

动态各向同性光子晶体中二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)

(2013年11月30日收到; 2014年1月7日收到修改稿)

研究了动态各向同性光子晶体中二能级原子自发辐射的性质, 主要讨论了光子晶体能带带边频率随时间作阶跃调制和三角函数周期调制两种情况下, 原子上能级占据数随时间的演化特性. 当光子晶体能带带边频率随时间作阶跃调制时, 原子上能级占据数随时间的演化不仅和上能级与能带带边的相对位置 δ 有关, 更依赖于阶跃调制发生的时刻. 调制发生时刻不同, 调制后原子上能级占据数随时间的演化也不同. 当光子晶体能带带边频率随时间作三角函数周期调制时, 二能级原子上能级占据数随时间作总体衰减的准周期振荡. 通过选择调制频率和调制初相位可调控准周期振荡的频率、峰值与谷值的大小以及占据数的总体衰减速度等.

关键词: 光子晶体, 动态, 二能级原子, 自发辐射

PACS: 42.50.Pq, 32.80.Qk

DOI: 10.7498/aps.63.094205

1 引言

自发辐射是原子与光场相互作用的重要结果. 原子自发辐射性质直接与所处环境的结构库有关, 受限电磁结构库的存在会影响原子的自发辐射过程, 即受限电磁结构库能在一定程度上增强或抑制甚至禁止自发辐射^[1]. 光子晶体是一种人造的具有光子能带和能隙的周期性介质材料, 处于能隙中的电磁波被禁止^[2-4]. 已有研究发现, 光子晶体中光子能隙的存在, 会产生特殊的模密度, 从而导致处于其中的原子自发辐射行为发生改变, 出现了新的现象, 如光的局域化^[5]、光子-原子束缚态^[6-8]、部分稳态原子居于激发态^[9]、自发辐射的相干控制^[10]、量子干涉加强^[11]、占据数准周期性振荡^[12-14]、巨Lamb位移^[15]、超折射现象^[16]等等. 这些特殊性质使光子晶体在诸多领域都有着重要的应用, 例如超高 Q 值微腔^[17]、激光器^[18]、新型X射线靶^[19]、高效率发光二极管^[20]、超窄带宽光学滤波器^[21]等等. 此外, 对于光子晶体, 通过改变外

加电场或磁场, 可以实现可调的光子禁带、可调的缺陷局域模式, 也可以控制光子带隙的打开或关闭^[22]. 在半导体材料光子晶体中, 温度的变化会引起光子禁带频率的改变, 甚至会导致光子禁带的缺失, 从而实现模密度的动态变化^[23-28].

以往的研究一般认为光子晶体具有确定的能隙结构且不随时间变化, 但实际环境因素的波动以及人为控制将引起光子晶体能隙结构随时间动态变化, 从而影响光子晶体中原子的自发辐射性质. 已有的动态库环境方面的研究主要是针对动态一维腔的. 动态一维腔是两个反射镜之一的位置受到外部调控的腔^[29], 近年来已有多篇文献讨论了动态一维腔中原子的自发辐射性质, 如考虑单模场的研究^[30-33], 考虑多模场并采用了Markov近似的研究^[34-36]等等. 本文将研究在各向同性光子晶体中, 光子晶体能带带边随时间发生动态变化对二能级原子自发辐射性质的影响, 主要讨论两种典型情况: 光子晶体能带带边频率随时间以阶跃形式和三角函数形式进行调制.

* 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项目特别基金(批准号: 2011CB922203, 2013CB632701)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: 1110477@tongji.edu.cn

2 模型及理论推导

考虑处于各向同性光子晶体中的二能级原子, 上能级 $|e\rangle$ 通过真空模与下能级 $|g\rangle$ 耦合, 其相应的跃迁频率为 ω_1 . 假定 ω_1 在光子晶体的能带带边 ω_c 附近, $|g\rangle$ 对应的能量本征值为零 (如图 1 所示). 在旋波近似下, 系统的哈密顿量为

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

式中 k 表示电磁模的波数和极化, ω_k 为第 k 个模式辐射场的频率; $b_k^\dagger (b_k)$ 表示辐射场中第 k 个模式的产生 (湮没) 算符; $g_k = (\omega_1 d_1 / \hbar) (\hbar / 2\varepsilon_0 \omega_k V_0)^{1/2} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_d$ 为辐射场与原子的耦合系数; d_1 和 \mathbf{u}_d 分别为 $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ 跃迁偶极矩的大小与方向; V_0 为量子化体积; \mathbf{e}_k 表示电磁模 k 两个偏振方向的单位矢量, ε_0 是真空介电常数.

