

各向异性光子晶体中二能级原子 和自发辐射场间的纠缠

谢双媛[†] 胡 翔

(同济大学物理系, 上海 200092)

(2009 年 9 月 29 日收到; 2009 年 12 月 11 日收到修改稿)

应用 Von Neumann 熵和 Schmidt number K 两种纠缠度量讨论了各向异性光子晶体中二能级原子和自发辐射场间纠缠度的演化性质. 研究发现, 原子-光场纠缠度的演化与原子上能级和光子晶体能带带边的相对位置有关, 当原子上能级处于光子晶体禁带内, 原子-光场纠缠度将保持稳定, 当原子上能级处于光子晶体能带中, 原子-光场纠缠度先增大后衰减到零. 纠缠度的大小还与原子的初态有关. 可以通过控制原子的初态和原子上能级与带边的相对位置来控制原子-光场纠缠度的演化特性.

关键词: 纠缠, 光子晶体, 原子熵, Schmidt number K

PACC: 4250, 3280

1. 引 言

量子纠缠^[1]是量子力学最显著的特征之一, 对量子信息^[2]和量子计算^[3]有十分重要的应用意义, 也是实现量子隐形传态^[4]、量子密钥分配^[5]、量子编码及量子纠错等量子信息过程的重要基础. 但在量子信息过程中, 系统不可避免地与环境发生相互作用, 原子的动力学演化过程如自发辐射将可能引起纠缠的衰减乃至消失, 即消相干. 近年来, 原子和光相互作用过程中的纠缠也得到了研究^[6]. Eberly 等人研究发现自发辐射可以导致两量子之间的纠缠在有限时间内完全消失^[7], 即纠缠突然消失 (entanglement sudden death, ESD) 现象. 这种现象在理论^[7,8]及实验上^[9]引起了广泛兴趣. 在任何一个量子信息方案中, 稳定的纠缠态是实现可靠信息过程的重要基础. 因此, 纠缠的不稳定性或突然消失成为阻碍量子信息过程和量子计算实现的最大障碍.

另一方面, 近年来人们开始关注光子受限结构 (如光子晶体) 中原子与光的相互作用^[10]. 光子晶体中光子能隙的存在, 导致处于其中的原子动力学

行为发生了改变, 出现了自发辐射的抑制、光的局域态、原子-光子束缚态、准周期振荡的原子自发辐射、电磁感应透明效应等一系列奇特的现象^[11]. 光子晶体中两原子纠缠性的研究发现, 光子晶体特殊环境可以抑制两量子之间纠缠的衰减, 可抑制 ESD 现象的发生^[12]. 在本文中利用 Von Neumann 熵 (量子约化熵)^[13]和 Schmidt number K ^[14]研究各向异性光子晶体中二能级原子和自发辐射场间纠缠随时间的演化特性. 研究发现, 原子-光场纠缠度与原子上能级和光子晶体能带带边的相对位置有关, 纠缠度的大小与原子的初态有关. 当原子上能级处于光子晶体禁带内, 原子-光场纠缠度将保持稳定, 当原子上能级处于光子晶体能带中, 原子-光场纠缠度先增大后衰减到零. 因此, 可以通过控制原子的初态和原子上能级与带边的相对位置来控制原子-光场纠缠度的演化特性.

2. 模型及理论推导

处于各向异性光子晶体中的二能级原子, 其上能级 $|e\rangle$ 与下能级 $|g\rangle$ 的能量本征值分别为 ω_e 和 ω_g . 考虑跃迁偶极矩与真空场的相互作用, 在旋波

[†] E-mail: xieshy@hotmail.com

近似下,系统的哈密顿量表示为

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

式中 k 表示电磁模式; b_k^\dagger (b_k) 表示辐射场中 k 模式的产生(湮没)算符. $g_k = (\omega_e d_e / \hbar) (\hbar/2\varepsilon_0 \omega_k V_0)^{1/2} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_d$ 为辐射场与原子的耦合系数, d_e 和 \mathbf{u}_d 为 $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ 跃迁偶极矩的大小与单位矢量; 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 是介电常数. 原子共振跃迁频率为 $\omega_{eg} = \omega_e - \omega_g$, 处于光子晶体带边 ω_c 附近. 各向异性光子晶体色散关系可以表示成^[9,10] $\omega_k = \omega_c + A|\mathbf{k} - \mathbf{k}_0|^2$, 其中 ω_c 是能带带边的截止频率, A 是常系数. \mathbf{k}_0^i 是与能带带边相联系的对称点集.

