第 54 卷 第 5 期 2005 年 5 月
1000-3290/2005/54(05)/2059-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.54, No.5, May, 2005
©2005 Chin. Phys. Soc.

低频强场作用下三维光子晶体中二能级原子的自发辐射性质*

谭 荣 李高翔
(华中师范大学物理科学与技术学院,武汉 430079)

(2004 年 6 月 8 日收到;2004 年 9 月 17 日收到修改稿)

研究了处于三维光子晶体中,且在强相干的低频场的驱动下的单个二能级原子的自发辐射性质.由于低频场的影响,使得原子产生了在跃迁过程中吸收或发射一个低频光子的衰减渠道.这些跃迁导致了自发辐射的量子干涉,再加上光子晶体能带带边的作用,自发辐射被显著抑制.原子的布居俘获依赖于原子上能级与能带带边的相对位置,低频场的频率和原子不同跃迁通道间的相对跃迁强度.

关键词:光子晶体, 二能级原子, 自发辐射
PACC:4250, 4270, 3280

1. 引 言

自发辐射是量子信息的存储和传播、高频激光器及量子加密等现代量子光学新发现的主要限制因素之一.量子光学的一个重要课题就是探讨抑制自发辐射的方法.近年一些研究表明,原子中不同跃迁通道之间的量子干涉可以导致许多新的现象,如无粒子数反转光放大[1—3],光谱变化[4,5],自发辐射相消[6,7]等.最近 Evers 和 Keitel[8,9]提出了一种有效的降低二能级原子系统中自发衰变的方法,一个强相干的低频场作用于单个二能级原子,此场的频率低于原子跃迁的整个衰减宽度,用来产生由上能级到下能级原子态的不同衰减通道,从而导致自发辐射的量子干涉,抑制了自发辐射.另一方面:在光学和固体物理领域,光子晶体引起了人们很大的兴趣[10,11].光子晶体是一种具有光子能带和能隙的新材料,频率处于能隙的电磁波向各个方向传播将被禁止[12,13],这样在光子晶体中原子自发辐射的能量就有可能被限制在原子周围,导致光场的局域化[14].这提供了改变和控制原子自发辐射的另外一种方法.关于处于光子晶体中的原子的自发辐射,已经发现了许多由于能带带边的影响而产生的有趣现象,如光子-原子束缚态的出现[15],自发辐射的相干控制[16],量子干涉加强[17],布居数准周期性振荡[18—21]等.本文考虑了处于三维光子晶体中的单个二能级原子,若原子的跃迁频率接近带边频率,且存在一个强相干的低频场作用于原子时,不同跃迁通道之间的量子干涉效应和光子晶体的带边效应对原子自发辐射的影响,讨论了原子布居数随时间的演化.本文给出系统模型和理论推导与计算,并给出了 t 时刻系统的态矢的解;讨论了原子布居数随时间的变化情况,发现由于不同跃迁之间的量子干涉效应与光子能隙的共同影响,自发辐射能被更有效地抑制.

2. 模型及理论推导

考虑处于三维光子晶体中的一个二能级原子的自发辐射.假定该二能级原子的跃迁频率 ω_a 靠近能带带边频率 ω_c,且光子的禁带宽度足够大以致于可以忽略下能带的影响.同时一个强的相干低频场作用于原子,使得原子不仅在真空辐射场的作用下可以衰减到基态,而且由于低频场的影响,在原子的衰减过程中,原子可以吸收或发射一个或多个低频光子而衰减到基态.这就是说,低频场使得原子产生了从上能态到下能态的不同的衰减通道,导致在真空辐射场的作用下发生从多重上态衰减到共同的基

* 国家自然科学基金(批准号:10204009)和教育部优秀青年教师计划资助的课题.

态. 多重态中相邻态的间隔是低频场的频率,而低频场的频率低于原子的衰减宽度,所以多重上态比较靠近,体系就可能出现不同跃迁通道之间的量子干涉现象. 而且原子的跃迁频率比低频场的拉比频率大得多,驱动场的频率足够低,这样原子与低频场的高阶多光子共振作用可以忽略.