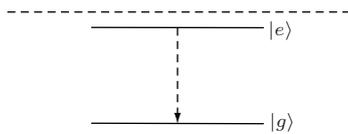


图 1 上能级处于光子晶体能带带边附近的二能级原子

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^[6]

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

其中, k_0 是与光子晶体晶格常数有关的常量, 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 $f(t)$ 是随时间变化的函数, 且相对于 ω_{c0} 是一个小量, 则色散关系 (2) 式可表示为

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

系统在任意时刻 t 的态矢量可写为

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

式中态矢量 $|e, \{0\}\rangle$ 表示原子处于激发态 $|e\rangle$, 并处于真空场中; $|g, \{1_k\}\rangle$ 表示原子处于基态 $|g\rangle$ 且有

一个频率为 ω_k 的 k 模式光子. 假设原子初始时刻处于激发态, 即 $A(0) = 1, B_k(0) = 0$. 把 (1) 和 (4) 式代入薛定谔方程, 可得关于 $A(t)$ 和 $B_k(t)$ 的演化方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} A(t) &= - \sum_k g_k(t) B_k(t) e^{-i[\omega_k(t) - \omega_1]t}, \\ \frac{\partial}{\partial t} B_k(t) &= i \frac{\partial \omega_k(t)}{\partial t} t B_k(t) + g_k(t) A(t) e^{i[\omega_k(t) - \omega_1]t}. \end{aligned} \quad (5)$$

由此两式可推得下面的积分方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} A(t) &= - \frac{2\beta^{3/2} \omega_{c0}^{3/2}}{\pi \sqrt{\omega_c(t)}} e^{i[\omega_1 t - \int_0^t \omega_c(t') dt']} \\ &\times \int_0^t dt' \frac{A(t')}{\sqrt{\omega_c(t')}} e^{-i[\omega_1 t' - \int_0^{t'} \omega_c(t'') dt'']} \\ &\times \int_0^{+\infty} \frac{e^{-ik^2 \int_{t'}^t \omega_c(t'') dt''}}{1 + k^2} dk, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\beta^{3/2} = \frac{k_0^3 \omega_1^2 d_1^2}{12\pi \varepsilon_0 \hbar \omega_{c0}^{3/2}}$. (6) 式也可写为如下形式:

$$A(t) = 1 + \int_0^t A(t') K(t, t') \beta dt', \quad (7)$$

$$\begin{aligned} K(t, t') &= - \frac{2\sqrt{\beta} \omega_{c0}^{3/2} e^{-i[\omega_1 t' - \int_0^{t'} \omega_c(t'') dt'']}}{\pi \sqrt{\omega_c(t')}} \\ &\times \int_{t'}^t \frac{e^{i[\omega_1 \tau - \int_0^\tau \omega_c(t'') dt'']}}{\sqrt{\omega_c(\tau)}} d\tau \\ &\times \int_0^{+\infty} \frac{e^{-ik^2 \int_{t'}^t \omega_c(t'') dt''}}{1 + k^2} dk. \end{aligned} \quad (8)$$

(7) 式为第二类线性 Volterra 积分方程, 对其进行数值求解即可得到原子占据数随时间的演化特性. 在以下的讨论中, 令 $\delta = \omega_1 - \omega_c(t)$, 表示原子上能级到能带带边的相对位置, 原子的跃迁频率为 $\omega_1 = 99\beta$, ω_{c0} 满足关系 $\omega_{c0} = 99\beta$.

3 原子占据数的时间演化特性

3.1 静态无调制情形

当光子晶体能带带边频率 ω_c 不随时间变化时, 即 $f(t) = 0$, (3) 式成为静态无调制光子晶体能带带边附近的色散关系, 即与 (2) 式一致. 在此情况下, 通过数值求解 (7) 式可得到原子上能级占据数随时间的演化规律 (如图 2 所示).

已有研究表明^[11], 对于处于各向同性光子晶体中的一个二能级原子, 辐射场中局域模式和传输

模式可以共存. 局域场、传输场和弥散场可同时对原子进行修饰, 从而导致原子的上能级分裂形成缀饰态. 与局域场相应的缀饰态频率在能隙内, 是无衰减、局域的光子-原子束缚态. 与传输场对应的缀饰态其频率在能带内, 其上的占据数随时间指数衰减到零. 与弥散场对应的准缀饰态的频率分布于能带带边频率附近, 其上的占据数按幂函数形式随时间衰减到零. 这些缀饰态之间很强的量子干涉致使上能级的占据数随时间作准周期性振荡. 这种原子自发辐射的非指数衰减不同于一般自由空间中占据数的指数衰减行为.