系统初始态矢量为 $|\Psi(0)\rangle = A(0)|e, 0\rangle + B(0)|g, 0\rangle$, $|A(0)|^2 + |B(0)|^2 = 1$. 任意时刻的态矢量可写成

$$|\Psi(t)\rangle = A(t)e^{-i\omega_e t}|e, 0\rangle + B(t)e^{-i\omega_g t}|g, 0\rangle + \sum_k C_k(t)e^{-i\omega_k t}|g, 1_k\rangle, \quad (2)$$

式中态矢量 $|e, 0\rangle$ ($|g, 0\rangle$) 表示原子处于激发态 $|e\rangle$ (基态 $|g\rangle$) 而无辐射光子; $|g, 1_k\rangle$ 表示原子处于基态 $|g\rangle$ 且有一个 k 模式光子, 频率为 ω_k . 把(1), (2)式代入薛定谔方程 $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle$, 求解薛定谔方程可得^[15]

$$A(t) = \sum_j \frac{A(0)e^{x_j^{(1)}t}}{F'(x_j^{(1)})} + \sum_j \frac{A(0)e^{x_j^{(2)}t}}{G'(x_j^{(2)})} + \frac{e^{i\omega_{ec}t}}{\pi} \times \int_0^\infty \frac{A(0)\sqrt{i\beta^3 x}(\omega_c - ix)e^{-xt} dx}{[(i\omega_{ec} - x)(\omega_c - ix) - i\beta^3 \omega_c]^2 + i\beta^3 x}, \quad (3)$$

其中 $F(x) = x - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-ix - \omega_{ec}}}}$, $G(x) = x - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c - \sqrt{-ix - \omega_{ec}}}}$, $\beta^{3/2} = (\omega_e d_e)^2 \sum_{i=1}^8 \frac{\sin^2 \theta_i}{8\pi \varepsilon_0 \hbar A^{3/2}}$, θ_i 是原子偶极矩与 \mathbf{k}_0^i 之间的夹角, $\omega_{ec} = \omega_{eg} - \omega_c$. (3)

式中 $x_j^{(1)}$ 是方程 $F(x) = 0$ 在区域 $(\text{Im}(x) < \omega_{ec}$ 和 $\text{Re}(x) < 0)$ 范围之外的纯虚根. $x_j^{(2)}$ 是方程 $G(x) = 0$ 在区域 $(\text{Im}(x) < \omega_{ec}$ 和 $\text{Re}(x) < 0)$ 范围内的复数根. 这些根的数目和性质依赖于原子上能级与能带带边的相对位置 ω_{ec} , 且直接影响着原子与辐射场之间纠缠的性质.

系统在任意时刻 t 的状态矢量也可改写为

$$|\psi(t)\rangle = |c\rangle|e\rangle + |s\rangle|g\rangle, \quad (4)$$

其中 $|c\rangle = A(t)e^{-i\omega_e t}|0\rangle$, $|s\rangle = B(t)e^{-i\omega_g t}|0\rangle + \sum_k C_k(t)e^{-i\omega_k t}|1_k\rangle$. 此自发辐射系统的密度算符可表示为

$$\rho_{\text{af}}(t) = |\psi(t)\rangle\langle\Psi(t)| = \begin{bmatrix} |c\rangle\langle c| & |c\rangle\langle s| \\ |s\rangle\langle c| & |s\rangle\langle s| \end{bmatrix}. \quad (5)$$

则原子约化密度算符为

$$\rho_a(t) = \text{Tr}_f\{\rho_{\text{af}}(t)\} = \text{Tr}_f\{|\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|\} = \begin{bmatrix} \langle c|c\rangle & \langle s|c\rangle \\ \langle c|s\rangle & \langle s|s\rangle \end{bmatrix}, \quad (6)$$

其中 $\langle c|c\rangle = |A(t)|^2$, $\langle c|s\rangle = A^*(t)B(0)e^{i\omega_e t} = \langle s|c\rangle^*$, $\langle s|s\rangle = |B(0)|^2 + \sum_k |C_k(t)|^2$. 原子约化密度算符本征值为

$$\lambda_a^\pm = \frac{1}{2}(\langle c|c\rangle + \langle s|s\rangle) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\langle c|c\rangle - \langle s|s\rangle)^2 + 4|\langle s|c\rangle|^2}. \quad (7)$$

同理,辐射场约化密度算符为

$$\rho_f(t) = \text{Tr}\{\rho_{\text{af}}(t)\} = |c\rangle\langle c| + |s\rangle\langle s|. \quad (8)$$

根据文献[6]的方法可以证明辐射场约化密度算符与原子约化密度算符的本征值相同, 即 $\lambda_a^\pm = \lambda_f^\pm = \lambda^\pm$.