为简单起见,我们仅考虑原子跃迁中最多有一个低频光子被交换. 正如文献[8,9]所指出的,即使只考虑原子跃迁中最多只有一个低频光子被交换,不同跃迁通道之间的量子干涉效应仍然很明显. 在相互作用绘景中系统的相互作用哈密顿量写为

$$H_1^1 = \sum_k \{g_k^{(0)*} a_k \sigma_+^{(0)} \exp(\mathrm{i}\delta_k t) + g_k^{(-1)*} a_k \sigma_+^{(-1)} \times \exp[\mathrm{i}(\delta_k - \bar{\omega})t] + g_k^{(+1)*} a_k \sigma_+^{(+1)} \times \exp[\mathrm{i}(\delta_k + \bar{\omega})t] + h.c.\}, \quad (1)$$

式中 $\bar{\omega}$ 为低频场的频率; $\sigma_+^{(m)} = \sum_{n=0}^{\infty} |e, n+m\rangle\langle g, n|$ $(m = 0, \pm)$ 为原子上升算符; a_k^+ (a_k) 表示电磁场中第 k 个模式的产生(湮没)算符,其频率为 ω_k; $\delta_k = \omega_a - \omega_k$ 为原子跃迁频率与辐射场中第 k 个模式的频率之间的失谐量; g_k 是辐射场中第 k 个模式与原子跃迁之间的耦合系数,且 $g_k = \frac{\omega_a d}{\hbar}\left(\frac{\hbar}{2\varepsilon_0 \omega_k V_0}\right)^{1/2} \boldsymbol{e}_k \cdot \boldsymbol{u}$,这里 d 和 $\boldsymbol{u}$ 分别为原子跃迁偶极矩的大小和方向单位矢量; V_0 是量子化体积; $\boldsymbol{e}_k$ 表示电磁模 k 两个偏振方向的单位矢量. 从方程(1)知,系统可被有效地看作具有一个基态 $|g\rangle$ 和三个上态 $\sigma_+^{(m)}|g\rangle$ $(m = 0, \pm 1)$[8],在半经典近似下,可以证明三个上态相互正交[8,9].

对于所考虑的自发发射过程, t 时刻原子-场耦合系统的态矢为

$$|\psi(t)\rangle = E^{(+1)}(t)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\bar{\omega} t}\sigma_+^{(+1)}|g\rangle|0\rangle + E^{(-1)}(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\bar{\omega} t}\sigma_+^{(-1)}|g\rangle|0\rangle + E^{(0)}(t)\sigma_+^{(0)}|g\rangle|0\rangle + \sum_k E_k(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\delta_k t}a_k^+|g\rangle|0\rangle. \quad (2)$$

在三维光子晶体的能带带边频率 ω_c 附近,对于方向靠近 k_0^i $(i = 1, 2, \cdots, 8)$ 之一的 k 的色散关系可近似表示为[20]

$$\omega_k = \omega_c + A_c |\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_0^i|^2, \quad (3)$$

其中 ω_c 是能带带边的截止频率, A_c 是常数.

将(1)和(2)式代入薛定谔方程,可得振幅 $E^{(+1)}(t)$, $E^0(t)$, $E^{(-)}(t)$ 和 $E_k(t)$ 对时间的一阶导数方程

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E^{(+1)}(t) = -\mathrm{i}\bar{\omega} E^{(+1)}(t) - \mathrm{i}\sum_k g_k^{(+1)*}E_k(t),$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E^{(-1)}(t) = \mathrm{i}\bar{\omega} E^{(-1)}(t) - \mathrm{i}\sum_k g_k^{(-1)*}E_k(t),$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E^{(0)}(t) = -\mathrm{i}\sum_k g_k^{(0)*}E_k(t),$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E_k(t) = \mathrm{i}\delta_k E_k(t) - \mathrm{i}[g_k^{(+1)}E^{+1}(t) + g_k^{(-1)}E^{(-1)}(t) + g_k^{(0)}E^{(0)}(t)]. \quad (4)$$

先对方程组(4)中第四个方程进行积分,并将其代入前三个方程,然后利用拉普拉斯变换求解,可得振幅 $E^{(m)}(t)$ $(m = 0, \pm 1)$ 的拉普拉斯变换 $E^{(m)}(s)$ $(m = 0, \pm 1)$:

$$E^{(0)}(s) = \frac{s^2 + \bar{\omega}^2 + 2\alpha^2 s\Gamma}{s(s^2 + \bar{\omega}^2) + [(1 + 2\alpha^2)s^2 + \bar{\omega}^2]\Gamma},$$

$$E^{(-1)}(s) = \frac{-\alpha(s + \mathrm{i}\omega)\Gamma}{s(s^2 + \bar{\omega}^2) + [(1 + 2\alpha^2)s^2 + \bar{\omega}^2]\Gamma},$$

$$E^{(+1)}(s) = \frac{-\alpha(s - \mathrm{i}\omega)\Gamma}{s(s^2 + \bar{\omega}^2) + [(1 + 2\alpha^2)s^2 + \bar{\omega}^2]\Gamma}, \quad (5)$$

这里,我们已经假定系统的初始条件为 $E^{(0)} = 1$, $E^{(\pm 1)} = 0$,即初始时刻没有低频场,原子处于上态. 并且参数 $\alpha = g_k^{(\pm 1)}/g_k^{(0)}$,表征了跃迁 $|g, n\rangle \leftrightarrow |e, n\rangle$ 的耦合强度与 $|g, n\rangle \leftrightarrow |e, n \pm 1\rangle$ 的耦合强度之间的相对强度;

$$\Gamma = \sum_k \frac{|g_k^{(0)}|^2}{s - \mathrm{i}\delta_k} = -\frac{\mathrm{i}\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c} + \sqrt{-\delta - \mathrm{i}s}},$$