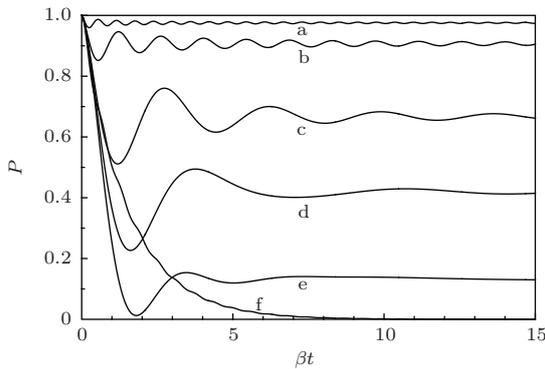


图2 静态情况下原子上能级占据数随时间的演化 (a) $\delta = -10\beta$; (b) $\delta = -4\beta$; (c) $\delta = -\beta$; (d) $\delta = 0$; (e) $\delta = \beta$; (f) $\delta = 10\beta$

由图2可以看出, 当二能级原子上能级从位于禁带深处 ($\omega_1 < \omega_c$) 向位于导带深处 ($\omega_1 > \omega_c$) 移动过程中, 原子上能级占据数随时间的演化呈现了逐渐变化的规律. 具体来说, 当原子上能级在禁带深处时 (图2(a), (b)), 辐射场只含有弥散场和局域场成分, 相较而言局域模式占据主要地位, 自发辐射受到较大的抑制, 在占据数还比较大时, 由于与局域模式相对应的光子-原子束缚态的作用, 自发辐射趋向于完全禁止, 同时占据数趋向于稳态值. 弥散场对应的准缀饰态和局域场对应的缀饰态之间的量子干涉致使上能级的占据数随时间作小振幅准周期性振荡运动. 当原子上能级处于禁带中的位置较靠近能带带边时 (图2(c)), 辐射场的构成与原子上能级在禁带深处时 (图2(a), (b)) 相同, 但是局域模式的主要地位削弱, 自发辐射受到的抑制作用减弱, 占据数在自发辐射被禁止之前有较大的衰减. 当原子上能级在能带带边附近其他位置上时 (图2(d), (e)), 辐射场包含局域场、传输场和弥散场. 局域场、传输场和弥散场同时对原子进行修饰, 导致原子的上能级分裂并形成无衰减的光子-原子

束缚态、随时间指数衰减的缀饰态以及随时间按幂函数衰减的准缀饰态, 这些缀饰态之间很强的量子干涉致使上能级的占据数随时间作准周期性振荡运动. 当原子上能级在靠近能带带边的导带中 (图2(e)), 辐射场以传输模式为主, 与图2(c)相比, 自发辐射受到的抑制作用减弱, 因此, 当时间趋于无穷时, 上能级占据数趋于的稳态值减小. 当原子上能级在能带深处时 (图2(f)), 辐射场是较弱的局域模式和主要的传输模式, 自发辐射受到的抑制作用较弱, 因此上能级的占据数随时间逐渐衰减到接近于零的稳态值. 由此可知原子上能级随时间的演化性质与原子上能级和能带带边的相对位置 δ 有关. 随着原子上能级从位于能隙内逐渐过渡到能带内, 原子自发辐射受到的抑制逐渐减弱, 从而占据数最终趋于的稳态值逐渐减小, 即最终稳居于激发态的占据数逐渐减小.

3.2 阶跃调制

考虑阶跃调制作用, 光子晶体能带带边频率 ω_c 将随时间发生阶跃变化, 原子上能级和能带带边的相对位置 δ 也随时间发生变化, 原子上能级随时间的演化性质会受到影响, 不同于静态情况下的演化性质. 下面, 我们将讨论不同阶跃调制作用对原子上能级时间演化特性的影响.

当频率调制时间函数 $f(t)$ 具有如下形式:

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

即光子晶体能带带边频率 ω_c 随时间以阶跃形式

$$\omega_c = \begin{cases} 100\beta, & (t \in [0, t_0]), \\ 98\beta, & (\text{其他}) \end{cases} \quad (10)$$

变化时, 原子占据数随时间的演化如图3(a)中实线所示 (t_0 取为 $5/\beta$). 由于原子的跃迁频率仍为 $\omega_1 = 99\beta$, 因此在 $t = 0 - t_0$ 时 $\delta = -\beta$, 原子上能级处于靠近能带带边的禁带中, 辐射场以局域模式为主, 自发辐射受到较大抑制, 原子上能级的占据数随时间作较少衰减后的准周期性振荡运动, 且与静态情形 (如图3(a)中虚线所示) 下同时间段内的情况一致. 直到 $t = t_0$ 发生阶跃调制时, 光子晶体能带带边发生阶跃变化, 此后 $\delta = \beta$, 导致处于能带带边附近的原子上能级由禁带中改变为导带中, 辐射场由以局域模式为主变化为以传输模式为主,