我们将应用 Von Neumann 熵(量子约化熵)和 Schmidt number K 来度量系统中二能级原子和自发辐射场间的纠缠度, 并讨论此纠缠度随时间的演化规律. 根据 Phoenix 和 Knight^[13] 提出的量子熵理论, 在光场-原子相互作用系统中, 光场(原子)熵的时间演化行为反映了光场与原子关联程度的演化特性, 熵值越大, 关联越强, 纠缠度越高. 因此我们可以用 Von Neumann 熵作为纠缠程度的量度, 研究光场与原子相互作用时纠缠的动力学特性. 根据 Von Neumann 熵定义, 光场(原子)的熵表示成

$$S_{f(a)}(t) = -\text{Tr}_{f(a)}\{\rho_{f(a)}(t)\ln[\rho_{f(a)}(t)]\}. \quad (9)$$

对于由两个子系统构成的系统, Araki-Lieb 不等式^[16]给出了各子系统 Von Neumann 熵之间的关系

$$|S_f(t) - S_a(t)| \leq S(t) \leq S_f(t) + S_a(t), \quad (10)$$

其中 $S(t) = -\text{Tr}\{\rho_{\text{af}}(t)\ln[\rho_{\text{af}}(t)]\}$ 代表光场-原子相互作用系统的总熵. 如果光场和原子在初始时刻

均处于无纠缠的纯态,即 $|\psi(0)\rangle = \psi_f(0) \otimes \psi_a(0)$, 此系统属于纯态双子系量子系统,则光场-原子相互作用系统的总熵 $S(t) = 0$ 且不随时间变化^[13]. 而原子与光场之间的相互作用将导致光场、原子子系统的熵随时间演化. 根据 Araki-Lieb 不等式(10)可以推导得到光场与原子的熵相等 $S_f(t) = S_a(t)$. 因此,可以利用原子熵来讨论原子-光场纠缠的演化特性. 原子熵可用其约化密度算符的本征值 λ_a^\pm 来表示^[13]

$$S_a(t) = -\lambda_a^+ \ln \lambda_a^+ - \lambda_a^- \ln \lambda_a^-, \quad (11)$$

其中 λ_a^\pm 由(7)式给出. 当 $S_a(t) > 0$ 时,表示原子-光场之间存在纠缠.

同时,我们也可利用 Schmidt number K 来度量原子-光场之间的纠缠度. 其定义为^[14]

$$K = \frac{1}{\text{Tr}(\rho_a^2)} = \frac{1}{\text{Tr}(\rho_f^2)}, \quad (12)$$

或用原子(光场)约化密度算符的本征值 $\lambda_{a(f)}^\pm$ 表示为

$$K = \frac{1}{\sum_i \lambda_i^2}, \quad (13)$$

其中 λ_i 为 $\lambda_{a(f)}^\pm$. Schmidt number K 为不小于 1 的数,当 $K = 1$ 时,表示原子-光场之间没有纠缠,当 $K > 1$ 时,表示原子-光场之间存在纠缠.

我们从(11)和(13)式可知 Von Neumann 熵和 Schmidt number K 均可由原子约化密度算符的本征值 λ_a^\pm 表示. 在以下的讨论中,我们分别用 Von Neumann 熵和 Schmidt number K 两种纠缠度量来研究各向异性光子晶体中的二能级原子和自发辐射场间纠缠度的演化,并讨论原子初态对原子-光场纠缠度的影响.

3. 纠缠的时间演化特性

在图 1 中,我们给出了真空中二能级原子初态处于激发态、不同衰减率时原子熵 $S_a(t)$ 随时间演化规律. 可以发现,初始时刻原子熵 $S_a(t)$ 从零迅速增大到最大值 $\ln 2 = 0.69315$,然后再衰减至零,这表明原子-光场纠缠度初始时先从没有纠缠的状态迅速增加到最大纠缠态,然后在有限时间内衰减到没有纠缠的状态,且衰减率越大,原子-光场纠缠度越快地衰减到零. 真空中原子的自发辐射引起原子和辐射场之间出现短暂的纠缠,而这种纠缠会很快衰减到零,不利于量子信息和量子计算的应用.

