中心频率  $\omega_c(t)$  受连续缓变形式调制时, 调制位相  $\varphi$  不同对原子布居数  $P$  演化的影响 ( $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3; \omega_1 = 100\beta$ ) (a)  $\varphi = \pi/2$ ; (b)  $\varphi = \pi/3$ ; (c)  $\varphi = \pi/4$

Fig. 8. Influences of different modulation levels on the evolution of atomic population when the center frequency of the photon band-gap model is modulated by continuous slow form modulation ( $\gamma_1 = 1, \gamma_2 = 0.8; W_1 = 1.3, W_2 = 0.3; \omega_1 = 100\beta$ ): (a)  $\varphi = \pi/2$ ; (b)  $\varphi = \pi/3$ ; (c)  $\varphi = \pi/4$ .

图7中黑色划线为库中心频率缓变连续变化的形式,  $\omega_c(t)$  的变化范围为  $100\beta$ — $102\beta$ , 黑色实线为静态无调制自然的演化曲线. 随着  $\omega_c(t)$  连续的周期性变化, 即由与原子跃迁频率共振变为与原子跃迁频率失谐的周期过程, 原子不间断地与新的环境库发生耦合, 对比周期性矩形脉冲调制, 连续缓变形式调制对原子系统的相干性影响较小.

取库的中心频率变化规律形式为  $\omega_c/\beta = 100 + 2 \times \left| \sin \left( \frac{\pi}{8}t + \varphi \right) \right|$ ,  $\varphi$  为相位.  $\omega_c(t)$  的范围为  $100\beta$ — $102\beta$ . 分别取为  $\varphi = \pi/2, \pi/3$  和  $\pi/4$ , 研究改变相位  $\varphi$  对原子上能级布居数  $P$  的演化影响, 结果如图8(a)—(c)所示. 图8中黑色实线为静态无调制自然的演化曲线. 比较图7和图8, 发现有相位比没有相位的缓变调制对原子系统的相干性破坏力较大, 衰减抑制效应更明显. 比较发现, 无论怎样的动态调制形式, 衰减抑制在原子系统的演化过程有较明显的体现.

## 5 总 结

本文通过调节动静态库环境的结构参数, 详细地研究了初态处于激发态的两能级原子系统的演化过程. 首先, 在静态无调制下研究理想光子禁带模型库环境的半宽度、中心谐振频率及比重对原子布居数演化的影响. 随着半宽度的增加, 能量耗散到腔外的速度变快, 原子系统失去相干性的速度加快. 随着库的中心谐振频率  $\omega_c$  的增加, 库的中心谐振频率与原子的跃迁频率之间发生失谐不再共振, 会出现衰减抑制效应. 随着比重  $W_2$  的增大, 原子系统演化的相干性变弱. 在动态调制下理想光子禁带库环境的动态调制形式分别取为: 矩形单次脉冲、矩形周期性脉冲和缓变连续周期. 在此基础上分别讨论库环境动态调制形式的不同对原子布居数演化的影响. 库的中心共振频率受到动态环境库调制, 无论怎样的动态调制形式, 衰减抑制在原子系统的演化过程还是有较明显的体现. 由于调制时间和非调制时间的周期性交替, 原子受到不同的环

境作用, 这样就使得利用环境变化对原子系统相干性演化调制的想法得以实现.

