

# 运用动态腔环境实现对原子自发辐射过程的调控\*

黄仙山<sup>†</sup> 刘海莲

(安徽工业大学数理学院, 马鞍山 243000)

(2010年4月11日收到; 2010年5月28日收到修改稿)

本文从理论上讨论了运用动态的腔环境实现对处于激发态的两能级原子自发辐射过程的调控. 研究发现, 周期性地改变与原子相互作用的腔环境导致电磁模式之间相互作用, 产生电磁模式密度重新分配, 并使得原子与腔环境之间的能量交换的频率以及能量耗散的速度发生改变; 当腔环境的变化频率和原子、环境之间交换能量的过程保持相对一致时可以实现稳定的相干性演化, 衰减效应受到显著的抑制, 进而可以通过环境变化操纵相干态的演化.

**关键词:** 自发辐射, 动态环境, 量子调控

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

## 1. 引言

对于量子系统而言, 由于受到环境中巨大数量自由度的影响, 现实中的量子系统并非孤立存在, 必然要和环境发生相互作用. 量子系统与环境之间相互作用的结果: 系统的演化进程中伴随着衰减以及退相干现象. 衰减是系统与环境之间进行了能量交换, 量子系统能量发生耗散的结果; 退相干表现为量子系统受到环境的影响导致系统自身相干性的迅速消失. 显然, 如何有效地抑制量子系统的衰减和退相干, 以及获得可操纵的量子态的相干性演化是量子信息学研究的最根本问题之一.

原子与真空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的产生、系统相干性被破坏的原因, 自发辐射的过程也在时间尺度上反映了系统衰减和退相干的快慢. 简单的两能级原子系统更是研究抑制量子系统衰减、退相干以及操纵系统保持相干性演化最简单、最理想的选择之一. 在以往的研究中, 人们主要通过以下三种方式实现对自发辐射过程的改变: 1) 改变与原子相互耦合的环境: 相对于真空环境, 利用已有的或者人

为设计的环境, 通过改变与原子之间耦合的电磁模式密度来实现<sup>[1-4]</sup>; 2) 量子干涉: 通过外加的相干场或利用原子本身不同跃迁通道之间的量子干涉实现对原子自发辐射过程的控制<sup>[5-7]</sup>; 3) 量子测量: 通过频繁的测量打断原子与环境之间的相互作用来改变原子态的衰减速度<sup>[8-10]</sup>. 以上的观点中, 通过改变与原子之间相互作用的环境是最早被提出来控制原子自发辐射的想法<sup>[1]</sup>, 并且在理论上和实验上被广泛证实<sup>[11-15]</sup>. 近年来, 随着量子信息学在应用领域深入的发展, 在众多的物理实现方案中, 原子-腔方案一直以来也是人们所关注的重点方案之一<sup>[16-20]</sup>. 随着微腔制备技术的提高, 为原子微腔方案创造了实验的基础<sup>[21, 22]</sup>. 原子-腔方案的基本思想是将原子约束在高品质的腔中, 利用原子与腔内电磁模式之间的相互耦合, 进行纠缠态的制备、原子态的隐形传输、量子门操作等量子信息处理过程. 然而, 长期以来传统的观点认为: 量子系统与周围环境之间的相互耦合是量子态进行演化的动力, 同时也是使得量子系统由线性相干的叠加态逐渐演变为相干性消失的混和态的根本原因所在. 因此, 如何解决量子系统与环境之间的耦合问题, 是量子信息发展不可避免的问题, 也为包括原子-腔方

\* 安徽高校省级自然科学研究重点项目 (批准号: KJ2010A335), 安徽工业大学青年科研基金 (批准号: QZ200824) 和国家自然科学基金 (批准号: 41075027) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: mailhuangxiansh@yahoo.com.cn