自发辐射受到的抑制减弱, 导致原子上能级占据数突然衰减, 并逐渐趋于稳态值. 值得注意的是, 在图 3(a) 中 $t > t_0$ 区间范围内, 虽然 $\omega_c = 98\beta$, 但原子上能级占据数的演化情况不同于 $\omega_c = 98\beta$ 的静态情形(图 3(a) 中点划线), 原子上能级占据数能达到的稳态值大于静态情形下的, 这说明当光子晶体能带带边从禁带到导带发生阶跃变化时, 原子上能级占据数随时间的演化不是简单的从静态禁带情况转变为静态导带情况, 而是出现了介于两者之间的新情况, 原子上能级占据数随时间的演化不仅与上能级与能带带边的相对位置 δ 有关, 还与发生阶跃调制即 δ 发生改变的时刻直接相关, 阶跃调制前 ($0-t_0$ 区间范围内) 的自发辐射情况对阶跃调制后 ($t > t_0$ 区间范围内) 的有影响.

当频率调制时间函数 $f(t)$ 具有如下形式:

$$f(t) = \begin{cases} -\beta, & (t \in [0, t_0]), \\ \beta, & (\text{其他}), \end{cases} \quad (11)$$

即光子晶体能带带边频率 ω_c 随时间以阶跃形式变化时(如图 3(b), (c), (d) 所示),

$$\omega_c = \begin{cases} 98\beta, & (t \in [0, t_0]), \\ 100\beta, & (\text{其他}), \end{cases} \quad (12)$$

在图 3(b), (c), (d) 中 t_0 分别取为 $0.5/\beta$, $5/\beta$ 和 $1.8/\beta$. 原子的跃迁频率仍为 $\omega_1 = 99\beta$, 这就相当于在 $t = 0-t_0$ 时 $\delta = \beta$, 原子上能级处于靠近能带带边的导带中, 原子上能级的占据数随时间衰减, 且与静态情形(图 3(b), (c), (d) 中点划线所示) 同时间段内的情况一致. 在 $t = t_0$ 时刻发生阶跃调制, 光子晶体能带带边发生阶跃变化, 导致处于能带带边附近的原子上能级由导带中改变为禁带中, 辐射场由以传输模式为主变化为以局域模式为主, 自发辐射受到的抑制作用增强, 导致在 $t > t_0$ 时间范围内, 图 3(b) 中占据数的衰减较之无调制情形(图中点划线) 明显减弱, 而图 3(c), (d) 中占据数在阶跃调制开始一段时间则有所增加. 阶跃调制之后, 图 3(b), (c), (d) 中占据数出现小振幅的准周期振荡, 并慢慢达到稳态值. 阶跃调制发生时原子上能级占据数的多少直接关系到调制后被局域的占据数和占据数演化情况. 比较图 3(b), (c) 和 (d) 三种情况发现, 若阶跃调制发生时刻 t_0 时的原子上能级占据数较大, 则调制后原子上能级占据数能达到的稳态值就较大, 反之则较小. 当阶跃调制发生在 $t_0 = 0.5/\beta$ 时(如图 3(b) 所示), 原子上能级占据数