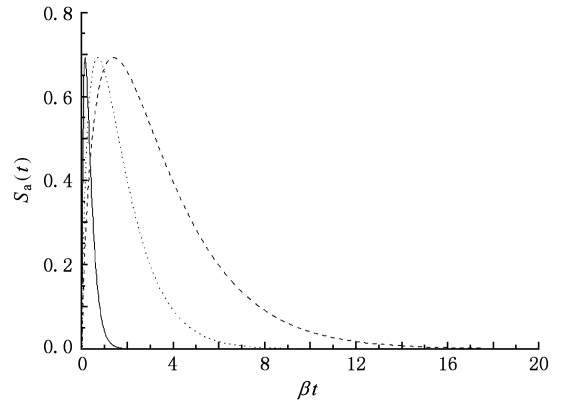


图 1 真空中二能级原子和自发辐射场间纠缠随时间的演化规律,原子初态为激发态,衰减率 $\gamma = 0.5$ (虚线), 1.0 (点线), 5.0 (实线)

图 2(a)描述了光子晶体中,初始处于激发态的二能级原子的原子熵 $S_a(t)$ (原子和光场纠缠度)随时间的演化规律. 从图中可以看到,随着原子上能级与光子晶体带边相对位置的改变,原子熵 $S_a(t)$ 随时间的演化特性也随之改变. 当原子上能级处于光子晶体禁带中($\omega_{ec} = -\beta$)或在带边时($\omega_{ec} = 0$),原子熵 $S_a(t)$ 从零迅速增加到各自的最大值并一直保持此值,这表明随着原子的自发辐射,原子与自发辐射场之间建立的纠缠将一直保持下去,系统处于稳定的原子-光场纠缠态. 当原子上能级处于光子晶体禁带中或带边时,辐射场的频率将处于禁带中,辐射场将不能在光子晶体中传播而局域在原子周围,从而形成原子-光子束缚态. 原子有部分布居数稳居于激发态,因此原子-光场纠缠将保持稳定. 由于原子的自发辐射可以引发原子与自发辐射场之间纠缠,而原子处于禁带时光子晶体对原子自发辐射的抑制作用比处于禁带边时强,因此原子处于禁带中($\omega_{ec} = -\beta$)时原子-光场纠缠度小于处于禁带边($\omega_{ec} = 0$)时的纠缠度. 当原子上能级处于光子晶体能带中($\omega_{ec} = 0.1\beta, 0.2\beta, 1.0\beta$)时,原子熵 $S_a(t)$ 从零增加到相同的最大值 $\ln 2 = 0.69315$,然后再衰减到零. 这说明原子-光场之间的纠缠度从没有纠缠的状态迅速增加到最大纠缠态,然后在有限时间内衰减到没有纠缠的状态. 当原子的上能级处于能带中时,原子的自发辐射场可以在光子晶体中传播,原子上能级占据数将最终衰减到零,原子自发辐射能量将传播出去,因此原子-光场纠缠度将最终衰减到零. 原子上能级在能带内的位置越深,原子-光场纠缠度的衰减速度就越快. 当原子上能级

远离能带带边时, 原子-光场纠缠度很快衰减到零. 光子晶体能带带边对原子自发辐射有修饰作用, 原子上能级离能带带边越近, 修饰作用越强. 因此原子上能级越靠近能带带边 ($\omega_{ec} = 0.1\beta, 0.2\beta$) 时, 能带带边对原子自发辐射修饰作用较强, 原子-光场纠缠度较慢地衰减到零, 而当原子上能级远离带边 ($\omega_{ec} = 1.0\beta$) 时, 能带带边对原子自发辐射修饰作用较弱, 原子-光场纠缠度能很快衰减到零, 此时趋向于真空中原子自发辐射的情况. 比较图 1 和图 2, 我们发现真空中原子-光场纠缠度的衰减比光子晶体能带中原子-光场纠缠度的衰减要快很多. 当原子上能级从禁带向能带移动的过程中, 随着 ω_{ec} 值的增大, 原子-光场纠缠度从稳定过渡到衰减, 但最大纠缠度有所提高. 由此看来, 在原子刚开始自发辐射时, 自发辐射有助于原子-光场纠缠的建立, 而随着自发辐射的进行, 自发辐射又会引起原子-光场纠缠

度的衰减, 因此我们可以利用光子晶体来抑制或控制原子的自发辐射, 进而抑制或控制原子-光场纠缠的衰减, 甚至可以实现稳定的原子-光场纠缠态, 有利于量子信息和量子计算的应用.