案在内的众多物理实现方案留下了需要进一步讨论和研究的空

间。我们设想可以动态操作与量子系统相互耦合环境的变化实现对量子态相干性演化的控制,应该是最为理想的选择之一。最近,文献[23]提出通过一个动态的耗散环境操纵一个两能级原子量子态演化的理论设想,讨论了与原子相互作用的库环境在包络形状不变的情况下,操纵原子与库环境中不同电磁模式耦合强度实现对原子自发辐射过程的改变。本文将理论研究通过连续改变一个微腔,导致与原子之间相互耦合的 Lorentzian 库环境的半宽度  $\gamma$  和中心共振频率  $\omega_c$  的变化实现对一个两能级原子系统相干性演化的调控。研究发现,原子与腔环境之间发生往复能量交换的频率决定于原子与环境之中电磁模式之间的相互耦合,即原子与腔环境之间相互作用的节奏受到巨大自由度的影响;周期性的变化与原子相互作用的腔环境导致腔内电磁模式与腔外电磁模式之间相互作用,产生电磁模式密度重新分配,并使得原子与腔环境之间的能量交换的频率以及能量耗散的速度发生改变;原子随着环境的变化不断适应并调整两者之间能量交换的节奏;当腔环境的变化快慢和原子、环境之间交换能量的过程保持相对一致时可以实现稳定的相干性演化,衰减效应受到显著的抑制,进而可以通过环境变化操纵相干态的演化。本文在第2部分给出问题描述的基本理论;在第3部分分析了连续脉冲和缓变两种形式改变腔环境实现对原子系统演化过程的调控;最后给出结论。

## 2. 基本理论

考虑一个处于微腔环境中的两能级原子,在偶极近似和旋波近似下,系统的哈密顿量可以写成如下形式:

$$H = \hbar\omega_1 |1\rangle\langle 1| + \sum_k \hbar\omega_k a_k^+ a_k + i\hbar \sum_k g_k (a_k^+ |0\rangle\langle 1| - a_k |1\rangle\langle 0|), \quad (1)$$

式中  $\omega_1$  为原子共振跃迁频率,  $k$  表示电磁模的动量和极化;  $a_k^+$  ( $a_k$ ) 表示辐射场中第  $k$  个模式的产生算符(湮没算符);  $g_k = \frac{\omega_1 d_1}{\hbar} \left[ \frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_0 k V_0} \right]^{1/2} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_{d_1}$ ,  $d_1$  ( $\mathbf{u}_{d_1}$ ) 为激发态能级  $|1\rangle$  到基态  $|0\rangle$  之间的跃迁偶极矩  $d_1$  的大小(方向单位矢量),  $V_0$  是量子化体

积,  $\mathbf{e}_k$  表示真空模两个偏振方向的单位矢量,  $\omega_k$  表示辐射光子的频率,  $\epsilon_0$  为真空介电常数。

任意时刻  $t$  系统状态矢量可以写成

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

式中  $|1, \{0\}\rangle$  和  $|0, \{1_k\}\rangle$  分别表示原子位于激发态  $|1\rangle$  没有光子和基态  $|0\rangle$  上有一个模式为  $k$  的光子产生。由于系统的初始条件知道  $|A(0)|^2 = 1$ ,  $B_k(0) = 0$ 。为了便于问题的处理,对(1),(2)式运用  $\sum_k \rightarrow \int \rho(\omega, t) d\omega$ , 其中  $\rho(\omega, t)$  为光子态密度, 在我们的模型中是一个随着时间变化的量,  $\omega$  为光子频率。则系统的哈密顿量和态函数可以写成

$$H = \hbar\omega_1 |1\rangle\langle 1| + \int \hbar\omega a_\omega^+ a_\omega \rho(\omega, t) d\omega + i\hbar \int g_\omega (a_\omega^+ |0\rangle\langle 1| - a_\omega |1\rangle\langle 0|) \rho(\omega, t) d\omega, \quad (3)$$

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

由 Schrödinger 方程可以得到系统演化的动力学方程为

$$A'(t) = - \int g_\omega B_\omega(t) e^{-i(\omega - \omega_1)t} \rho(\omega, t) d\omega, \quad (5)$$

$$B'_\omega(t) = g_\omega A(t) e^{-i(\omega_1 - \omega)t} - B_\omega(t) \rho'(\omega, t) / \rho(\omega, t). \quad (6)$$

对一般的腔而言,其光子的态密度为 Lorentzian 型的分布,称为 Lorentzian 型光子库

$$\rho(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_c)^2 + \gamma^2}, \quad (7)$$