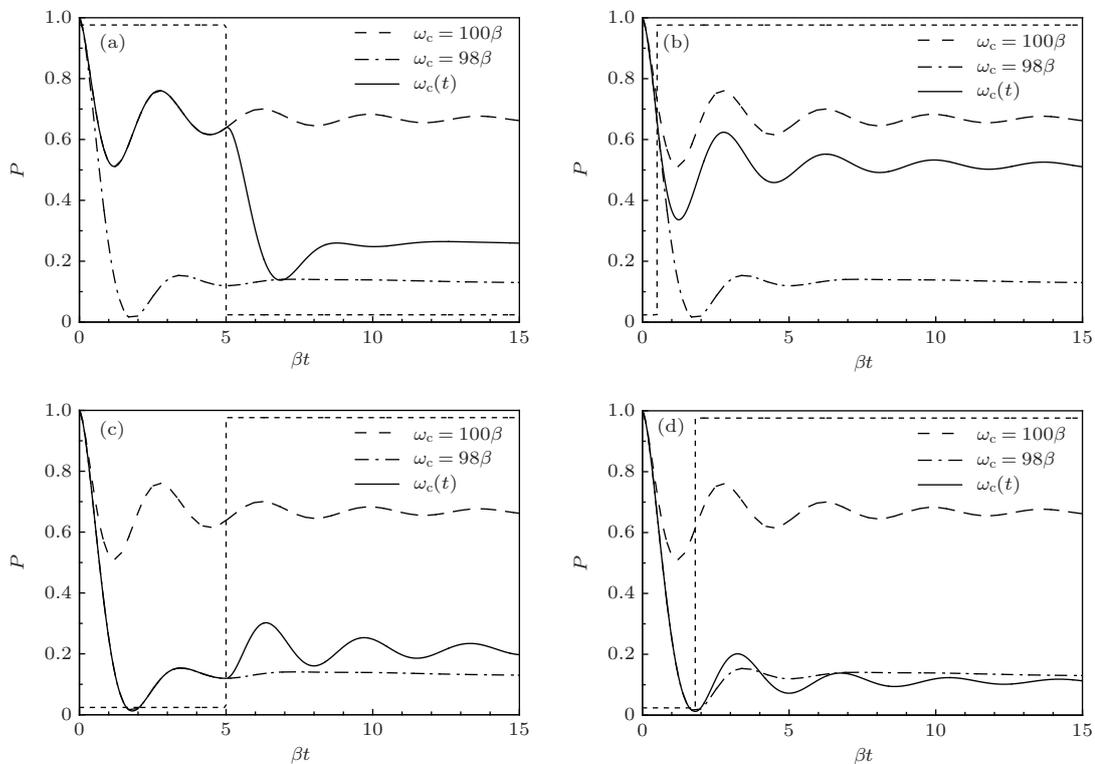


图 3 ω_c 受阶跃调制时原子上能级占据数随时间的演化(实线). $\omega_c(t)$ 满足(10)式: (a) $t_0 = 5/\beta$. $\omega_c(t)$ 满足(12)式: (b) $t_0 = 0.5/\beta$; (c) $t_0 = 5/\beta$; (d) $t_0 = 1.8/\beta$. ω_c 取为常数 100β (虚线) 和 98β (点划线) 两种静态情形下占据数随时间的演化. 短虚线为调制函数示意图

约为0.6(已有部分原子激发态能量传输出去), 调制后, 原子上能级占据数随时间作小振幅的准周期振荡, 很快趋于稳态值. 调制发生后, 占据数与同样相对位置的静态情况靠近, 但稳态值小于静态情况, 因已有部分原子激发态能量在阶跃调制前传输出去. 当阶跃调制发生在 $t_0 = 5/\beta$ 时(如图3(c)所示), 原子上能级占据数小于0.2, 尽管阶跃调制后原子上能级处于靠近能带带边的禁带中, 辐射场以局域模式为主, 但占据数却与处于导带同样相对位置的静态情况靠近. 因阶跃调制前, 大部分原子激发态能量已辐射传输出去, 局域在原子周围的能量有限. 对于图3(d)所示情况, 阶跃调制刚好发生在原子上能级占据数接近零的时刻, 尽管调制之后原子上能级实际是处于靠近能带带边的禁带内, 但原子上能级占据数明显小于原子上能级处于靠近能带带边导带的静态情况(如图中点划线所示). 因此阶跃调制情况下, 原子上能级占据数随时间的演化不仅与上能级与能带带边的相对位置 δ 有关, 更依赖于原子与光子晶体能带带边相对位置发生改变即阶跃调制发生的时刻. 调制发生时刻不同, 调制后原子上能级占据数随时间的演化也不同.

3.3 三角函数周期调制

若取频率调制时间函数 $f(t) = \beta \cos(\alpha\beta t + \varphi_0)$, 则光子晶体能带带边频率 ω_c 随时间作三角函数周期变化

$$\omega_c(t) = \omega_{c0} + \beta \cos(\alpha\beta t + \varphi_0), \quad (13)$$

三角函数变化的幅度为 β , α 为三角函数变化的角频率, φ_0 为初相位. 原子的跃迁频率仍为 $\omega_1 = 99\beta$, 频率 ω_{c0} 满足关系 $\omega_{c0} = 99\beta$, 当光子晶体能带带边随时间按(13)式变化时, 原子上能级与光子晶体能带带边的相对位置 δ 也随时间变化, 并满足下式:

$$\delta = \omega_1 - \omega_c(t) = -\beta \cos(\alpha\beta t + \varphi_0). \quad (14)$$

根据(14)式, δ 的取值范围为 $[-\beta, \beta]$, 对应原子上能级在靠近光子晶体能带带边的禁带和导带之间反复周期性变化.

