

动态光子晶体中V型三能级原子的自发辐射

邢容 谢双媛 许静平 羊亚平

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

Xing Rong Xie Shuang-Yuan Xu Jing-Ping Yang Ya-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 014202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.014202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

内腔多原子直接俘获的强耦合腔量子力学系统的构建

Construction of a strongly coupled cavity quantum electrodynamics system with easy accessibility of single or multiple intra-cavity atoms

物理学报.2014, 63(24): 244203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.244203>

双模 Dicke 模型的一级量子相变

Firstorder quantum phase transition in the two-mode Dicke model

物理学报.2014, 63(13): 134204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134204>

动态各向同性光子晶体中二能级原子的自发辐射

Spontaneous emission from a two-level atom in a dynamic photonic crystal with an isotropic dispersion relation

物理学报.2014, 63(9): 094205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094205>

动态光子晶体中V型三能级原子的自发辐射*

邢容 谢双媛[†] 许静平 羊亚平

(同济大学物理科学与工程学院先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

(2016年7月19日收到; 2016年10月12日收到修改稿)

研究了动态各向同性光子晶体中V型三能级原子的自发辐射, 主要讨论了光子晶体能带带边频率受到阶跃调制和三角函数周期调制两种情况下, 调制参数对占据数演化的控制作用, 以及此过程中量子相干效应带来的影响. 结果表明, 阶跃调制时, 调制发生后原子上能级劈裂出来的束缚缀饰态数目只取决于原子的跃迁频率和此时的带边频率, 且与具有相同参数条件的静态情形下的相同. 调制发生时刻对其后原子上能级占据数的长时演化情况有影响. 随系统初态的不同, 量子相干效应既可导致调制之后占据数迅速衰减, 也可使原子上能级保留较多的占据数. 三角函数周期调制时, 原子上能级总占据数在足够长的时间之后随时间做频率近似等于调制频率的有衰减的准周期振荡. 衰减率与调制频率有关, 也因量子相干效应而受系统初态以及偶极矩夹角的影响.

关键词: 光子晶体, V型三能级原子, 自发辐射, 量子相干

PACS: 42.50.Pq, 42.50.Gy, 42.70.Qs, 32.80.Qk

DOI: 10.7498/aps.66.014202

1 引言

光与物质的相互作用是最基本、最重要的物理现象之一. 作为光与物质相互作用的一个主要方面, 无论是在理论上还是在实践意义上, 自发辐射始终都作为一大研究热点而倍受关注. 自发辐射是激发态原子与真空场之间相互作用的结果. 除了环境外, 原子自身的能级结构也对自发辐射有很大影响. 二能级原子是自发辐射研究中最常用的理论模型之一, 其简单的能级结构大大简化了理论处理过程. 与之相比, 三能级原子的能级结构虽更为复杂, 但也因其两个跃迁通道之间的量子相干作用赋予自发辐射更丰富的现象, 因而也受到了大量研究. 研究表明, 在外部驱动场作用下, 量子相干会导致三能级原子无法吸收探测场光子, 从而出现相干占据数陷阱(CPT)、无反转激光放大(LWI)和电磁感应透明(EIT)等效应^[1,2]. 不借助于驱动场, 量子相干仍能对原子的自发辐射产生较大影响. Zhu

等人^[3]发现, 在自由空间中, 量子相干可导致V型三能级原子的辐射谱上出现黑线(dark line)并使其辐射谱变窄; Paspalakis等人^[4,5]以及Du等人^[6]讨论了各向同性光子晶体中 Λ 型三能级原子的量子相干效应, 他们发现当原子两个跃迁通道的跃迁频率分别位于带边附近和远离带边的能带中时, 无需外部驱动场, 原子仍可对探测场透明; Yang等人^[7-9]和Zhu等人^[10]研究了各向同性光子晶体中量子相干对V型三能级原子自发辐射的影响, 他们发现量子相干既可以抑制原子的自发辐射, 使原子上能级有更大的稳态占据数, 也可以增强原子的自发辐射.

光子晶体是一种折射率随空间位置周期性变化的特殊人造材料. 自其概念被提出以来^[11,12], 光子晶体受到了大量研究, 其内部原子自发辐射的诸多特殊性质已为人们所熟知. 如光局域化、光子-原子束缚态、激发态能级劈裂^[13-15]、部分稳态原子居于激发态^[15]、占据数的振荡行为^[15-17]、自发辐射的相干控制^[18]、量子干涉导致的自发辐射抑制与

* 国家自然科学基金(批准号: 11074188, 11274242)、国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金(批准号: U1330203)和国家重点基础研究计划特别基金(批准号: 2011CB922203, 2013CB632701)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xieshuangyuan@tongji.edu.cn

加强 [7,10] 以及巨 Lamb 位移等 [19]. 在以往的研究中, 光子晶体内部的光子能隙的位置和宽度都是固定不变的. 通过采用特殊材料来制造光子晶体, 或是将特殊材料注入到光子晶体内部, 人们得到了能隙位置与宽度动态可调的一类光子晶体, 即可调谐光子晶体 [20]. 取决于所使用的特殊材料, 可调谐光子晶体的调控手段可以是电场 [21–23]、磁场 [24]、温度 [25] 或光场 [26,27]. 可调谐光子晶体提供了一个可控的动态库环境, 人们对此环境中原子的自发辐射性质仍了解不多. 迄今为止, 受到较多研究的动态库环境主要是动态一维腔 (其两个反射镜之一的位置动态可调) 环境. 这些研究讨论的仅是二能级原子的自发辐射, 它们或者考虑的是原子与单个腔模耦合这种简单情形 [28–31], 或者在理论推导中采用了 Markov 近似 [32–34].

本文对带边频率因外部调控而随时间变化的动态各向同性光子晶体环境下 V 型三能级原子的自发辐射进行了研究, 探讨了动态环境下量子相干对原子上能级占据数演化的影响情况. 本文主要考虑了阶跃函数和三角函数两种调制方式, 理论推导过程中没有使用 Markov 近似. 本文内容分为以下几个部分: 第 2 部分给出理论模型及推导; 第 3 部分给出结果和相关分析; 第 4 部分给出结论.