其中  $\omega_c$  为腔的共振频率;  $\gamma$  为 Lorentzian 型光子库的半宽度,表征了能量由腔内向外泄漏的快慢。原子与腔环境之间的相互作用,不仅体现在腔内每个电磁模式与原子系统之间的相互作用,同时,腔内的电磁模式与外界环境之间也存在耦合,逐渐将腔内的能量传播出去。原子与腔环境系统的特性取决于  $g_\omega$  与  $\gamma$  之间的关系(为了方便考虑,本文中均取  $g_\omega = 1$ )。如图1所示,当  $\gamma = 0.2$ , 腔的品质因子较大,原子与库之间处于强相互作用,腔与共振的两能级原子之间的耦合主要体现在原子共振频率附近的模式与原子之间的相互作用,系统演化的过程相干性表现比较突出,同时能量通过腔向外泄漏的速度会很慢,系统的演化出现具有可回复性质;当  $\gamma$

逐渐增大时,  $\gamma = 2$ , 品质因子下降, 谐振频率附近模式态密度的下降, 原子与库之间是弱相互作用特性, 原子与腔之间的作用体现为原子与包括共振模式之外的越来越多的模式之间耦合, 能量也会很快泄漏到腔外, 将会导致系统相干性失去的速度变快.

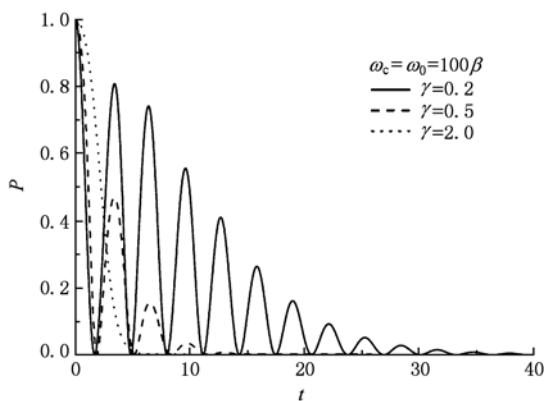


图1 不同半宽度情况下原子布居数的演化; 原子与腔共振 ( $\beta$  为无单位相对量,  $t$  为相对时间, 下同)

### 3. 运用动态腔环境实现对原子自发辐射过程的调控

激发态原子在动态腔环境中的演化, 首先考虑 Lorentzian 库中心谐振频率  $\omega_c$  受到连续矩形脉冲调制的情形. 由 (7) 式原子所处的动态库环境可以写成

$$\rho(\omega, t) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{[\omega - \omega_c(t)]^2 + \gamma^2}, \quad (8)$$

其中  $\omega_c(t)$  为矩形脉冲形式变化, 脉冲到来时间为调制时间. 图 2 中给出了库的中心谐振频率  $\omega_c(t)$  受到连续矩形脉冲调制的结果. 在脉冲到来的调制时间段内, 原子的共振跃迁频率与库的中心谐振频率是失谐的; 在其他非脉冲时间内, 原子与库的中心频率之间是共振的.

处于腔中的原子在与环境相互作用的过程中, 发射和吸收光子, 形成了布居数在激发态与基态之间的准周期性的振荡行为. 周期性的脉冲调制, 通过周期性改变与系统耦合作用的环境. 环境的改变导致了原子与共振跃迁频率附近电磁模式的作用强度, 从而使得系统原来的振荡周期发生改变, 并且在周期性脉冲调制下逐步形成系统吸收和发射的新周期. 由于周期性脉冲调制微腔谐振频率, 无