## 参考文献

- [1] Yang Y P, Fleischhauer M, Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. A* **68** 022103
- [2] Fisher M C, Medina B G, Raizen M G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 040402
- [3] Paspalakis E, Knight P L 2000 *J. Modern Opt.* **47** 1025
- [4] Purcell E M, Torrey H C, Pound R V 1946 *Phys. Rev.* **69** 37
- [5] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043809
- [6] Wang X H, Kivshar Y S, Gu B Y 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 073901
- [7] Sun X D, Jiang X Q 2008 *Opt. Lett.* **33** 110
- [8] Lodahl P, van Driel A F, Nikbelaev I S, Imman A, Overgaag K, Vanmaekelbergh D, Vos W L 2004 *Nature* **430** 654
- [9] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, Boozer A D, Northup T E, Kimble H J 2005 *Nature* **436** 87
- [10] Wilk T, Webster S C, Kuhn A, Rempe G 2007 *Science* **317** 488
- [11] Lin L H 2009 *Chin. Phys. B* **18** 588
- [12] Lu J H, Meng Z M, Liu H Y, Feng T H, Dai Q F, Wu L J, Guo Q, Hu W, Lan S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4333
- [13] Wu C W, Han Y, Deng Z J, Liang L M, Li C Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 010313
- [14] Vahala K J 2003 *Nature* **424** 839
- [15] Spillane S M, Kippenberg T J, Vahala K J, Goh K W, Wilcut E, Kimble H J 2005 *Phys. Rev. A* **71** 013817
- [16] Xing R, Xie S Y, Xu J P, Yang Y P 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 014202 (in Chinese) [邢容, 谢双媛, 许静平, 羊亚平 2017 物理学报 **66** 014202]
- [17] Linington I E, Garraway B M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033831
- [18] Garraway B M 1997 *Phys. Rev. A* **55** 2290
- [19] Zhang Y J, Man Z X, Xia Y J, Guo G C 2010 *Eur. Phys. J. D* **58** 397
- [20] Zhang Y J, Han W, Fan H, Xia Y J 2015 *Ann. Phys.* **354** 203
- [21] Huang X S, Liu H L, Yang Y P, Shi Y L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 024205 (in Chinese) [黄仙山, 刘海莲, 羊亚平, 石云龙 2011 物理学报 **60** 024205]
- [22] Huang X S, Liu H L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 034205 (in Chinese) [黄仙山, 刘海莲 2011 物理学报 **60** 034205]



# Control of evolutionary atomic system of excited atom by using ideal photonic band-gap model\*

Zhang Si-Qi<sup>1)</sup> Lu Jing-Bin<sup>1)†</sup> Liu Xiao-Jing<sup>1)2)</sup> Liu Ji-Ping<sup>2)</sup> Li Hong<sup>3)</sup> Liang Yu<sup>2)</sup>  
Zhang Xiao-Ru<sup>2)</sup> Liu Han<sup>2)</sup> Wu Xiang-Yao<sup>2)</sup> Guo Yi-Qing<sup>4)</sup>

1) (College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China)

2) (College of Physics, Jilin Normal University, Siping 136000, China)

3) (School of Physics, Northeast Normal University, Changchun 130012, China)

4) (Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

( Received 17 September 2017; revised manuscript received 17 January 2018 )

## Abstract

The evolution of two-level atomic system, in which the initial state is excited state, is investigated by adjusting the structural parameters of the dynamic and static ideal photonic band-gap environment reservoir. In a static state (no modulation), we study the effects of half width, center resonant frequency, and specific gravity on the evolution of energy level population. The results show that when the half width or the specific gravity decreases, in the atomic system there happens decoherence, and the energy dissipation to the outside becomes slower. When the center resonant frequency increases, there exists no resonance between the library central resonant frequency and the atom transition frequency, then the attenuation suppression effect occurs, and the time of atomic attenuation to ground state is longer. An actual quantum system is not isolated, so it is inevitable that it interacts with its ambient environment. Owing to the influence of environment, in the system there appears an irreversible quantum decoherence phenomenon. Therefore, how to effectively suppress the decoherence of quantum system becomes an important problem in quantum information science. Linington and Garraway (2008 *Phys. Rev. A* **77** 033831) pointed out that the evolution process of a two-level atom quantum state can be manipulated by a dynamic dissipative environment. So, we use the dynamic cavity environment to control the evolution of spontaneous emission from an excited two-level atom. The dynamic modulation form for the center resonant frequency of the ideal photonic band-gap environment reservoir includes the rectangular single pulse, rectangular periodic pulse, and slow continuous period. Owing to the periodic modulation, the atoms are affected by different environments. On this basis, the influence of dynamic modulation form on the atomic population evolution is discussed. It is found that no matter what form the dynamic modulation is in, the attenuation inhibition in the evolution of atomic system is evident. These conclusions make the idea of using the environmental change to modulate the coherent evolution of atomic system become true.

**Keywords:** quantum control, dynamic surroundings, excited atom

**PACS:** 42.50.Pq, 32.80.Qk

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172050

\* Project supported by the Scientific and Technological Development Foundation of Jilin Province, China (Grant No. 20130101031JC).

† Corresponding author. E-mail: [ljb@jlu.edu.cn](mailto:ljb@jlu.edu.cn)