2 理 论

考虑一个 V 型三能级原子被置于各向同性光子晶体中, 其三个能级按能量从高到低的顺续依次为 $|e_1\rangle$, $|e_2\rangle$ 和 $|g\rangle$. 激发态 $|e_1\rangle$ 和 $|e_2\rangle$ 分别通过同一个真空模与基态 $|g\rangle$ 耦合, 跃迁频率 ω_1 和 ω_2 都处于光子晶体能带带边附近 (如图 1 所示). 令基态能量本征值为零, 在旋波近似下, 系统的哈密顿量为

$$H = \hbar\omega_1|e_1\rangle\langle e_1| + \hbar\omega_2|e_2\rangle\langle e_2| + \sum_k \hbar\omega_k a_k^\dagger a_k + i\hbar \sum_k g_k^{(1)}(a_k^\dagger|g\rangle\langle e_1| - a_k|e_1\rangle\langle g|) + i\hbar \sum_k g_k^{(2)}(a_k^\dagger|g\rangle\langle e_2| - a_k|e_2\rangle\langle g|), \quad (1)$$

式中, a_k^\dagger (a_k) 是第 k 个电磁模式的产生 (湮灭) 算符; ω_k 是第 k 个电磁模式的频率; $g_k^{(1,2)}$ 依次为第 k 个电磁模式与跃迁 $|e_1\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ 和跃迁 $|e_2\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ 的耦合系数, 表示为 $g_k^{(i)} = (\omega_i d_i / \hbar)(\hbar / 2\epsilon_0 \omega_k V)^{1/2} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_i$, d_i 和 \mathbf{u}_i 分别是跃迁 $|e_i\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ 的跃迁偶极矩大小与方向; 单位向量 \mathbf{e}_k 表示第 k 个电磁场模式的极化方向; ϵ_0 是真空介电系数; V 是量子化体积.

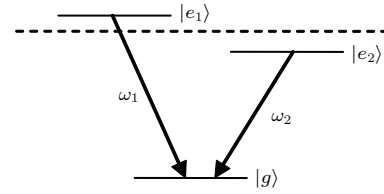


图 1 两个上能级都位于带边附近的 V 型三能级原子

Fig. 1. The V-type three-level atom with upper levels near the band edge of the photonic crystal.

在各向同性光子晶体的能带带边附近, 色散关系可近似表示为 [14]

$$\omega_k = \omega_c + A(k - k_0)^2. \quad (2)$$

式中, k_0 是与光子晶体晶格常数有关的常量; k 是第 k 个电磁波模式的波数; ω_c 是能带带边的截止频率; A 可以近似表示为 $A \approx \omega_c / k_0^2$. 若光子晶体能带带边频率受到某种调制 $\omega_c(t) = \omega_{c0} + f(t)$, 其中 $f(t)$ 是时间的缓变函数, 且相对于常量 ω_{c0} 是一个小量, 则色散关系 (2) 式可改写为

$$\omega_k(t) = \omega_c(t) + \frac{\omega_c(t)}{k_0^2}(k - k_0)^2, \quad (3)$$

即我们所考虑的这种动态各向同性光子晶体环境中, 辐射场频率是随时间变化的, 进而 (1) 式中的耦合系数 $g_k^{(1,2)}$ 也是含时的.

设初始时原子占据数全部在激发态上, 辐射场处于真空态, 则此动态环境中系统的波函数可以表示为

$$|\Psi(t)\rangle = A_1(t)e^{-i\omega_1 t}|e_1, \{0\}\rangle + A_2(t)e^{-i\omega_2 t}|e_2, \{0\}\rangle + \sum_k B_k(t)e^{-i\omega_k(t)t}|g, \{1_k\}\rangle, \quad (4)$$

式中, $|e_1, \{0\}\rangle$ 表示原子处于最高激发态 $|e_1\rangle$, 辐射场处于真空态; $|e_2, \{0\}\rangle$ 表示原子处于次高激发态 $|e_2\rangle$, 辐射场处于真空态; $|g, \{1_k\}\rangle$ 表示原子处于基态 $|g\rangle$, 有一个 k 模式光子. 将 (1) 和 (4) 式代入薛定谔方程中可得:

$$\frac{\partial}{\partial t} A_1(t) = - \sum_k g_k^{(1)}(t) B_k(t) e^{-i[\omega_k(t) - \omega_1]t}, \quad (5a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} A_2(t) = - \sum_k g_k^{(2)}(t) B_k(t) e^{-i[\omega_k(t) - \omega_2]t}, \quad (5b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} B_k(t) = i \frac{\partial \omega_k(t)}{\partial t} t B_k(t) + g_k^{(1)}(t) A_1(t) e^{i[\omega_k(t) - \omega_1]t} + g_k^{(2)}(t) A_2(t) e^{i[\omega_k(t) - \omega_2]t}. \quad (5c)$$

由(5)式可以推出下面的积分方程:

$$\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}(0) + \int_0^t \mathbf{K}(t, t') \mathbf{A}(t') dt', \quad (6a)$$

$$\mathbf{A}(t) = [A_1(t), A_2(t)]^T, \quad (6b)$$

$$\mathbf{K}(t, t') = \int_{t'}^t 2I(\tau, t') \begin{bmatrix} \gamma & \cos \eta \\ \cos \eta e^{-i\omega_{12}\tau} & \frac{1}{\gamma} e^{i\omega_{12}(t'-\tau)} \end{bmatrix} d\tau, \quad (6c)$$

$$I(t, t') = -\frac{\beta^{3/2} \omega_{c0}^{3/2}}{\pi \sqrt{\omega_c(t) \omega_c(t')}} \times \exp \left\{ i \left[\omega_1(t-t') - \int_{t'}^t \omega_c(t'') dt'' \right] \right\} \times \int_0^{+\infty} \frac{\exp \left[-ik^2 \int_{t'}^t \omega_c(t'') dt'' \right]}{1+k^2} dk. \quad (6d)$$

