

文章编号: 0258-7025(2001)11-0991-03

# 嵌于光子晶体中原子自发辐射的虚实 光子量子干涉\*

刘正东 林宇

(浙江大学物理系 杭州 310027)

**摘要** 在非旋波近似下研究嵌入光子晶体中的三能级原子的自发辐射,其中光子晶体的能带带边所处位置相对原子两个上能级不对称。在某些特定参数下,虚光子与实光子发生强烈的量子干涉。原子的辐射场出现新的局域模,原子被部分束缚在激发态。

**关键词** 光子晶体,虚光子,量子干涉

**中图分类号** O 431.2 **文献标识码** A

## Quantum Interference between Virtual and Real Photons of the Spontaneous Emission in an Atom Embedded in Photonic Band Gap Structure

LIU Zheng-dong LIN Yu

(Physics Department, Zhejiang University (Yuquan Campus), Hangzhou 310027)

**Abstract** The spontaneous emission is studied with non-rotating-wave approximation in a three-level atom embedded in a photonic band gap structure (PBGs). And the edge of the gap is not located at the center of the two upper levels. Intense quantum interference occurs between the virtual and real photons with a set of suitable parameters. A new localized field is found in the spontaneous emission field, while the atom is partly trapped in the upper levels.

**Key words** photonic band gap structure, virtual photon, quantum interference

### 1 引言

量子干涉现象在量子光学中是普遍存在而且十分重要的现象。量子系统中某些物理量在特定参数下出现相干相长或相干相消,并伴随出现一些有趣的量子态。

通常情况下,旋波近似(RWA)是一种很好的近似,非旋波近似项所对应的虚光子过程是对旋波近似实光子过程的微扰而被忽略。但是,在某些特定的参数下,虚光子过程却会与实光子过程发生强烈的量子干涉而无法被忽略。例如,原子能级的兰姆位移<sup>[1]</sup>,微激光器腔场的虚实光子量子干涉<sup>[2]</sup>等。

光子晶体<sup>[3-5]</sup>的研究越来越被人们所重视。光子晶体是一种人造的三维周期性电介质,它具有光

子能带和能隙。在光子晶体中,某些频率的电磁波被禁戒,而某些频率的电磁波可以自由传播,其中光场的色散关系以及模密度等都将发生改变。处于光子晶体中的原子的量子动力学演化行为尤其是自发辐射行为也将发生变化。

非旋波近似下的光子晶体问题<sup>[6]</sup>尚待进一步研究,本文研究一个三能级原子镶嵌于光子晶体中的自发辐射和原子布居数的演化行为,其中光子晶体的能带带边所处位置相对原子两个上能级不对称。

### 2 镶嵌于光子晶体中三能级原子的物理模型

考虑一个三能级原子镶嵌于光子晶体中,如图1所示,该原子有两个上能级 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$ ,一个下能级 $|b\rangle$ 。原子初始处于上能级 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$ 。能级 $|a_1\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间的电偶极矢量和能级 $|a_2\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间的电偶极矢量相互平行。系统的哈密顿量为

\* 国家自然科学基金(No. 10074056),浙江省自然科学基金(No. 699025)和国家 863 基金资助项目。

收稿日期:2000-07-10; 收到修改稿日期:2000-10-16

$$\hat{H} = \hbar\omega_{a_1} | a_1 \rangle \langle a_1 | + \hbar\omega_{a_2} | a_2 \rangle \langle a_2 | + \hbar\omega_b | b \rangle \langle b | + \sum_k \hbar\omega_k a_k^\dagger a_k +$$

$$i\hbar [\sum_k (g_k^{(1)} a_k | a_1 \rangle \langle b | + g_k^{(2)} a_k | a_2 \rangle \langle b | + g_k^{(1)} a_k^\dagger | a_1 \rangle \langle b | + g_k^{(2)} a_k^\dagger | a_2 \rangle \langle b |) + H.C.] \quad (1)$$

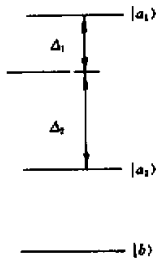


图 1 镶嵌在光子晶体中的一个三能级原子

两个上能级分别为  $| a_1 \rangle$  和  $| a_2 \rangle$ ，一个下能级为  $| b \rangle$ 。 $| a_1 \rangle$  和  $| a_2 \rangle$  到带边的距离分别为  $\Delta_1$  和  $\Delta_2$