其中 $\delta = \omega_a - \omega_c$,

$$\beta^{3/2} = \frac{\omega^2 d^2}{8\pi\varepsilon_0 \hbar A_c^{3/2}}\left(\sum_{i=1}^{8}\sin^2\theta_i\right),$$

θ_i 是原子偶极矩与 k_0^i 之间的夹角. 这里 $\sqrt{-\mathrm{i}s - \delta}$ 的相角在 Γ 的计算过程中已经被定义为

$$-\frac{\pi}{2} < \arg(\sqrt{-\mathrm{i}s - \delta}) < \frac{\pi}{2}.$$

振幅 $E^{(m)}(t)$ $(m = 0, \pm 1)$ 可以由拉普拉斯反演求得

$$E^{(m)}(t) = \frac{1}{2\pi\mathrm{i}}\int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} E^{(m)}(s)\mathrm{e}^{st}\mathrm{d}s, \quad (6)$$

这里选取的 σ 必须使复平面上的直线 $s = \sigma$ 在所有奇点(极点和支点)的右边. 为了计算上述积分,必须知道有多少个极点及性质. 经过繁琐的计算可知,这里所涉及的极点包括:

1)方程

$$G(x) = s(s^2 + \bar{\omega}^2) - \mathrm{i}\beta^{3/2}\frac{(1+2\alpha^2)s^2 + \bar{\omega}^2}{\sqrt{\omega_c} + \sqrt{-\mathrm{i}s - \delta}} = 0$$

在区域($\mathrm{Im}(s) > \delta$ 或 $\mathrm{Re}(s) > 0$)范围内的根.

2)方程

$$H(s) = s(s^2 + \bar{\omega}^2) - \mathrm{i}\beta^{3/2}\frac{(1+2\alpha^2)s^2 + \bar{\omega}^2}{\sqrt{\omega_c} - \mathrm{i}\sqrt{\mathrm{i}s + \delta}} = 0$$

在区域($\mathrm{Im}(s) < \delta$ 且 $\mathrm{Re}(s) < 0$)范围内的根.通过数值计算可知,最少有两个根,最多有三个根存在.我们将这些根分为虚部大于 δ 的纯虚根 s 和实部为负并且虚部小于 δ 的复数根 s 两类.这些根的数目和性质依赖于相对跃迁强度 α,低频场的频率 $\bar{\omega}$,原子的跃迁频率 ω_a 与带边频率 ω_c 之间的失谐量 δ.这是因为仅考虑原子跃迁过程中最多有一个低频光子被交换,且只有三个上能级 $\sigma_+^{(m)}|g\rangle|\{0\}\rangle(m=0,\pm1)$.由于光子晶体的带边效应和三个跃迁渠道间的量子相干效应,原子与原子辐射场之间强的相互作用导致了依赖于 δ,$\bar{\omega}$ 和 α 的两个或三个修饰态的形成,且每个修饰态均由三个上能态所组成.对于纯虚根解析证明可知:当 $\delta < -\bar{\omega}$ 时,有三个纯虚根 $x_j^{(1)} = \mathrm{i}b_j^{(1)}\ (j=1,2,3)$,分别处于 $-\bar{\omega} < b_1^{(1)} < -\frac{\bar{\omega}}{\sqrt{1+2\alpha^2}}$,$0 < b_2^{(1)} < \frac{\bar{\omega}}{\sqrt{1+2\alpha^2}}$ 和 $b_3^{(1)} > \bar{\omega}$ 区域内;当 $-\bar{\omega} \leqslant \delta < \frac{\bar{\omega}}{\sqrt{1+2\alpha^2}}$ 时,有二个纯虚根 $x_j^{(1)} = \mathrm{i}b_j^{(1)}\ (j=1,2)$,分别处于 $\max(0,\delta) < b_1^{(1)} < \frac{\bar{\omega}}{\sqrt{1+2\alpha^2}}$ 和 $b_2^{(1)} > \bar{\omega}$ 区域内;当 $\frac{\bar{\omega}}{\sqrt{1+2\alpha^2}} \leqslant \delta < \frac{1+2\alpha^2}{\sqrt{\omega_c}}$ 时,只有一个纯虚根 $x_1^{(1)} = \mathrm{i}b_1^{(1)}$ 在 $b_1^{(1)} > \max(\bar{\omega},\delta)$ 范围内;当 $\delta \geqslant \frac{1+2\alpha^2}{\sqrt{\omega_c}}$ 时,没有纯虚根.我们利用计算结果,并根据根的数目和性质,在($\bar{\omega}$,δ)平面上画出了当 $\omega_c = 100\beta$ 时的六条曲线,得到七个区域(如图 1 所示):在区域Ⅰ中,有三个纯虚根;在区域Ⅱ中以及区域Ⅰ与Ⅱ的交线上,存在两个纯虚根;在区域Ⅲ中以及区域Ⅱ与Ⅲ的交线上,存在两个纯虚根和一个复数根;在区域Ⅳ中以及区域Ⅲ与Ⅳ的交线上,存在一个纯虚根和一个复数根;在区域Ⅴ中以及区域Ⅳ与Ⅴ的交线上,有一个纯虚根和两个复数根;在区域Ⅵ中以及区域Ⅴ与Ⅵ的交线上,存在两个复数根;在区域Ⅶ中以及区域Ⅵ与Ⅶ的交线上,有三个复数根存在.假设根的虚部为 b,则与此对应频率为 $\omega_a - b$.如果 $\omega_a - b < \omega_c$,则该频率处于能隙中,对应的缀饰态将代表一个局域模式,如果 $\omega_a - b > \omega_c$,则该频率处于能带中,相应的缀饰态代表传输模式.在后面的讨论中,可以看到这些根的性质直接影响上能级布居数的性质.