(6c) 式中的 γ 满足 $\gamma = \omega_1 d_1 / (\omega_2 d_2)$; ω_{12} 为两个跃迁频率的差值, 即 $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$; η 是两个跃迁偶极矩的夹角 (即 \mathbf{u}_1 和 \mathbf{u}_2 之间的夹角), 其取值范围为 $[0, \pi]$. $\mathbf{K}(t, t')$ 的非对角元反映了两个跃迁路径之间的相互作用, 当 η 值取为 $\pi/2$ 时, \mathbf{u}_1 与 \mathbf{u}_2 相互垂直, $\mathbf{K}(t, t')$ 的非对角元取为零值, 此时概率幅 $A_1(t)$ 与 $A_2(t)$ 彼此独立演化, 量子相干效应消失; 当 η 值取为 $0(\pi)$ 时, \mathbf{u}_1 与 \mathbf{u}_2 之间平行 (反平行), $\mathbf{K}(t, t')$ 的非对角元的绝对值达到最大, 此时 $A_1(t)$ 与 $A_2(t)$ 之间的相互影响达到最大, 量子相干效应最强. (6d) 式中的常数 β 满足 $\beta^{3/2} = k_0^3 \omega_1 d_1 \omega_2 d_2 / (12\pi \epsilon_0 \hbar \omega_{c0}^{3/2})$. (6a) 式是第二类线性 Volterra 积分方程, 可以用 Simpson 法来数值求解 [35]. 在本文中, 原子的两个跃迁频率 ω_1 和 ω_2 分别取为 100β 和 98.3β ; 常数 $\gamma = 1$; (3) 式中的常数 ω_{c0} 取为 100β ; $P_1 (= |A_1(t)|^2)$ 和 $P_2 (= |A_2(t)|^2)$ 分别表示能级 $|e_1\rangle$ 和 $|e_2\rangle$ 上的占据数.

3 结果与讨论

3.1 静态无调制情形

本小节中调制函数 $f(t)$ 取为 β 或 $-\beta$, 因此带边频率 ω_c 等于常数 101β 或 99β , 光子晶体未受调制, 系统处于静态情形下; 偶极矩夹角 η 取为零值 (实验上可以通过选择特定的跃迁能级来获得所需的 η 值 [36]), 此时两偶极矩相互平行, 原子的量子相干效应最强.

对于带边频率 $\omega_c = 99\beta$ 的静态情形, 能级 $|e_1\rangle$ 和 $|e_2\rangle$ 分别位于能带和能隙内. 此时, 原子能级劈裂而成的缀饰态中有一个束缚缀饰态 [7,15], 因此原子上能级占据数会随时间趋向于稳态值 (见图 2). 稳态值的大小取决于概率幅中束缚缀饰态成分的强弱 (指保留在束缚缀饰态上的占据数的多少). 与二能级原子情形不同, V 型三能级原子的两个跃迁通道之间存在量子相干. 在其他参数条件不变的情况下, 借助量子相干效应, 人们可通过改变概率幅初值 (实际当中利用抽运激光脉冲可以制备出所需要的概率幅初值 [18]) 来控制束缚缀饰态成分的强弱, 进而控制占据数稳态值的大小 [16]. 比如, 选择概率幅初值为 $A_1(0) = 0.3376, A_2(0) = 0.9413$, 在量子相干的作用下, 束缚缀饰态成分达到最强, 此时原子上能级占据数稳态值也是最大的, 超过了初始占据数全部位于能级 $|e_2\rangle$ 时的值 (比较图 2 中 (a) 和 (d) 情形); 选择概率幅初值为 $A_1(0) = 0.9413, A_2(0) = -0.3376$ 时, 在量子相干的作用下, 概率幅中的束缚缀饰态成分消失, 占据数陷阱现象也随之消失, 原子占据数最终将完全跃迁到基态上 (见图 2 中 (b) 情形). 与之相比, 即使初始占据数全部位于能级 $|e_1\rangle$ 上, 原子上能级稳态占据数仍能取为大于零的值 (见图 2 中 (c) 情形).

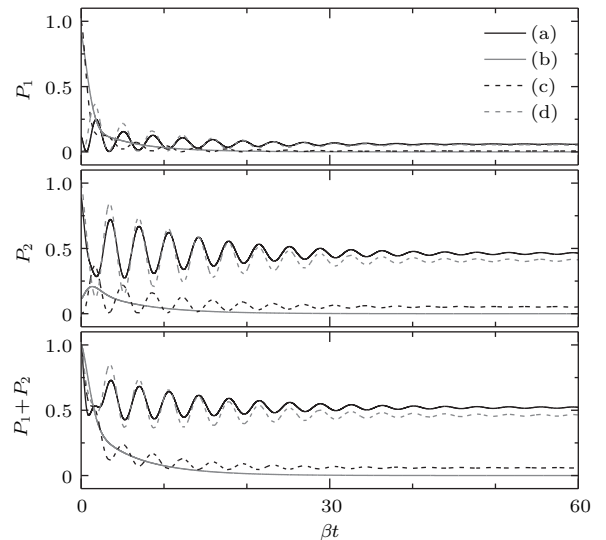


图 2 静态无调制情形 ($\omega_c = 99\beta$) 下多种系统初态时原子上能级占据数的时间演化 (a) $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$; (b) $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$; (c) $|\Psi(0)\rangle = |e_1\rangle$; (d) $|\Psi(0)\rangle = |e_2\rangle$

Fig. 2. The time evolution of the upper-level populations when $\omega_c = 99\beta$ for different initial states of the system: (a) $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$; (b) $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$; (c) $|\Psi(0)\rangle = |e_1\rangle$; (d) $|\Psi(0)\rangle = |e_2\rangle$.