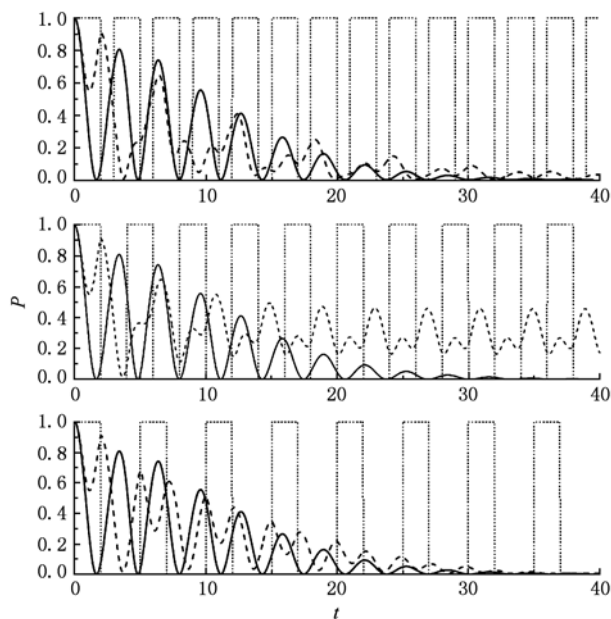


图2 连续矩形脉冲调制 Lorentzian 库中心频率对上能级布居数演化的影响 ( $\gamma = 0.2$ , 原子共振跃迁频率  $\omega_1 = 100\beta$ ; 图中点虚线为调制脉冲的示意图, 实线为没有受到调制的自然演化; 图中为同调制宽度, 不同周期的脉冲调制, 脉冲作用时间库中心频率  $\omega_c = 102\beta$ , 非脉冲时间库中心频率  $\omega_c = 102\beta$ )

论怎样的周期, 由于失谐所带来的衰减抑制效应在演化的过程还是有明显的体现. 调整调制周期, 使得每次脉冲调制的开始与系统开始吸收光子发生回复的过程保持相对同步, 将会出现明显的衰减抑制效应, 系统将进入一个稳定的相干演化过程, 如图 2 所示. 周期性调制过程好似给原子系统施加一个周期性的外力, 当外力的作用频率与系统环境之间交换能量的频率保持相对一致的情况下, 周期性的调制相当于补充了原子与腔外电磁模式之间的耦合而产生的能量耗散, 进而形成稳定的“共振”的行为. 在调制的周期不变的情况下, 改变脉冲出现的次序, 如图 3 所示, 图中给出了同周期完全相反脉冲调制的结果, 由于调制时间和非调制时间, 原子感受到的环境不同, 实现了利用环境变化对系统相干性演化的操纵.

其次, 我们考察了动态微腔 Lorentzian 库的半宽度受到连续矩形脉冲调制的情形. 由 (7) 式, 动态库环境的形式可以写成

$$\rho(\omega, t) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma(t)}{[\omega - \omega_c]^2 + \gamma^2(t)}, \quad (9)$$

其中库的半宽度  $\gamma(t)$  受到连续矩形脉冲调制, 在没

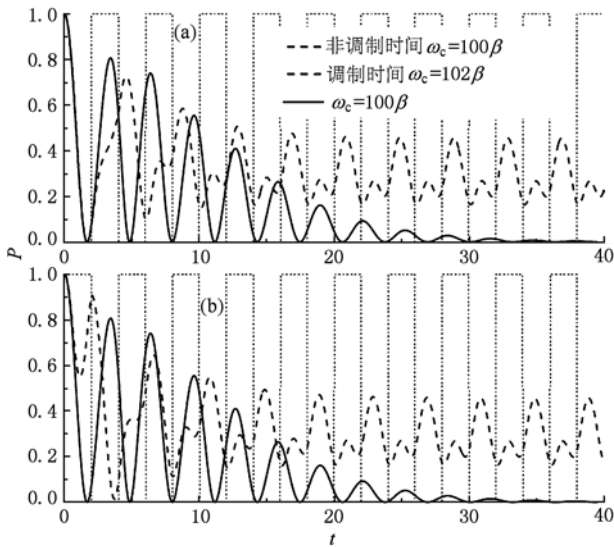


图3 同调制宽度、同周期完全相反两个连续脉冲调制微腔中心谐振频率  $\omega_c$  对稳定布居数演化的调控(调制时间库中心频率  $\omega_c = 102\beta$ 、非调制时间  $\omega_c = 100\beta$ ;  $\gamma = 0.2$ , 原子共振跃迁频率  $\omega_1 = 100\beta$ ; 实线为没有受到调制的自然演化)