Fig. 1 A three-level atom in a photonic band gap structure. The two upper levels,  $| a_1 \rangle$  and  $| a_2 \rangle$ , are placed asymmetrically from the band gap edge by  $\Delta_1$  and  $\Delta_2$ , respectively

其中,  $a_k^\dagger (a_k)$  表示辐射场中第  $k$  个模的产生算符和湮灭算符, 其频率为  $\omega_k$ 。原子和场的耦合常数  $g_k^{(i)} = \frac{\omega_i d_i}{\hbar} \left( \frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_k V_0} \right)^{1/2} \vec{e}_k \cdot \vec{u}_{d_i}$ , 其中  $d_i$  和  $\vec{u}_{d_i}$  分别

$$| \psi(t) \rangle = A^{(1)}(t) | a_1 \rangle | 0 \rangle + A^{(2)}(t) | a_2 \rangle | 0 \rangle + \sum_k b_{1,k} | b \rangle | 1 \rangle_k +$$

$$\sum_{k,n=1}^{\infty} [a_{n,k}^{(1)}(t) | a_1 \rangle | n \rangle_k + a_{n,k}^{(2)}(t) | a_2 \rangle | n \rangle_k + b_{n+1,k} | b \rangle | n+1 \rangle_k] \quad (4)$$

态矢量  $| a_1 \rangle | n \rangle_k$  和  $| a_2 \rangle | n \rangle_k$  表示原子分别处于上能级  $| a_1 \rangle$  和  $| a_2 \rangle$ , 光场中有  $n$  个  $k$  模的光子;  $| b \rangle | n+1 \rangle_k$  表示原子处于下能级, 光场有  $n+1$  个  $k$  模光子。其中,  $A^{(1)}(0), A^{(2)}(0) \neq 0$ , 并且  $a_{n,k}^{(1)}(0), a_{n,k}^{(2)}(0), b_{n+1,k}(0) = 0$ 。波函数  $| \psi(t) \rangle$  的演化遵循 Schrödinger 方程

$$i\hbar \frac{d}{dt} | \psi(t) \rangle = \hat{H}_I | \psi(t) \rangle \quad (5)$$

这样得到下列方程组

$$\frac{d}{dt} A^{(1)}(t) = \sum_k g_k e^{i(\omega_{a_1} - \omega_k)t} b_{1,k}(t), \quad \frac{d}{dt} A^{(2)}(t) = \sum_k g_k e^{i(\omega_{a_2} - \omega_k)t} b_{1,k}(t)$$

$$\frac{d}{dt} b_{1,k} = -g_k [e^{-i(\omega_{a_1} - \omega_k)t} A^{(1)}(t) + \sqrt{2} e^{-i(\omega_{a_1} + \omega_k)t} a_{2,k}^{(1)}(t) + e^{-i(\omega_{a_2} - \omega_k)t} A^{(2)}(t) + \sqrt{2} e^{-i(\omega_{a_2} + \omega_k)t} a_{2,k}^{(2)}(t)]$$

...  
...

$$\frac{d}{dt} a_{n,k}^{(1)}(t) = g_k [\sqrt{n+1} e^{i(\omega_{a_1} - \omega_k)t} b_{n+1,k}(t) + \sqrt{n} e^{i(\omega_{a_1} + \omega_k)t} b_{n-1,k}(t)]$$

$$\frac{d}{dt} a_{n,k}^{(2)}(t) = g_k [\sqrt{n+1} e^{i(\omega_{a_2} - \omega_k)t} b_{n+1,k}(t) + \sqrt{n} e^{i(\omega_{a_2} + \omega_k)t} b_{n-1,k}(t)]$$

$$\frac{d}{dt} b_{n+1,k}(t) = -g_k [\sqrt{n+1} e^{-i(\omega_{a_1} - \omega_k)t} a_{n,k}^{(1)}(t) + \sqrt{n+2} e^{-i(\omega_{a_1} + \omega_k)t} a_{n+2,k}^{(1)}(t) +$$

$$\sqrt{n+1} e^{-i(\omega_{a_2} - \omega_k)t} a_{n,k}^{(2)}(t) + \sqrt{n+2} e^{-i(\omega_{a_2} + \omega_k)t} a_{n+2,k}^{(2)}(t)] \quad (6)$$