当 $\omega_c = 101\beta$ 时, 能级 $|e_1\rangle$ 和 $|e_2\rangle$ 都位于能隙内. 此时, 原子上能级会劈裂出两个束缚缀饰态^[7], 频率分别为 97.7219β 和 99.5411β . 因为此两者的相互作用, 原子上能级占据数不再随时间趋向于稳态值, 而是趋向于绕定值进行的周期振荡(见图 3 中 (a)—(c) 情形). 周期振荡的振幅取决于概率幅中这两个束缚缀饰态成分的强弱对比情况: 当两者的强度接近时, 振幅较大(如图 3 中 (a) 和 (b) 情形); 反之, 振幅较小(图 3 中 (c) 情形). 借助量子相干效应, 通过改变系统初态, 仅能控制某一个缀饰态成分的强弱^[16]. 比如, 取初态为 $A_1(0) = 0.9379$, $A_2(0) = -0.3468$, 频率为 99.5411β 的束缚缀饰态成分会达到最强(见图 3 中 (c) 情形); 取初态为 $A_1(0) = 0.3468$, $A_2(0) = 0.9379$, 概率幅中频率为 99.5411β 的束缚缀饰态成分消失, 此时仅有一个束缚缀饰态成分, 原子上能级占据数随时间趋向于稳态值(见图 3 中 (d) 情形). 此外, 借助量子相干效应, 通过改变系统初态, 我们还可以控制原子上能级总占据数作周期振荡时所围绕的定值大小: 取初态为 $A_1(0) = 0.5491$, $A_2(0) = -0.8357$, 该定值将达到最大(见图 3 中 (a) 情形); 取初态为 $A_1(0) = 0.8357$, $A_2(0) = 0.5491$, 该定值将变为最小(见图 3 中 (b) 情形).

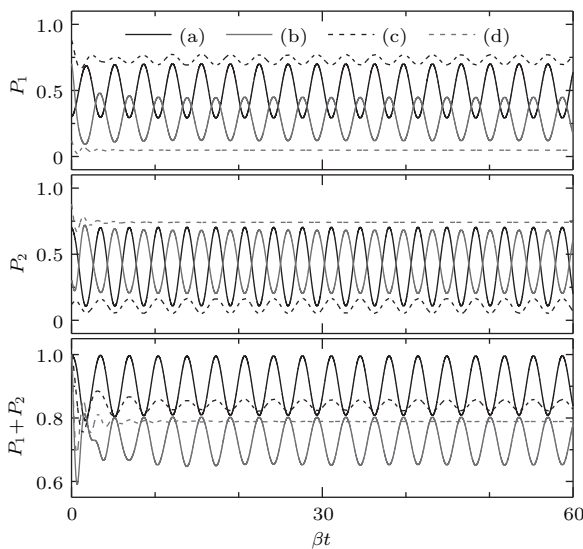


图 3 静态无调制情形 ($\omega_c = 101\beta$) 下多种系统初态时原子上能级占据数的时间演化 (a) $|\Psi(0)\rangle = 0.5491|e_1\rangle - 0.8357|e_2\rangle$; (b) $|\Psi(0)\rangle = 0.8357|e_1\rangle + 0.5491|e_2\rangle$; (c) $|\Psi(0)\rangle = 0.9379|e_1\rangle - 0.3468|e_2\rangle$; (d) $|\Psi(0)\rangle = 0.3468|e_1\rangle + 0.9379|e_2\rangle$
 Fig. 3. The time evolution of the upper-level populations when $\omega_c = 101\beta$ for different initial states of the system: (a) $|\Psi(0)\rangle = 0.5491|e_1\rangle - 0.8357|e_2\rangle$; (b) $|\Psi(0)\rangle = 0.8357|e_1\rangle + 0.5491|e_2\rangle$; (c) $|\Psi(0)\rangle = 0.9379|e_1\rangle - 0.3468|e_2\rangle$; (d) $|\Psi(0)\rangle = 0.3468|e_1\rangle + 0.9379|e_2\rangle$.

3.2 阶跃调制情形

本小节中偶极矩夹角 η 仍取为零值, 原子的量子相干效应达到最强. 调制函数 $f(t)$ 设为如下的阶跃函数:

$$f(t) = \begin{cases} \beta & (t \in [0, t_0]) \\ -\beta & (\text{其他}) \end{cases}, \quad (7)$$

或

$$f(t) = \begin{cases} -\beta & (t \in [0, t_0]) \\ \beta & (\text{其他}) \end{cases}. \quad (8)$$

相应地, 带边频率满足:

$$\omega_c(t) = \begin{cases} 101\beta & (t \in [0, t_0]) \\ 99\beta & (\text{其他}) \end{cases}, \quad (9)$$

或

$$\omega_c(t) = \begin{cases} 99\beta & (t \in [0, t_0]) \\ 101\beta & (\text{其他}) \end{cases}. \quad (10)$$

式中的 t_0 是阶跃调制发生的时刻, 简称为阶跃时刻.

阶跃调制情形下, 调制发生后原子上能级劈裂出来的缀饰态中所含有的束缚缀饰态数目与具有相同带边频率的静态情形下的值相同. 当带边频率满足 (9) 式时, 调制发生后带边频率变为 99β , 此后原子上能级劈裂出来的缀饰态中只有一个束缚缀饰态, 占据数随时间趋向于稳态值, 其值的大小受到调制发生时刻的影响(见图 4 (a) 和图 4 (c)); 当带边频率满足 (10) 式时, 在带边频率变为 101β 之后, 原子上能级劈裂出了两个束缚缀饰态, 占据数的稳态行为表现为绕定值进行的周期振荡, 该定值的大小以及周期振荡的幅值都与调制发生时刻有关(见图 4 (b) 和图 4 (d)).