由前文第2节可知, 光子晶体环境对原子自发辐射有抑制作用, 抑制作用的强弱与相对位置 δ 有关, 随着原子上能级由禁带深处变化到导带深处, 原子自发辐射受到的抑制作用逐渐减弱, 上能级占据数的衰减加剧(如图2所示). 图4(a), (b)展示了

当(13)式和(14)式中 φ_0 皆取为0而调制频率 α 分别取为 $\pi/10$ 和 $\pi/5$ 时, 二能级原子上能级占据数随时间的演化情况. 图4(a), (b)中, 除开始的一小段时间外, 占据数的演化主要表现为准周期振荡, 且振荡频率与 ω_c 的调制频率趋于一致. 当能带带边 ω_c 在 $[98\beta, 100\beta]$ 内连续周期性变化时, 原子的跃迁频率 ω_1 仍为 99β , 在 ω_c 从 100β 减小为 98β 过程中, 原子上能级从禁带逐渐变化到导带, 自发辐射所受到的抑制作用逐渐减弱, 导致占据数持续衰减; 而在 ω_c 又从 98β 逐渐增加到 100β 过程中, 自发辐射受到的抑制作用逐渐增强, 考虑到局域模式的存在, 这种增强有助于原子对局域场光子的吸收, 因此出现了占据数持续增加的情况. 于是, 随着 ω_c 在 $[98\beta, 100\beta]$ 内作周期变化, 原子占据数作准周期振荡, 且振荡频率与调制频率趋于一致. 比较图4(a)和(b)可以发现, 图4(a)中占据数的振荡频率更接近于 ω_c 的调制频率. 进一步对调制频率 α 取为其他值的情况研究发现, α 越小频率一致性就越高. 这种现象的原因应该是, α 越小 ω_c 变化越缓慢, 即光子晶体库环境变化的越缓慢, 占据数的变化跟得上 ω_c 的变化, 较易出现步调一致现象.

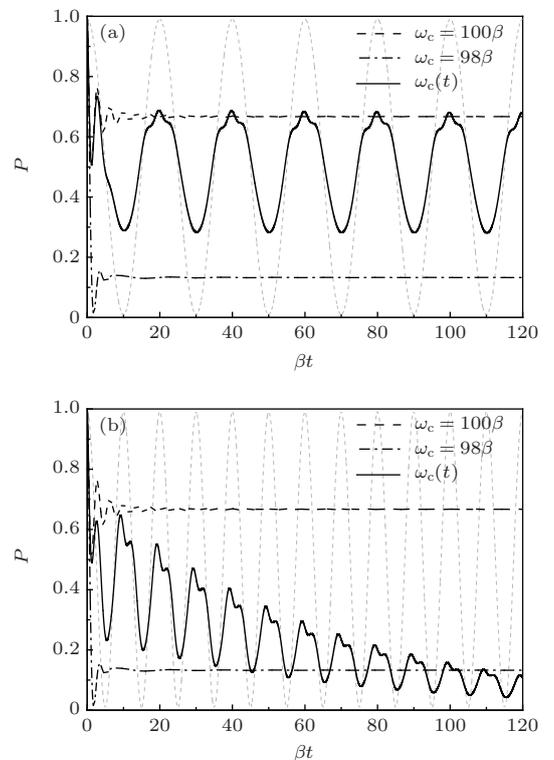


图4 ω_c 受三角函数周期调制时原子上能级占据数随时间的演化(实线), 调制频率分别为(a) $\pi/10$; (b) $\pi/5$. ω_c 取为常数 100β (虚线)和 98β (点划线)两种静态情形下占据数随时间的演化. 短虚线为调制函数示意图

比较图 4(a) 和 (b), 图 4(b) 中占据数总体衰减显著较快. 图 4(a) 中的占据数总体衰减则较为缓慢, 当把考察占据数演化情况的时间从图中的 $120/\beta$ 延长到 $600/\beta$ 时, 可清晰的观察到图 4(a) 中占据数的总体衰减. 从图 4(a), (b) 可以看出, 三角函数调制会导致原子上能级占据数作总体衰减的准周期振荡. 占据数总体衰减的快慢程度与调制频率有关 (比较图 4(a) 和 (b) 可以看出). 随着 ω_c 在区间 $[98\beta, 100\beta]$ 上作周期变化, 频率处于区间 $(98\beta, 100\beta)$ 上的缀饰态也就在禁带和导带之间来回变化, 每次从禁带变到导带, 其上的占据数衰减, 使一部分原子能量转变为传输场能量传播出去, 导致原子能量的损失. 由于此过程反复发生, 导致原子能量不断损失, 从而占据数随时间出现了总体衰减的现象. 这些缀饰态位于禁带时其上的占据数越多, 则它们变化到导带后因转化为传输场而丧失掉的原子能量也越多, 这会使占据数总体衰减得更快. 图 4(b) 相较于图 4(a) 之所以占据数总体衰减得更快就是这个原因.