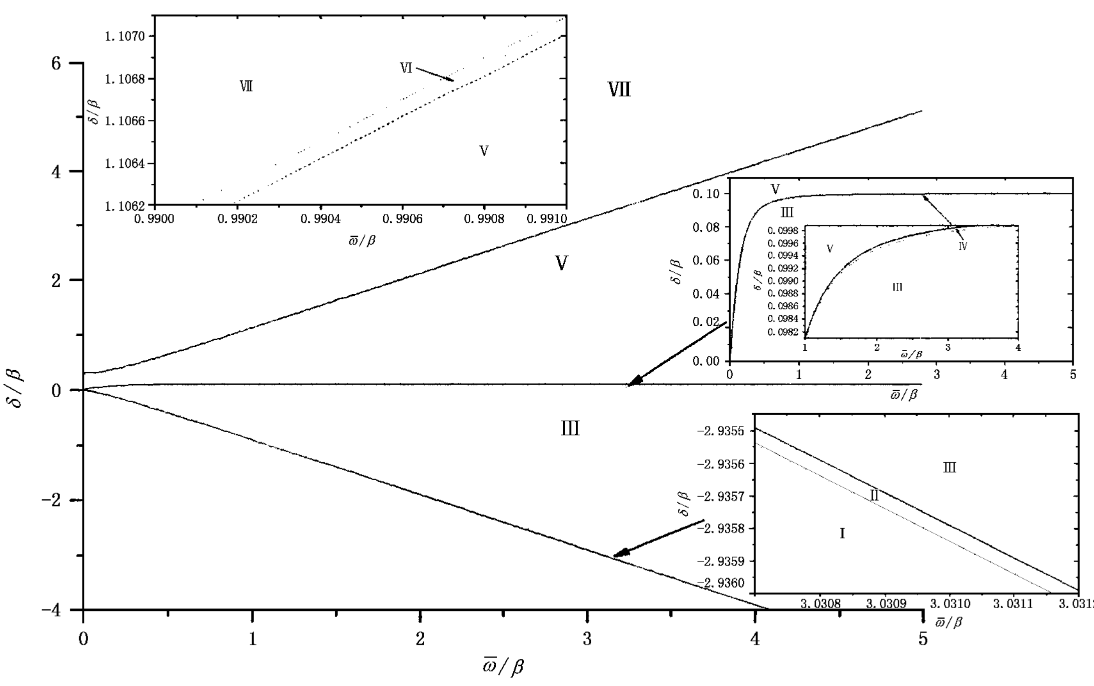

图 1　$\omega_c = 100\beta$,跃迁偶极矩相互垂直,根分布区域

3. 上能态布居数的讨论

我们主要讨论三个上能态 $\sigma_+^{(m)}|g\rangle (m=0,\pm 1)$ 中粒子数布居 $P^{(m)}(t)=|E^{(m)}(t)|^2$ 和总的布居数 $P(t)=\sum_{m=-1}^{1}P^{(m)}(t)$随时间的变化情况.