与[3]中的方程组相比, 可清楚地看到虚光子过程引入了虚光子附加项  $a_{n,k}^{(1)}, a_{n,k}^{(2)}$  和  $b_{n+1,k}$  (其中,  $n \geq 1$ ), 它们分别是态矢量  $| a_1 \rangle | n \rangle_k, | a_2 \rangle | n \rangle_k$  和  $| b \rangle | n+1 \rangle_k$  的系数。可以看到方程组中的右边都

为  $| a_i \rangle \rightarrow | b \rangle$  的跃迁偶极矩的大小和方向单位矢量 ( $i = 1, 2$ ),  $V_0$  是体积,  $\vec{e}_k$  表示真空模  $k$  两个偏振方向的单位矢量,  $\epsilon_0$  是介电常数。假设  $g_k^{(1)} = g_k^{(2)} = g_k, \omega_{a_1,b}$  和  $\omega_{a_2,b}$  满足:  $|\omega_{a_1,b} - \omega_c| = \Delta_1, |\omega_c - \omega_{a_2,b}| = \Delta_2, \Delta_2(\Delta_1) \ll \omega_c$ 。与文献[4]的物理模型不同, 这里光子晶体的能带带边所处位置相对原子两个上能级不对称, 即这里的  $\Delta_1$  不等于  $\Delta_2$ 。光子晶体带隙边缘  $\omega_c$  的色散关系近似表示为<sup>[5,7]</sup>

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

在相互作用环境中, 系统的哈密顿量可写成

$$\hat{H}_I = i\hbar [\sum_k (g_k (e^{i(\omega_{a_1} - \omega_k)t} a_k | a_1 \rangle \langle b | + e^{i(\omega_{a_2} - \omega_k)t} a_k | a_2 \rangle \langle b | + e^{i(\omega_{a_1} + \omega_k)t} a_k^\dagger | a_1 \rangle \langle b | + e^{i(\omega_{a_2} + \omega_k)t} a_k^\dagger | a_2 \rangle \langle b |) + H.C.] \quad (3)$$

假定原子初始处于两个上能级  $| a_1 \rangle$  和  $| a_2 \rangle$ , 光场处于真空态。系统的波函数有如下形式

包含原子和场的耦合系数  $g_k$ 。随着  $k$  远离  $k_0$ ,  $g_k$  将不断减小, 当  $k$  远离  $k_0$  足够大时, 对应的项将对方程组的贡献趋于零。另外, 虚光子过程是围绕着实光子过程的非能量守恒的双光子快速发射和快速吸收过程, 越远离对应实光子场的虚光子过程的影响越小, 即当  $n$  足够大的时候对应的项也将趋于零。

### 3 虚实光子的量子干涉

通过对方程组(6)的数值计算, 我们可以得到原子各个能级的占据几率  $P(a_1)$ ,  $P(a_2)$  和  $P(b)$ 。当光子晶体的能带带边频率( $\omega_k$ )比较大时, 原子的自发辐射行为以及原子的态演化行为和文献[4]所描述的旋波近似下的演化行为几乎相同。但是, 当带边频率  $\omega_c$  调小到某些特定值并且其他参量有恰当匹配时, 将会出现虚光子和实光子的强烈干涉现象。例如当带边频率  $\omega_c$  为  $4.5\pi$ ,  $\Delta_1 = 0.1$ ,  $\Delta_2 = 0.8\pi$  的时候, 图2显示的原子两个上能级占据几率随时间的演化曲线具有快速振荡的现象, 这正是虚实光子产生干涉的特征<sup>[6]</sup>。图中两条曲线均从0.5以相同的恒定频率开始振荡, 初始振幅均为0.5, 但是迅速衰减, 并且两条曲线相互分离, 其中较低激发态  $|a_2\rangle$  占据几率  $P(a_2)$  的曲线向上收缩, 较高激发态  $|a_1\rangle$  占据几率  $P(a_1)$  的曲线向下收缩。它们均在  $gt$  大约为2.4的时候, 振动幅度衰减到最小, 此时  $P(a_2)$  曲线的平均值大约0.48,  $P(a_1)$  大约为0.16。然后, 这两条曲线的振动又开始恢复, 其振幅逐渐增大到0.18左右, 其平均值基本稳定在振动幅度最小时的值。两条占据几率曲线的平均值都存在着小幅度的起伏。该原子在较低激发态  $|a_2\rangle$  的占据几率的平均值一直维持在它的初始值0.5的90%以上, 对应的自发辐射几乎完全被抑制。而原子在较高激发态上  $|a_1\rangle$  的占据几率也有一定的陷禁。这表明了对应的原子自发辐射场中也出现了局域成分, 原子的上能级的占据数不会因为自发辐射的存在而完全衰减到零。