系统初态对阶跃调制发生后原子上能级占据数的演化情况有重要的影响. 令带边频率满足 (9) 式, 若选取 $A_1(0) = 0.9413$, $A_2(0) = -0.3376$ 为系统初态, 随带边频率在调制发生之后由 101β 跃变为 99β , 原子的上能级总占据数随时间迅速由较大值 (0.83 左右) 衰减到接近于零的稳态值(见图 4 (a)). 这是由于所选取的系统初态在调制发生之后仍能起到类似于其在静态情形下所起到的作用(见图 2 中的 (b) 情形), 使概率幅中束缚缀饰态成分在量子相干效应的作用下被极大地削弱了. 利用此现象, 通过控制调制发生时刻, 就可令原子上能级总占据数从指定时刻开始衰减到接近于零的

值,这在可控有源开关方面有可能得到应用[8].与上述不同,若将初态选择为 $A_1(0) = 0.3376$, $A_2(0) = 0.9413$,则在带边频率由 101β 跃变为 99β 之后,与静态情形类似(见图2中的(a)情形),此时因量子相干效应概率幅中的束缚缀饰态成分被增强,所以原子上能级总占据数具有较大的稳态值.甚至由于调制发生之前带边频率等于 101β 时的自发辐射过程的影响,此稳态值要大于具有相同带边频率的静态情形下的值(见图4(c)).

选择初态 $A_1(0) = 0.9413$, $A_2(0) = -0.3376$,并令带边频率满足(10)式,可得到一种较为特殊的

阶跃调制情形.其特殊性在于,由于量子相干效应的作用,调制发生之前概率幅中是没有束缚缀饰态成分的,因而辐射场也不含有局域场成分.这导致调制发生后,虽然随着带边频率跃变为 101β ,能级 $|e_1\rangle$ 由能带进入能隙内,能级 $|e_2\rangle$ 则在能隙内移动到了更深处,自发辐射过程有所削弱,有利于原子对辐射场的吸收,但是原子上能级总占据数的峰值仅略微超过它在调制发生时刻处的值(见图4(b)).超出的这部分能量只能来自于原子吸收了少量它在调制发生之前辐射出去的非局域场光子.

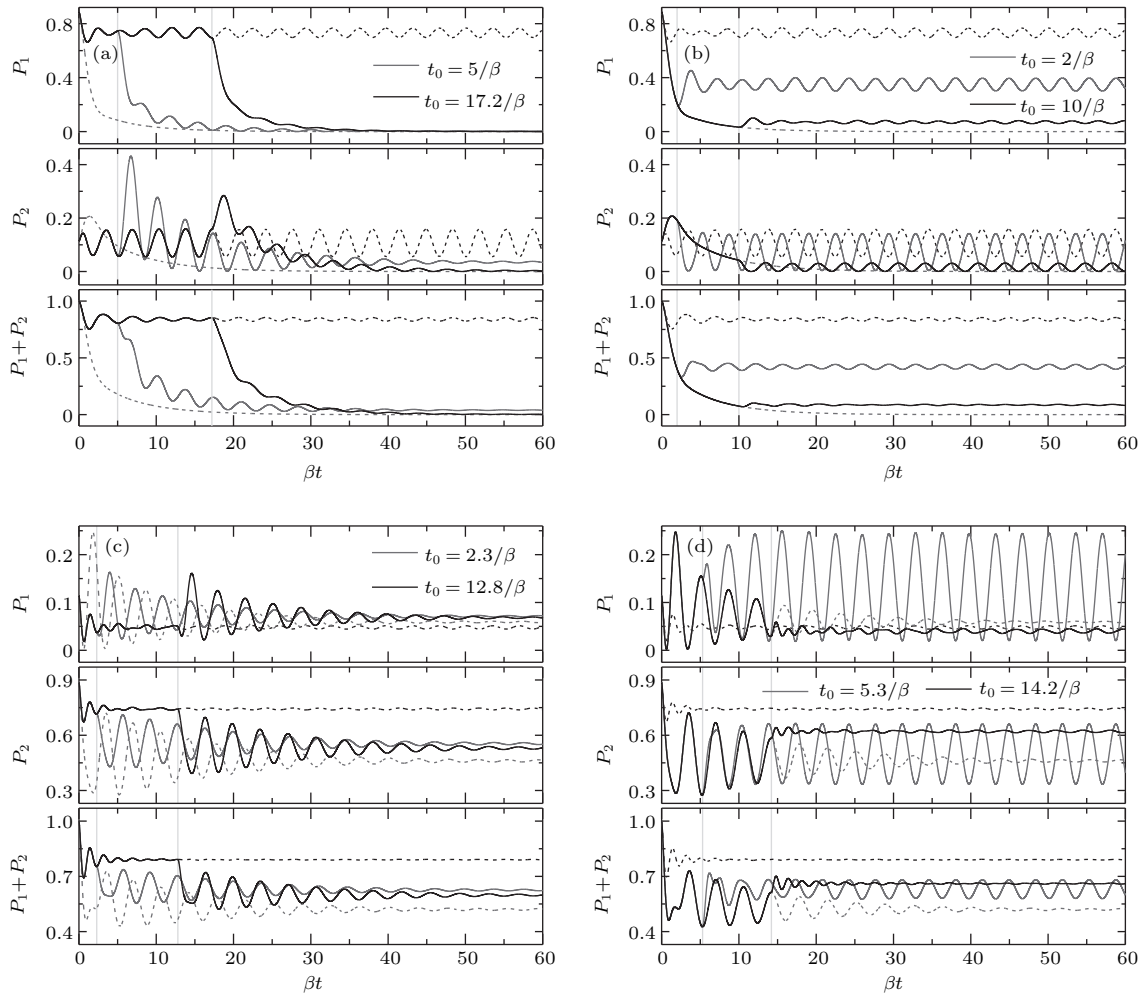


图4 阶跃调制情形下初态取为 $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$ [(a), (b)]和 $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$ [(c), (d)]时原子上能级占据数的演化情况: (a), (c) $\omega_c(t)$ 满足(9)式; (b), (d) $\omega_c(t)$ 满足(10)式; 图中的竖线标出了阶跃时刻 t_0 的位置,带边频率取为 101β (黑色虚线)和 99β (灰色虚线)的静态情形下原子上能级占据数的演化情况

Fig. 4. The time evolution of the upper-level populations when the system initial state is $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$ [(a), (b)] or $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$ [(c), (d)] under step-modulated situations. The band edge $\omega_c(t)$ meets Eq. (9) in (a) and (c), and Eq. (10) in (b) and (d). The gray vertical lines mark the times when the step modulation happens. The dark dash curves (gray dash curves) describe the time evolution of the upper-level populations when $\omega_c = 101\beta$ (99β).