图2画出了对于不同的 α,上能态布居数 $P^{(m)}(t)$和总的布居数 $P(t)$随时间的演化,这里原子跃迁频率 ω_a 与带边频率 ω_c 之间的失谐量 $\delta=0.5\beta$,低频场的频率 $\bar{\omega}=0.5\beta$.当 $\alpha=0.5$,1.0或2.0时,存在一个纯虚根 $x_1^{(1)}=\mathrm{i}b_1^{(1)}$ 和两个复数根 $x_j^{(2)}=a_j^{(2)}+\mathrm{i}b_j^{(2)}(j=1,2)$,即存在与纯虚根对应的一个不随时间衰减的缀饰态和与复数根对应的两个随时间衰减的缀饰态.由数值计算,我们知道 α 越大,光子晶体能带内的两修饰态的频率 $\omega_a-b_j^{(2)}(j=1,2)$越靠近原子的跃迁频率 ω_a,同时能带内的修饰态与能隙中的修饰态之间的能级分裂变大.因此 α 越大,振荡频率 $|b_1^{(2)}-b_2^{(2)}|$越小,且振荡频率 $b_1^{(1)}-b_1^{(2)}\approx b_1^{(1)}-b_2^{(2)}$ 越大;上能态的布居数 $P^{(m)}(t)$和总的布居数 $P(t)$表现为一个快振荡与一个具有衰减的慢振荡的叠加(见图2).从图2,我们也发现随着 α 的增大,$P^{(\pm)}(t)$的振幅随之增大.这是因为当原子初始时刻处于它的激发态 $\sigma_+^{(0)}|g\rangle$时,自发发射一个光子衰减到基态,又重新吸收光子,同时发射或吸收一个低频光子,跳到 $\sigma_+^{(\mp 1)}|g\rangle$态.因此增加 $\sigma_+^{(\pm 1)}|g\rangle$与$|g\rangle$之间的耦合强度,布居数 $P^{(\pm)}(t)$随之增加.又因为态 $\sigma_+^{(+1)}|g\rangle$远离带边,而态 $\sigma_+^{(-1)}|g\rangle$处于带边,所以局域场的频率靠近能级 $\sigma_+^{(-1)}|g\rangle$,这导致更多的布居数将转移到 $\sigma_+^{(-1)}|g\rangle$态.

与图2不同的是,图3中我们取 $\delta=0.5\beta$,$\bar{\omega}=0.1\beta$.当 $\alpha=0.5$ 或 $\alpha=1.0$ 时,仅存在三个复数根 $x_j^{(2)}=a_j^{(2)}+ib_j^{(2)}(j=1,2,3)$,这对应着局域场消失,相应的缀饰态是衰减的传播态;当 $\alpha=2.0$ 时,和图2相似,也存在一个稳定的修饰态和两个非稳定的修饰态.从图3中看到随着低频场频率 $\bar{\omega}$ 的减小,$P(t)$的衰减显著减漫.这是因为三个不同通道间的量子干涉受 $\bar{\omega}$ 的影响,$\bar{\omega}$ 越小则量子干涉效应越明显,上能态原子布居俘获的时间越长,数量也越大.Evers 和 Keitel 研究了自由真空中,与强的低频场相互作用的二能级原子的自发辐射,他们发现只要强场的频率比原子的跃迁的整个衰减宽度小,那么原子的衰减将大大降低,这里原子处于各向异性的光子晶体中,且原子的跃迁频率靠近光子晶体上能带的带边 ω_c,从上面的分析我们知道,由于带边效应,即使三个上能级都处于能带内,也会出现没有衰减的光子-原子束缚态.量子干涉效应与带边效应的共同作用导致上能态原子布居俘获的时间比真空中要长,俘获数量也比真空中要大.