光子晶体中这个三能级原子的新的缀饰态是由虚实光子的量子干涉引起的。通常情况下, 虚光子过程可看作是对实光子过程的微扰, 其影响相当微弱, 量子系统在一般情况下均可进行旋波近似。然而, 在某些特殊的参数组条件下, 虚光子过程将与实光子过程发生强烈的量子干涉, 其相干相长和相干相消的效应将破坏纯粹实光子过程的量子态结构。

此时这里的虚光子过程已不再仅仅是实光子过程的微扰而不能被忽略。

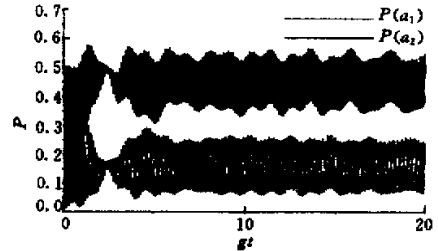


图2 原子能级占据几率的演化曲线。 $P(a_1)$  和  $P(a_2)$  分别为原子两个上能级  $|a_1\rangle$  和  $|a_2\rangle$  在非旋波近似下的占据几率。系统参数为:  $g_k = 1.0$ ,  $\omega_c = 4.5\pi$ ,  $\Delta_1 + \Delta_2 = 0.9\pi$ ,  $\Delta_2 = 0.8\pi$ 。原子初始态为:  $|\psi(0)\rangle = 1/\sqrt{2}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$

Fig. 2 Population evolutions of the two upper states of the atom, which is initiated to  $|\psi(0)\rangle = 1/\sqrt{2}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$ , without using the RWA.  $P(a_1)$  and  $P(a_2)$  are the populations in level  $|a_1\rangle$  and  $|a_2\rangle$ , respectively. The system parameters are:  $g_k = 1.0$ ,  $\omega_c = 4.5\pi$ ,  $\Delta_1 + \Delta_2 = 0.9\pi$ ,  $\Delta_2 = 0.8\pi$

#### 参考文献

- 1 G. Compagno, R. Passante, F. Persico. The role of the cloud of virtual photons in the shift of the ground state energy of a hydrogen atom. *Phys. Lett. A*, 1983, 98(5, 6):253~255
- 2 L. Zeng, Z. D. Liu, Y. Lin *et al.*. The influence of virtual-photon processes on the phase distribution in a micromaser cavity field. *Phys. Lett. A*, 1998, 246(1,2): 43~51
- 3 S. John, T. Quang. Spontaneous emission near the edge of a photonic band gap. *Phys. Rev. A*, 1994, 50(2):1764~1769
- 4 S. Y. Zhu, H. Chen, H. Huang. Quantum interference effects in spontaneous emission from an atom embedded in a photonic band gap structure. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79(2):205~208
- 5 S. John. Electromagnetic absorption in a disordered medium near a photon mobility edge. *Phys. Rev. Lett.*, 1984, 53(22):2169~2172; E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(20):2059~2062; S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(23):2486~2489
- 6 Z. D. Liu, Y. Lin, S. Y. Zhu *et al.*. The virtual-photon effects in spontaneous emission from an atom embedded in a photonic band gap structure. *Phys. Lett. A*, 1999, 264(2/3):137~141
- 7 S. John, J. Wang. Quantum electrodynamics near a photonic band gap: photon bound states and dressed atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64(20):2418~2421; S. John, J. Wang. Quantum optics of localized light in a photonic band gap. *Phys. Rev. B*, 1991, 43(16):12772~12789