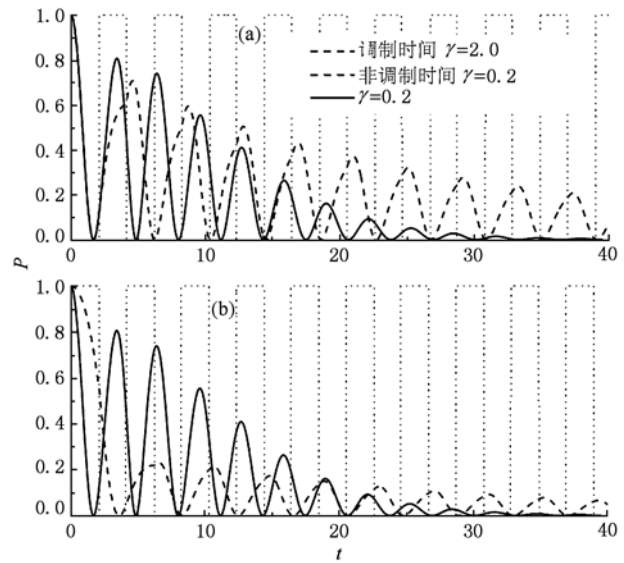


图4 同调制宽度、同周期完全相反两个连续脉冲调制 Lorentzian 库半宽度  $\gamma$  对上能级布居数的演化的影响(原子与腔共振  $\omega_c = \omega_1 = 100\beta$ ; 脉冲调制时间  $\gamma = 2$ , 无调制时间  $\gamma = 0.2$ ; 实线为没有受到调制的自然演化)

有调制时间,  $\gamma = 0.2$ , 腔的品质因子较大, 原子与腔之间形成强相互作用, 系统演化过程相干性表现比较突出; 在脉冲调制时间段  $\gamma = 2$ , 品质因子下降, 原子与腔之间是弱相互作用条件. 从图 4 中可以看出, 在矩形脉冲调制周期和原子与腔之间交换能量保持同步的情况下, 系统的衰减进程得到明显的抑制, 系统将进入一个相对稳定的相干演化过程. 周期性的外力作用, 有效地抑制了每个脉冲时间原子与腔之间由于弱耦合所产生的能量耗散, 系统的相干性演化得到了保护. 但是, 布居数振荡的幅度明显受到起始时间段原子与腔之间的耦合作用的影响, 在图 4(b) 中, 由于开始时间即受到了脉冲调制, 原子与环境之间产生的弱耦合导致了系统能量迅速的损失, 致使振荡的振幅明显小于图 4(a); 与图 3 失谐调制情形相比, 随着时间的增加, 调制时间内原子与微腔之间的弱相互作用越长, 能量泄漏到腔外加快, 导致系统相干性被破坏速度的加剧.

再者, 我们讨论了缓变形式调制微腔 Lorentzian 库中心共振频率  $\omega_c$  对原子自发辐射过程的影响. 考虑微腔中心频率以  $|\sin(\pi/T \times t)|$  形式连续变化的情况, (8) 式中库的中心频率变化规律取为  $\omega_c/\beta = 100 + 2.0 \times |\sin(\pi/T \times t)|$ ,  $T$  为调制的周期, 原子

共振跃迁频率  $\omega_1 = 100\beta$ . 随着调制动态微腔中心频率  $\omega_c(t)$  的连续变化, 原子不断地与新的库环境之间耦合并相互作用, 导致了原子演化过程中与库环境之间交换能量的频率被不断地改变, 出现原子激发态能级布居振荡的周期与幅度不断发生变化. 实质上, 这种往复偶极跃迁的频率和幅度决定于原子与环境之中巨大电磁模式之间的相互耦合, 当外力的作用导致原子所处环境发生周期性变化时, 原子辐射与吸收的过程同时被不断地调整, 并逐步适应环境周期性变化的节奏. 如图 5(a) 所示, 当调制的周期很大, 微腔的中心频率缓慢地变化时, 原子过多感受到了连续变化的外力而不具有周期性, 不能形成相对稳定的振荡频率; 当调制的周期太小时, 库的变化频率远远大于原子系统固有演化频率时, 由于环境变化频率太快, 远大于原子与腔环境之间相互作用达到稳定所需的弛豫时间, 偶极跃迁的频率难以跟上环境的变化节奏, 导致出现原子系统演化振荡幅度逐渐在减小的现象. 只有当库环境连续变化的频率与原子系统演化的频率之间保持相对同步时, 才能形成较为稳定的布居振荡行为, 系统的相干性演化在周期性外力的策动下得到了有效的保护和操纵, 如图 5(b) 所示.