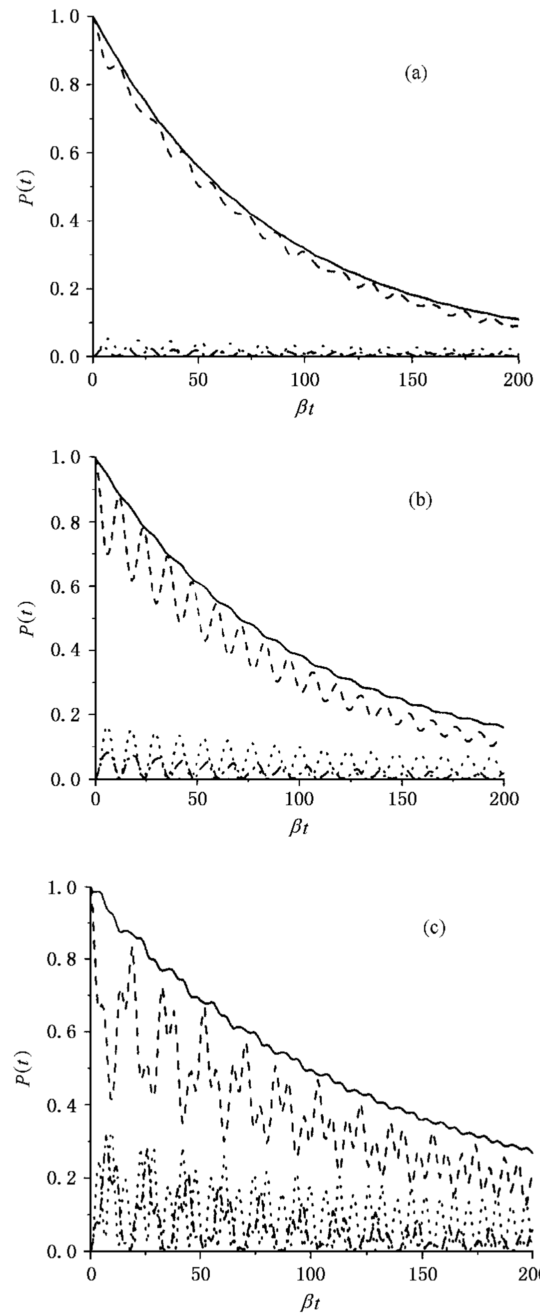

图2 原子布居数 $p^{(m)}(t)(m=0,\pm 1)$和 $p(t)$随时间的演化.$\delta=0.5\beta$,$\bar{\omega}=0.5\beta$,(a)$\alpha=0.5$;(b)$\alpha=1.0$;(c)$\alpha=2.0$;…为 $p^{(0)}(t)$;……为 $p^{(-1)}(t)$;——为$p(t)$;---为 $p^{(+1)}(t)$

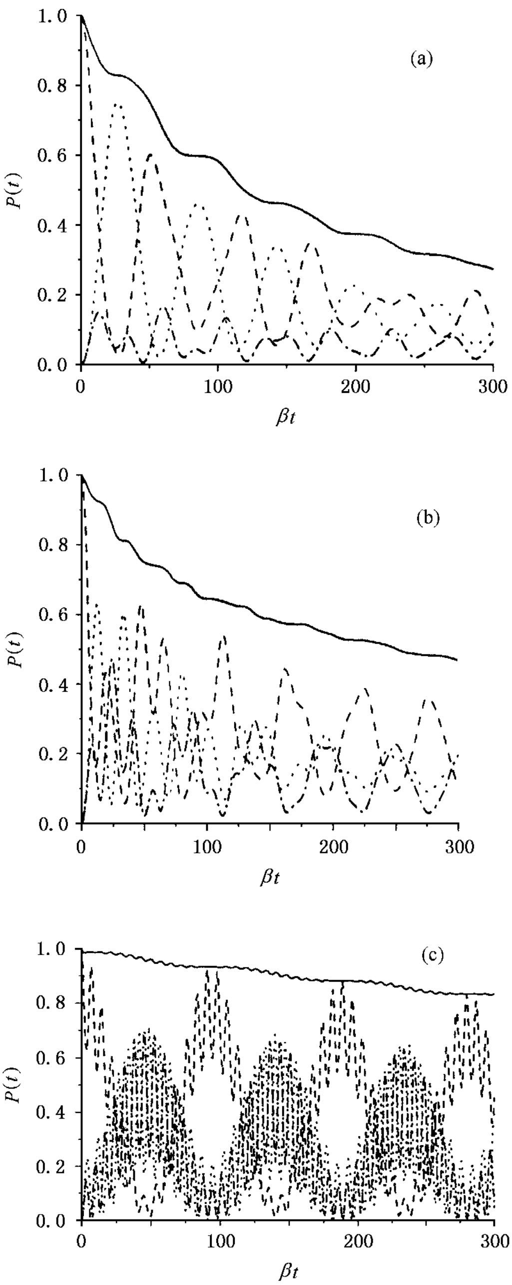

图 3　原子布居数 $p^{(m)}(t)$ $(m=0,\pm1)$ 和 $p(t)$ 随时间的演化. $\delta=0.5\beta$, $\bar{\omega}=0.1\beta$, (a) $\alpha=0.5$; (b) $\alpha=1.0$; (c) $\alpha=2.0$. 图注同图 2