3.3 三角函数周期调制情形

本小节中调制函数 $f(t)$ 取为三角函数:

$$f(t) = A_m \cos(f_0 t). \quad (11)$$

式中, f_0 为调制频率; A_m 为调制幅值. 这里将 A_m 取为 β , 则带边频率满足:

$$\omega_c(t) = 100\beta + \beta \cos(f_0 t). \quad (12)$$

三角函数周期调制情形下系统初态的选择对原子上能级占据数的演化仍有较大影响. 如(12)式所示, 此时带边频率在 99β 和 101β 之间做周期性变化. 库环境的周期性变化导致原子上能级总占据数在最初的一段时间之后有随之同步变化的趋势, 即同步调的准周期振荡: 在带边频率的下降沿(上升沿), 随着 $\omega_c(t)$ 的减小(增加), 原子最高上能级 $|e_1\rangle$ 由能隙(能带)逐渐移动到能带(能隙)内, 次高上能级 $|e_2\rangle$ 则在能隙内由深处(浅处)移动到浅处(深处), 自发辐射过程因而逐渐增强(减弱), 致使原子上能级总占据数随时间不断减小(增加). 但是, 上述这种同步变化的趋势在量子相干效应的作用下有可能会被破坏. 选择初态 $A_1(0) = 0.9413$, $A_2(0) = -0.3376$, 当带边频率 $\omega_c(t)$ 变化到 99β 时, 与静态情形相类似, 因量子相干效应概率幅中的束缚缀饰态成分会被大幅削弱, 这有助于原子能量的损失, 从而导致在随后的带边频率上升沿上, 原子上能级总占据数仍会持续衰减一段时间, 破坏了它与库环境的同步变化趋势, 并使它在整个演化过程中有较大的衰减率(见图5中的(a)情形). 与之对比, 若初态选为 $A_1(0) = 0.3376$, $A_2(0) = 0.9413$, $\omega_c(t)$ 变化到 99β 时概率幅中的束缚缀饰态成分会因量子相干效应而被加强, 有助于阻碍原子能量的损失, 再加上自发辐射过程随着带边频率的增加而逐渐减弱, 因此随后的带边频率上升沿上原子上能级总占据数也随时间增加, 表现出与库环境之间较强的同步变化趋势, 并使原子上能级总占据数的总体衰减要慢得多(见图5中的(b)情形).

偶极矩夹角 η 的取值决定了量子相干效应的强弱(见(6c)式). 在三角函数调制情形下, 随着 η 角从0增加到 $\pi/2$, 量子相干效应逐渐减弱, 若选择的系统初态下量子相干效应有助于原子上能级占据数的衰减(图5中的(a)情形), 则原子上能级占据数的衰减率将会随之减小(见图6(a)); 反之, 若

选择的系统初态使量子相干效应对原子上能级占据数的衰减主要起阻碍作用时(比如图5中的(b)情形), 则原子上能级占据数的衰减率会随之增加(见图6(b)). 此外, 比较图6(b)中 P_1 与 P_2 的演化情况可以看到, 在最初的一段时间之后, $\eta = \pi/2$ 时, P_1 与 P_2 的准周期振荡是同步调的, 同时达到波峰和波谷, 这是两个跃迁通道一方面彼此独立, 另一方面又受同一个库环境影响的结果; $\eta = 0$ 时, P_1 与 P_2 的准周期振荡大体上是反相的, 当 P_1 达到波峰(波谷)时 P_2 在波谷(波峰)上, 这是两个跃迁通道借助辐射场相互作用的结果.

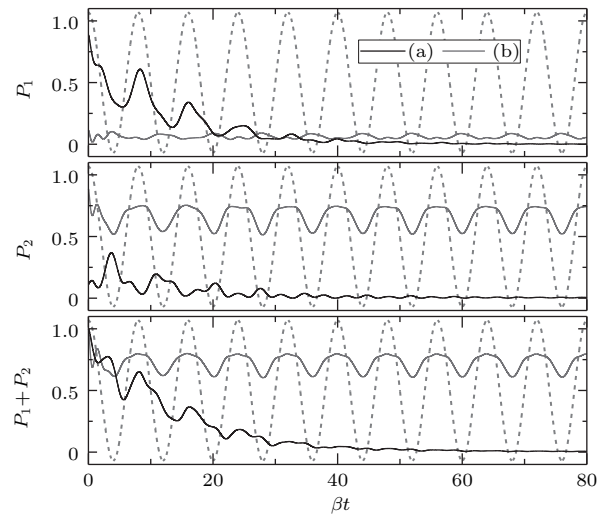


图5 三角函数周期调制情形下选择不同系统初态时原子上能级占据数的演化情况. 偶极矩夹角 $\eta = 0$, 调制频率 $f_0 = \pi\beta/4$; 初态分别取为 (a) $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$ (黑色曲线); (b) $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$ (灰色曲线); 浅灰色虚线为带边频率随时间变化的图像.

Fig. 5. The time evolution of the upper-level populations for different initial states of the system when $\omega_c(t)$ meets Eq. (12) with $\eta = 0$, $f_0 = \pi\beta/4$, and $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$ (dark solid curves) or $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$ (gray solid curves). The light gray dash curves describe $\omega_c(t)$ varying with time.

在三角函数调制情形下, 当原子上能级总占据数随时间衰减较快时, 调制频率的取值对此时的衰减率有影响, 选择合适的调制频率可延缓或进一步促进总占据数的衰减(见图7(a)). 但是, 当原子上能级总占据数衰减得较慢时, 调制频率对衰减率没有明显影响, 仅是对总占据数准周期振荡的频率有影响(见图7(b)).