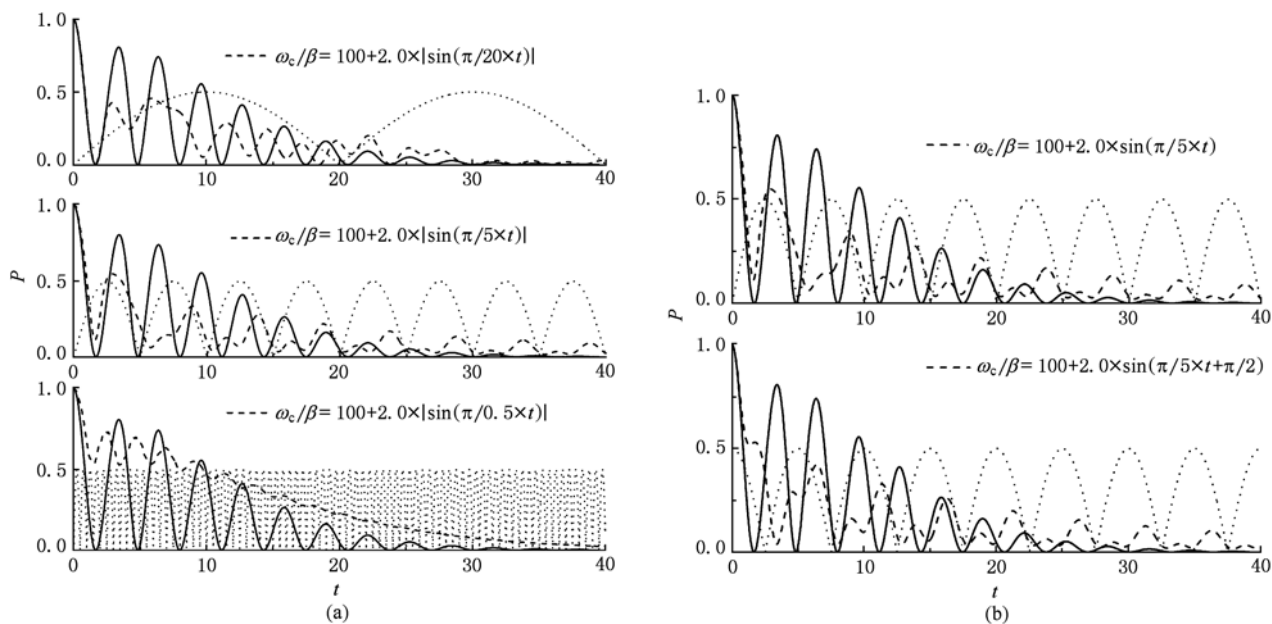


图5 动态腔环境 Lorentzian 库中心频率  $\omega_c$  连续缓变对上能级布居数演化的影响(半宽度  $\gamma=0.2$ , 原子共振跃迁频率  $\omega_1 = 100\beta$ ; 图中虚线为库中心频率被连续调制的示意图, 库中心频率变化范围  $100\beta \leftrightarrow 102\beta$ ; 实线为没有受到调制的演化) (a) 不同周期的调制; (b) 位相差  $\pi/2$  的同周期调制

#### 4. 结 论

本文从理论上讨论了通过操纵一个动态微腔所产生的 Lorentzian 库环境实现对于一个初态处于激发态的两能级原子自发辐射过程的量子调控. 研究发现, 原子与腔环境之间发生往复能量交换的频率决定于原子与环境之中电磁模式之间的相互耦合. 周期性改变动态微腔所产生的 Lorentzian 库的中心频率  $\omega_c$  或半宽度  $\gamma$ , 由于环境的改变导致了原子与共振跃迁频率附近电磁模式的作用强度不断发生变化, 在周期性调制下逐步形成系统吸收和发射的新周期, 从而导致激发态原子上能级布居数振荡周期发生相应的改变; 调整调制周期, 使得脉冲调制的周期与原子和环境之间交换能量的过程保持相对同步, 将会导致明显的衰减抑制效应, 系统将进入一个稳定的相干演化过程. 针对微腔谐振频率  $\omega_c$  实施周期性的脉冲调制, 由于失谐所带来的衰减抑制效应在演化的过程有明显的体现; 相比于失谐调