接下来,考虑原子跃迁频率 ω_a 与带边频率 ω_c 之间的失谐量 δ 对 $P^{(m)}(t)$ 和 $P(t)$ 随时间演化的影响(见图 4). 这里参数 $\bar{\omega}$ 和 α 被选择为 $\bar{\omega}=0.1\beta$, $\alpha=1.0$. 当 $\delta=0.3218\beta$ (在图 1 区域Ⅵ中)和 $\delta=0.59527\beta$ (在图 1 区域Ⅶ中)时,三个上能级 $\sigma_+^{(m)}|g\rangle$ $(m=0,\pm1)$ 都处于能带内,局域模式消失,而仅存在与复数根相应的传输模式. 区域Ⅵ中含有两个传输模式,且区域Ⅶ中含有三个传输模式. 传输场修饰原子形成随时间衰减的缀饰态. 准缀饰态在区域Ⅵ中很强,以至于不能被忽略. 这些缀饰态与准缀饰态之间(见图 4(a),对应区域Ⅵ)或缀饰态之间(见图 4(b),对应区域Ⅶ)的量子干涉引起布居数随时间做振幅衰减的准周期性运动. 比较图 4(a)与图 4(b),可以看到区域Ⅵ中布居数的衰减慢于区域Ⅶ中布居数的衰减,原因是准缀饰态的衰减比传播态的衰减慢. 由于在这两个区域中局域模式不存在,准缀饰态和传播态随时间衰减为零,因此当时间趋于无穷时,原子上能级的布居数将衰减为零. 当 $\delta=0.23028\beta$ (在图 1 区域Ⅴ中),三个上能级 $\sigma_+^{(m)}|g\rangle$ $(m=0,\pm1)$ 也都处于能带内,但此时存在一个局域模式和两个传输模式. 由局域模式产生一个没有衰减的修饰态,由传输模式产生两个随时间衰减的修饰态. 当时间趋于无穷时,只有不随时间衰减的缀饰态仍对布居数有贡献,布居数 $P^{(m)}(t)$ 和 $P(t)$ 各自趋于常数,导致部分稳态原子永远居于激发态(见图 4(c)). 当 $\delta=-0.32864\beta$ (在图 1 区域Ⅰ中)时,三个上能级 $\sigma_+^{(m)}|g\rangle$ $(m=0,\pm1)$ 都处于能隙中,与三个纯虚根相应的缀饰态是三个无衰减的光子-原子束缚态,即局域场中有三个局域模式,这三个缀饰态之间的量子干涉导致上能级布居数一直保持周期性振荡,不随时间衰减(见图 4(d)). 从图 4,可以看到随着失谐量 δ 的减小,布居俘获的数量增加,即表明自发辐射被更有效地抑制了.

4. 结　　论

我们研究了处于三维光子晶体中,且在强相干的低频场的驱动下的二能级原子的自发辐射性质. 除了通常发射一个光子到真空场,由激发态跃迁到基态的衰减渠道外,由于低频场的影响,使得原子产生了在跃迁过程中吸收或发射一个低频光子的衰减渠道. 因此我们所研究的系统可被看作具有三个上能级和一个下能级. 我们发现与只有量子干涉效应[8,9]或只有带边效应[22]的影响相比,量子干涉效应与带边效应的联合影响能更有效地抑制单个二能级原子的自发辐射;且这里最少存在两个修饰态,最多存在三个修饰态;局域模式和传输模式的数目依赖于原子跃迁的频率 ω_a 与光子能带带边频率 ω_c 之间的失谐量 δ,相对跃迁强度 α 及低频场的频率 $\bar{\omega}$. 适当改变这些参数,可实现原子上能级的完全衰减,使原子处于基态,这是因为与各向异性色散关系对应的态密度不再具有奇异性,局域模式可以消失,

准缀饰态在一定条件下会得到加强.并且自发诱导量子干涉效应对低频场的频率 $\bar{\omega}$ 和相对跃迁强度 α 是敏感的，α 越大，$\bar{\omega}$ 越小，则量子干涉效应越强.表现为上能态原子布居俘获的时间越长，数量也越大.