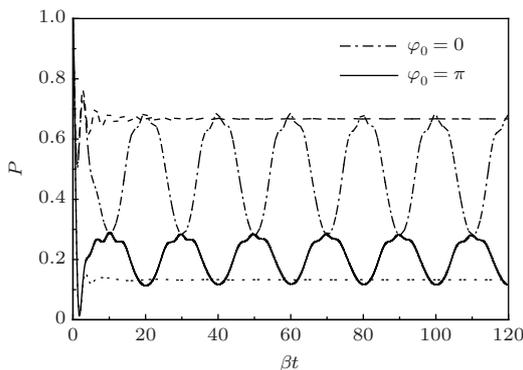


图 5 调制频率 α 取为 $\pi/10$ 、 φ_0 取为 π 时占据数随时间的演化 (实线). 相同调制频率、 φ_0 取为 0 时的占据数曲线 (点划线). ω_c 取为常数 100β (虚线) 和 98β (点划线) 两种静态情形下占据数曲线

下面讨论调制初相位 φ_0 对占据数演化的影响. 图 5 中实线展示了 α 取为 $\pi/10$ 、 φ_0 取 π 时占据数随时间的演化情况. 当 φ_0 取 π 时, ω_c 从最小值 98β 开始增加, 开始一段时间自发辐射受到的抑制作用较弱, 因此占据数有较大衰减, 并导致之后的时间里, 相对于 φ_0 取其他值的情况, 占据数准周期振荡的峰值与谷值都是最低的, 即 $\varphi_0 \in (-\pi, \pi)$ 时的占据数振荡的峰值 (谷值) 最大不超过 φ_0 取 0 时的峰值 (谷值), 最小不会低于 φ_0 取 π 时的峰值 (谷值). 这个结论对其他调制频率 α 依然成立.

当光子晶体能带带边频率受到三角函数周期

调制时, 占据数随时间作总体衰减的准周期振荡运动. 占据数的演化与带边频率的变化两者步调相近, 且调制频率越小步调一致性越高. 调制频率 α 对占据数总体衰减速度有较大影响, 总的来讲, 选择较小的调制频率更容易获得较慢的占据数总体衰减速度. 三角函数周期调制的初位相 φ_0 对占据数随时间演化的主要性质没有明显影响, 它主要是影响占据数初始一段时间的演化情况, 从而影响到之后占据数作准周期振荡的峰值与谷值, $\varphi_0 \in (-\pi, 0) \cup (0, \pi)$ 时占据数振荡的峰值 (谷值) 小于 φ_0 取 0 时的峰值 (谷值), 大于 φ_0 取 π 时的峰值 (谷值). 通过控制调制频率和初相位, 我们可以方便的控制原子占据数的演化.

4 结 论

本文主要研究了动态各向同性光子晶体中二能级原子自发辐射的性质, 主要讨论了光子晶体能带带边频率随时间作阶跃调制和三角函数周期调制两种情况下, 原子上能级占据数随时间的演化特性. 与静态光子晶体中二能级原子自发辐射性质不同, 当光子晶体能带带边频率随时间作阶跃调制时, 原子上能级占据数随时间的演化不仅与上能级与能带带边的相对位置 δ 有关, 更依赖于原子与光子晶体能带带边相对位置发生改变即阶跃调制的时刻. 调制时刻不同, 调制后原子上能级占据数随时间的演化也不同. 当光子晶体能带带边频率 ω_c 受到三角函数周期调制时, 二能级原子上能级占据数随时间作总体衰减的准周期性振荡, 并在开始的一段时间之后, 振荡频率接近调制频率. 通过选择不同的调制频率, 可调控原子上能级占据数的总体衰减速度, 使之衰减得非常缓慢, 在较长时间里几乎作等振幅准周期性振荡; 也可使之迅速衰减, 占据数在较短时间里趋近于 0 值. 调制初相位对占据数的演化也有影响, 选择不同的初相位可以调控原子占据数作准周期振荡的峰值与谷值大小. 这些结果对调控原子内态, 控制荧光谱线, 以及以后研究原子群在光子晶体中的共振荧光有积极作用.