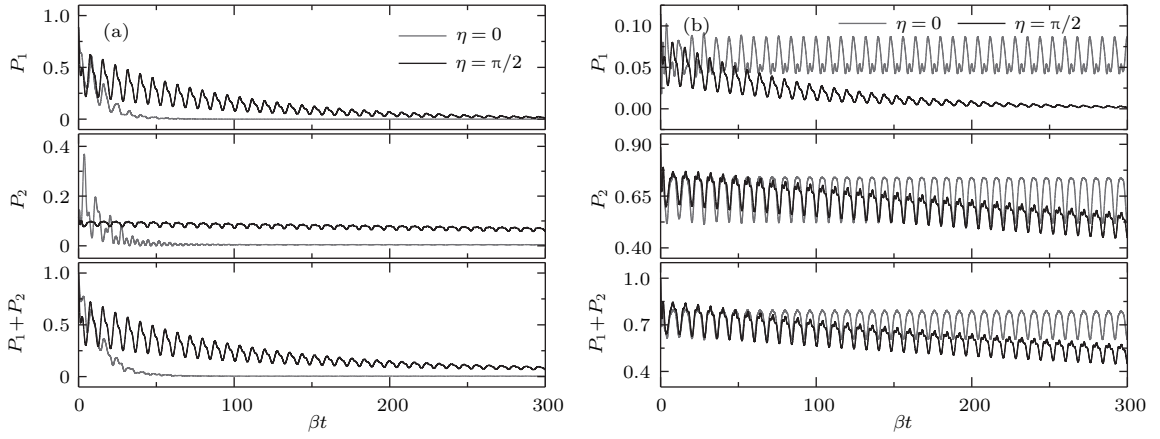


图6 三角函数周期调制情形下选择不同偶极矩夹角 η 时原子上能级占据数的演化情况 (a) $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$; (b) $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$; 调制频率 $f_0 = \pi\beta/4$, η 值分别取为 0(灰色实线)和 $\pi/2$ (黑色实线)

Fig. 6. The time evolution of the upper-level populations for different η 's when $\omega_c(t)$ meets Equation (12). The initial state is $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$ in (a), and $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$ in (b). The modulation frequency f_0 is $\pi\beta/4$. And η is 0 (gray curves) or $\pi/2$ (dark curves).

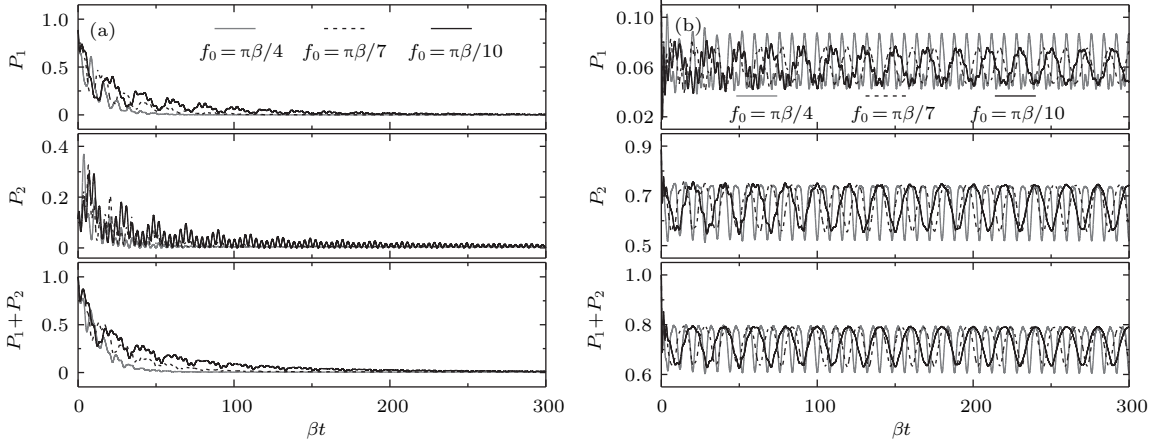


图7 三角函数周期调制情形下选择不同调制频率 f_0 时原子上能级占据数的演化情况 初态选为 (a) $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$; (b) $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$; 偶极矩夹角 $\eta = 0$, 调制频率 $f_0 = \pi\beta/4$ (灰色实线), $\pi\beta/7$ (黑色虚线) 和 $\pi\beta/10$ (黑色实线)

Fig. 7. The time evolution of the upper-level populations for different f_0 's when $\omega_c(t)$ meets Eq. (12). The initial state is $|\Psi(0)\rangle = 0.9413|e_1\rangle - 0.3376|e_2\rangle$ in (a), and $|\Psi(0)\rangle = 0.3376|e_1\rangle + 0.9413|e_2\rangle$ in (b). The modulation frequency f_0 is $\pi\beta/4$ (gray solid curves), $\pi\beta/7$ (dark dash curves) or $\pi\beta/10$ (dark solid curves). And η is 0.

4 结 论

本文研究了带边频率受到调制的动态各向同性光子晶体中 V 型三能级原子的自发辐射特性, 考察了调制参数对原子上能级占据数演化的控制作用, 并探讨了量子相干效应带来的影响. 结果表明, 阶跃调制时, 调制发生后原子上能级劈裂出来的束缚缀饰态数目只取决于原子的跃迁频率和此时的带边频率, 且与具有相同参数条件的静态情形下的相同. 调制发生时刻对其后原子上能级占据数的稳

态演化情况有影响. 因量子相干效应, 系统初态对调制发生后原子上能级占据数的演化情况影响较大, 且影响的结果与静态情形下类似: 通过选择特定的系统初态, 量子相干效应既可削弱调制之后概率幅中的束缚缀饰态成分, 导致总占据数由较大值迅速衰减到接近于零的值, 也可增强束缚缀饰态, 使原子上能级保留较多的占据数. 三角函数周期调制时, 原子上能级总占据数随时间做有衰减的准周期振荡. 准周期振荡与带边的变化存在同步的趋势, 其频率近似等于调制频率, 但是量子相干效应

有可能破坏这种同步性. 总占据数的衰减率与调制频率有关, 还受到量子相干效应较大的影响. 通过选择系统初态以及偶极矩夹角, 量子相干效应可延缓或加快占据数的衰减.