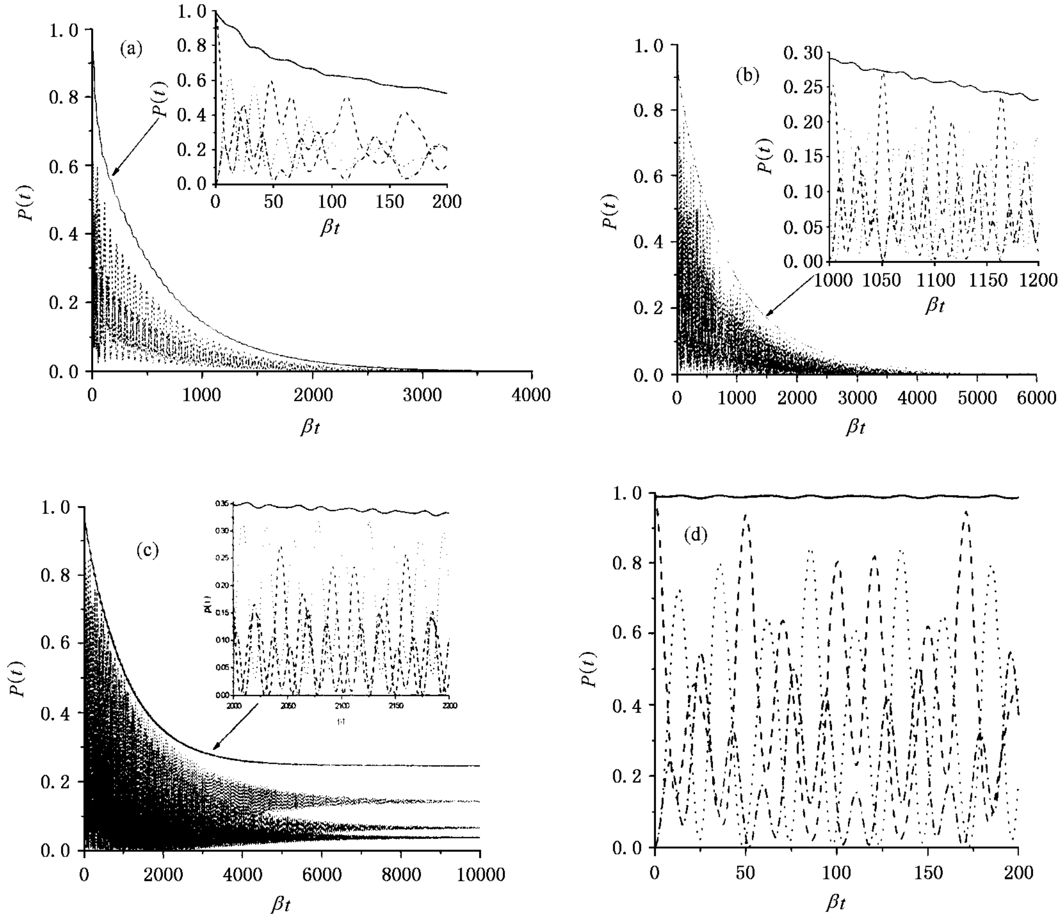

图 4 原子布居数 $p^{(m)}(t)$ ($m=0,\pm1$) 和 $p(t)$ 随时间的演化. $\alpha=1.0$, $\bar{\omega}=0.1\beta$, (a) $\delta=0.59527\beta$; (b) $\delta=0.3218\beta$; (c) $\delta=0.23028\beta$; (d) $\delta=-0.32864\beta$. 图注同图 2

[1] Harris S E 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1033
[2] Harris S E and Macklin J J 1989 *Phys. Rev.* A **40** 4135
[3] Scully M O, Zhu S Y and Gavrielids A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813
[4] Zhou P and Swain S 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3995
[5] Wu Y 2000 *Phys. Rev.* A **61** 033803
[6] Zhu S Y, Chan R C F and Lee C P 1995 *Phys. Rev.* A **52** 710
[7] Xia H R, Ye C Y and Zhu S Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1032
[8] Evers J and Keitel C H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 163601
[9] Evers J and Keitel C H 2003 arXiv: quantum-ph 0307083
[10] Du C G, Hu Z F, Hou C F and Li S Q 2001 *Chin. Phys. Lett.* **19** 338
[11] Yang Y P and Zhu S Y 2000 *Phys. Rev.* A **62** 805
[12] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
[13] Tarhan I I and Watson G H 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 315
[14] John S 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 2169
[15] Zhu S Y, Chen H and Huang H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 205
[16] Quang T, Woldeyohannes M and John S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5238
[17] Yang Y P and Zhu S Y 2000 *Phys. Rev.* A **61** 3809
[18] Ping Y P *et al*. 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 603 (in Chinese [羊亚平等 1999 物理学报 **48** 603]
[19] Yuan X S *et al* 1999 *Acta Phys. Sini.* **48** 1459 (in Chinese [谢双媛 等 1999 物理学报 **48** 1459]
[20] Xie S Y, Yang Y P and Wu X 2001 *Eur. Phys. J.* D **13** 129
[21] Li G X *et al Phys*, *Rev.* A (Revised)
[22] John S and Quang T 1994 *Phys. Rev.* A **50** 1764
[23] Zhu S Y, Li G X, Yang Y P and Li F L 2003 *Europhys. Lett.* **62** 210

Spontaneous emission properties of a two-level atom with an intense low-frequency field in a three-dimensional photonic crystal*

Tan Rong Li Gao-Xiang

(*Department of Physics*, *Huazhong Normal University*, *Wuhan* 430079, *China*)

(Received 8 June 2004; revised manuscript received 17 September 2004)

Abstract

We have investigated spontaneous emissions from a two-level atom embedded in a photonic crystal with three-dimensional dispersion relation as well as interacted with a coherent intense low-frequency field. Due to this field, additional decay channels with exchange of one low-frequency photon during an atomic transition are created, resulting in the spontaneously induced quantum interference. The spontaneous emission can be suppressed significantly because of the combinational influences of the quantum interference effect and the band edge effect. The population in the upper levels depends on the relative position of the upper level from the band edge. The frequency of the low-frequency field and the relative intensity of the coupling strength for the transitions can affect spontaneous emission from the atom.

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

PACC: 4250, 4270, 3280

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10204009) and the EYTP from the Ministry of Education of China.