制情形, 连续脉冲调制库环境半宽度  $\gamma$  时, 随着时间的增加, 调制时间内原子与库之间的弱相互作用越长, 能量泄漏到腔外加快, 导致系统相干性被破坏的速度加剧. 在缓变形式调制库的中心频率  $\omega_c$  时, 当调制的周期很大, 原子过多感受到了连续变化的外力而不具有周期性, 不能形成相对稳定的振荡频率; 当调制的周期太小时, 库的变化频率远远大于原子系统固有演化频率时, 由于环境变化频率太快, 远大于原子与腔环境之间相互作用达到稳定所需的弛豫时间, 原子发生偶极跃迁的频率难以跟上环境的变化节奏, 导致出现原子系统演化振荡幅度逐渐在减小的现象. 类似于连续矩形脉冲形式的调制, 只有当库环境连续变化的频率与原子系统演化的频率之间保持相对同步时, 才能形成较为稳定的布居振荡行为, 系统的相干性演化在周期性外力策动下得到了有效的保护和操纵. 通过调控量子系统周围的库环境, 实现对量子系统相干态的保护和操纵会为量子器件的研制以及量子信息广泛的应用提供重要的理论参考.

[1] Purcell E 1946 *Phys. Rev.* **69** 681  
 [2] Kleppner D 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 233

[3] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059  
 [4] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486

- [5] Fisher M C, Medina B G, Raizen M G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 4
- [6] Paspalakis E, Knight P L 2000 *Journal of Modern Optics* **47** 1025
- [7] Tan R, Li G X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2059 (in Chinese) [谭荣、李高翔 2005 物理学报 **54** 2059]
- [8] Itano W M, Heinzen D J, Bollinger J J, Wineland D J 1990 *Phys. Rev. A* **41** 2295;
- [9] Yang Y P, Fleischhauer M, Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. A* **68** 022103
- [10] Huang X S, Xie S Y, Yang Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2269 (in Chinese) [黄仙山、谢双媛、羊亚平 2006 物理学报 **55** 2269]
- [11] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043809
- [12] Wang X H, Kivshar Y S, Gu B Y 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 073901
- [13] Fang Y F, Du C G, Li S Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **56** 4652 (in Chinese) [房元锋、杜春光、李师群 2006 物理学报 **56** 4652]
- [14] Sun X D, Jiang X Q 2008 *Optics Lett.* **33** 110
- [15] Lodahl P, van Driel A F, Nikkblaeve I S, Imman A, Overgaag K, Vanmaekelbergh D, Vos W L 2004 *Nature* **430** 654
- [16] Aoki T, Dayan G, Wilcut E, Katz S D, Szabo K K 2006 *Nature* **433** 671
- [17] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, Boozer A D, Northup T E, Kimble H J 2005 *Nature* **436** 87
- [18] Wilk T, Webster S C, Kuhn A, Rempe G 2007 *Science* **317** 488
- [19] Lin L H 2009 *Chin. Phys. B* **18** 588
- [20] Lu J H, Meng Z M, Liu Hai Y, Feng Tian H, Dai Q F, Wu L J, Guo Q, Hu W, Lan S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4333
- [21] Vahala K J 2003 *Nature* **424** 839
- [22] Spillane S M, Kippenberg T J, Vahala K J, Goh K W, Wilcut E, Kimble H J 2005 *Phys. Rev. A* **71** 013817
- [23] Linington I E, Garraway B M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033831

## The use of dynamic cavity environment to achieve controlling of the process of spontaneous emission of an atom \*

Huang Xian-Shan<sup>†</sup> Liu Hai-Lian

(School of Math and Physics Anhui University of Technology, Maanshan 243000, China)

(Received 11 April 2010; revised manuscript received 28 May 2010)

### Abstract

In the paper, we theoretically discuss the use of dynamic cavity environment to realize controlling of the evolution of spontaneous emission from an excited two-level atom. It is found that cyclical changes in cavity environment leads to the interaction between the electromagnetic modes, resulting in the redistribution of the electromagnetic modes density; both the frequency of energy exchange and the energy dissipation rate between atom and environment are affected. When the frequency of environment change is relatively accordant with the process of energy exchange between the atom and environment, the decay rate is obviously inhibited and a stable coherence evolution can be obtained. Thus the evolution of coherent states can be modulated by using dynamic environment changes.

**Keywords:** spontaneous emission, dynamic surroundings, quantum control

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

\* Project supported by the Natural Science Research Key Projects of Anhui Province (Grant No. KJ2010A335), Anhui University of Technology Youth Research Fund (QZ200824) and the National Natural Science Foundation of China (41075027).

<sup>†</sup> E-mail: mailhuangxiansh@yahoo.com.cn