参考文献

- [1] Purcell E M 1946 *Phys. Rev.* **69** 681
- [2] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059

- [3] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [4] Tarhan I I, Watson G H 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 315
- [5] John S 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 2169
- [6] John S, Wang J 1991 *Phys. Rev. B* **43** 12772
- [7] John S, Wang J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2418
- [8] Zhu S Y, Chen H, Huang H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 205
- [9] John S, Quang T 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1764
- [10] Quang T, Woldeyohannes M, John S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5238
- [11] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043809
- [12] Lin Z X, Xie S Y, Yang Y P, Feng W G, Wu X 1999 *Acta. Phys. Sin.* **48** 603 (in Chinese)[林志新, 谢双媛, 羊亚平, 冯伟国, 吴翔 1999 物理学报 **48** 603]
- [13] Xie S Y, Lin Z X, Yang Y P, Wu X 1999 *Acta. Phys. Sin.* **48** 1459 (in Chinese)[谢双媛, 林志新, 羊亚平, 吴翔 1999 物理学报 **48** 1459]
- [14] Xie S Y, Yang Y P, Wu X 2001 *Eur. Phys. J. D* **13** 129
- [15] Wang X H, Gu B Y 2005 *Physics* **34** 18 (in Chinese) [王雪华, 顾本源 2005 物理 **34** 18]
- [16] Zhang Y H, Qiu X J, Li H Q, Chen H 2001 *Physics* **30** 616 (in Chinese) [张拥华, 仇欣杰, 李宏强, 陈鸿 2001 物理 **30** 616]
- [17] Zhou C Z, Xiong Z G, Li Z Y 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 094201
- [18] Xia J B 2003 *Physics* **32** 693 (in Chinese) [夏建白 2003 物理 **32** 693]
- [19] Jia T Q, Chen H, Li H Q, Li R X, Xu Z Z 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 456 (in Chinese)[贾天卿, 陈鸿, 李宏强, 李儒新, 徐至展 2002 物理学报 **51** 456]
- [20] Wu K, Wei T B, Lan D, Zheng H Y, Wang J X, Luo Y, Li J M 2014 *Chin. Phys. B* **23** 028504
- [21] Liu J T, Zhou Y S, Wang F H, Gu B Y 2005 *Chin. Phys.* **14** 2474
- [22] Liu S Y, Du J J, Lin Z F, Wu R X, Chui S T 2008 *Phys. Rev. B* **78** 155101
- [23] Figotin A, Godin Y A, Vitebsky I 1998 *Phys. Rev. B* **57** 2841
- [24] Chelnokov A, Rowson S, Lourtioz J M, Duvillaret L 1998 *Electron. Lett.* **34** 1965
- [25] Busch K, John S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 967
- [26] Halevi P, Ramos-Mendieta F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1875
- [27] Ozaki R, Matsui T, Ozaki M, Yoshino K 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 3593
- [28] Xu C, Hu X H, Li Y Z, Liu X H, Fu R T, Zi J 2003 *Phys. Rev. B* **68** 193201
- [29] Law C K, Zhu S Y, Zubariry M S 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4095
- [30] Pisipati U, Almakrami I M, Joshi A, Serna J D 2012 *Am. J. Phys.* **80** 612
- [31] 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]
- [32] Yang Y P, Xu J P, Li G X, Chen H 2004 *Phys. Rev. A* **69** 053406
- [33] 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]
- [34] Kofman A G, Kurizki G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 270405
- [35] Linington I E, Garraway B M 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 3383
- [36] Linington I E, Garraway B M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033831

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

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 30 November 2013; revised manuscript received 7 January 2014)

Abstract

The spontaneous emission of a two-level atom, located in an isotropic photonic crystal with dynamically modulated photonic band edge, has been studied. When the photonic band edge is modulated with step functions or triangle functions, the evolution of atomic population on the upper level has been discussed. When the photonic band edge is modulated with step functions, the dynamics of atomic population depends not only on the detuning value of the atomic transition frequency from the band edge, but also on the time point of stepping. With the different time point of stepping, the dynamics of atomic population after stepping is different. When the photonic band edge is modulated with triangle functions, the atomic population oscillates quasi-periodically while decaying in general. The oscillation frequency, peak and valley values, and the decaying rate of oscillation can be modulated by choosing the frequency and initial phase of triangle functions.

Keywords: photonic crystal, dynamically, two-level atom, spontaneous emission

PACS: 42.50.Pq, 32.80.Qk

DOI: [10.7498/aps.63.094205](https://doi.org/10.7498/aps.63.094205)

* 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 (NKBRFC) (Grant Nos. 2011CB922203, 2013CB632701).

[†] Corresponding author. E-mail: 1110477@tongji.edu.cn