参考文献

- [1] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) Chapter 7
- [2] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [3] Zhu S Y, Chan R C F, Lee C P 1995 *Phys. Rev. A* **52** 710
- [4] Paspalakis E, Kylstra N J, Knight P L 1999 *Phys. Rev. A* **60** R33
- [5] Angelakis D G, Paspalakis E, Knight P L 2001 *Phys. Rev. A* **64** 013801
- [6] Du C G, Hu Z F, Hou C F, Li S Q 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 338
- [7] Yang Y P, Zhu S Y, Zubairy M S 1999 *Opt. Commun.* **166** 79
- [8] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043809
- [9] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *J. Mod. Opt.* **47** 1513
- [10] Zhu S Y, Chen H, Huang H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 205
- [11] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [12] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [13] John S, Wang J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2418
- [14] John S, Wang J 1991 *Phys. Rev. B* **43** 12772
- [15] John S, Quang T 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1764
- [16] Yang Y P, Lin Z X, Xie S Y, Feng W G, Wu X 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 603 (in Chinese) [羊亚平, 林志新, 谢双媛, 冯伟国, 吴翔 1999 物理学报 **48** 603]
- [17] Xie S Y, Yang Y P, Wu X 2001 *Eur. Phys. J. D* **13** 129
- [18] Quang T, Woldeyohannes M, John S, Agarwal G S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5238
- [19] Wang X H, Gu B Y 2005 *Physics* **34** 18 (in Chinese) [王雪华, 顾本源 2005 物理 **34** 18]
- [20] Figotin A, Godin Y A, Vitebsky I 1998 *Phys. Rev. B* **57** 2841
- [21] Halevi P, Reyes-Avenidaño J A, Reyes-Cervantes J A 2006 *Phys. Rev. E* **73** 040701
- [22] McPhail D, Straub M, Gu M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 051103
- [23] Zhang L F, Huang J P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024213
- [24] Liu S Y, Du J J, Lin Z F, Wu R X, Chui S T 2008 *Phys. Rev. B* **78** 155101
- [25] Manzanares-Martinez J, Ramos-Mendieta F, Halevi P 2005 *Phys. Rev. B* **72** 035336
- [26] Hu X Y, Zhang Q, Liu Y H, Cheng B Y, Zhang D Z 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 2518
- [27] Leonard S W, van Driel H M, Schilling J, Wehrspohn R B 2002 *Phys. Rev. B* **66** 161102
- [28] Jia F, Xie S Y, Yang Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5835 (in Chinese) [贾飞, 谢双媛, 羊亚平 2006 物理学报 **55** 5835]
- [29] Pisipati U, Almakrami I M, Joshi A, Serna J D 2012 *Am. J. Phys.* **80** 612
- [30] Yang Y P, Xu J P, Li G X, Chen H 2004 *Phys. Rev. A* **69** 053406
- [31] Law C K, Zhu S Y, Zubairy M S 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4095
- [32] Linington I E, Garraway B M 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 3383
- [33] Linington I E, Garraway B M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033831
- [34] Kofman A G, Kurizki G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 270405
- [35] Linz P 1985 *Analytical and Numerical Methods for Volterra Equations* (Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics) Chapter 7
- [36] Xia H R, Ye C Y, Zhu S Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1032

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

Xing Rong Xie Shuang-Yuan[†] Xu Jing-Ping Yang Ya-Ping

(Ministry of Education Key Laboratory of Advanced Microstructure Materials, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

(Received 19 July 2016; revised manuscript received 12 October 2016)

Abstract

The spontaneous emission from a V-type three-level atom embedded in an isotropic photonic crystal with dynamic photonic band edge is studied. We consider the situation where the atom interacts with all possible radiation modes, and calculate numerically the evolution of atomic population without using Markov approximation. The calculation method can be used in related researches. In the present paper, we mainly discuss the effects of modulation parameters and the quantum interference on spontaneous emission when the band edge is modulated with step function or triangle function. We hope that the results can contribute to the applications in the dynamic photonic crystal environment in controlling the spontaneous emission via the quantum interference. The results show that in the step-modulated situation, the number of the photon-atom bound dressed states after the modulation has happened depends on atomic transition frequencies and the band edge frequency at that time, and is identical to the one in the unmodulated situation with the same parameters. The long-time evolution of the atomic population is affected by the time when the modulation happens. Depending on the system initial state, after the modulation has happened, the quantum interference can weaken the probability amplitude components corresponding to the photon-atom bound dressed states, and cause the upper-level population to decay quickly from a great value to a value near zero; or on the contrary, it can strengthen the bound dressed states, and make the upper levels retain a high population. In the modulated situation with trigonometric functions, after long enough time, the total upper-level population presents a decaying quasi-periodic oscillation behaviour. And the evolution of the total upper-level population tends to synchronize with the modulation, so the frequency of the quasi-periodic oscillation is approximately equal to the modulation frequency. But, the quantum interference can destroy the synchronization under some conditions. The decay rate of the total upper-level population is affected by the modulation frequency, and also by the initial state of the system and the angle between two dipole moment because of the quantum interference.

Keywords: photonic crystal, V-type three-level atom, spontaneous emission, quantum interference

PACS: 42.50.Pq, 42.50.Gy, 42.70.Qs, 32.80.Qk

DOI: [10.7498/aps.66.014202](https://doi.org/10.7498/aps.66.014202)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074188, 11274242), the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1330203) and the National Key Basic Research Special Foundation of China (NKBRF) (Grant Nos. 2011CB922203, 2013CB632701).

[†] Corresponding author. E-mail: xieshuangyuan@tongji.edu.cn