图 2(b) 是原子初态为激发态和基态等概率叠加态时原子熵 $S_a(t)$ 随时间的演化, 对照图 2(a) 和图 2(b) 可以发现, 原子初始时刻处于不同的初态时, 除了原子熵 $S_a(t)$ 的值有所减小外, 原子熵 $S_a(t)$ 随时间的演化规律基本相同. 这说明初始时刻原子激发态布居数的多少将直接影响原子-光场纠缠度的大小, 原子初态激发态上的布居数越多, 原子-光场纠缠度就越大, 反之则越小. 如原子初态处于激发态时, 原子-光场纠缠度最大值为 $\ln 2$, 而当原子初态处于激发态和基态等概率叠加态时, 原子-光场纠缠度最大值只有 0.25 左右. 可以通过控制原子的初态来提高原子-光场纠缠度.

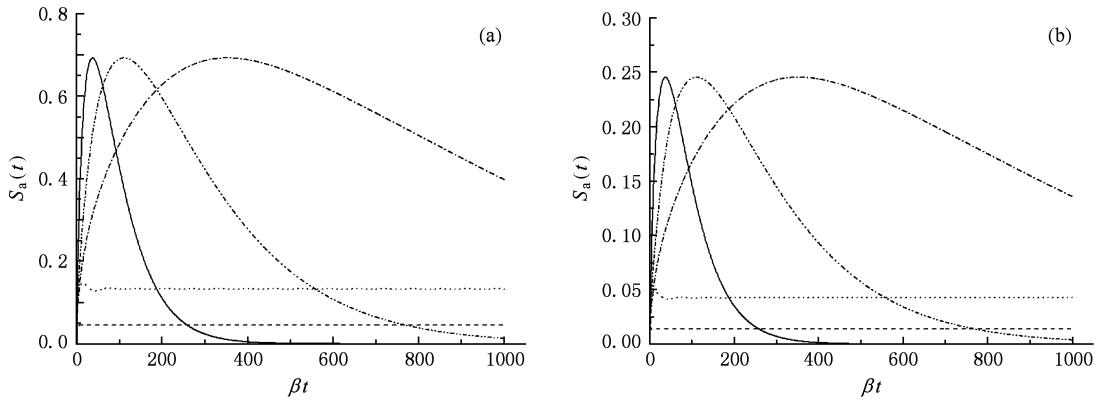


图 2 各向异性光子晶体中二能级原子熵 $S_a(t)$ 随时间的演化规律 ($\omega_c = 100\beta, \omega_{ec} = -\beta$ (虚线), 0 (点线), 0.1β (点虚线), 0.2β (点点虚线), β (实线)) (a) 原子初态为激发态; (b) 原子初态为激发态和基态等概率叠加态

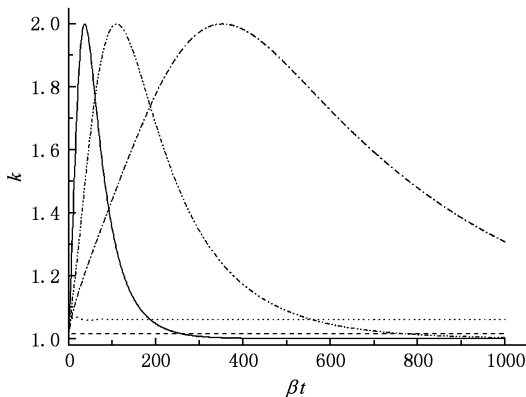


图 3 各向异性光子晶体中 Schmidt number K 随时间的演化规律 (原子初态为激发态, $\omega_c = 100\beta, \omega_{ec} = -\beta$ (虚线), 0 (点线), 0.1β (点虚线), 0.2β (点点虚线), β (实线))

在图 3 中给出了与图 2(a) 相同系统参数情况下 Schmidt number K 随时间的演化图. 对照图 2(a) 和图 3, 可以看出, 对于所考虑的两体纯态系统, 虽然 Von Neumann 熵和 Schmidt number K 的具体数值不同, 但在表示原子-光场纠缠度演化规律方面是一致的, 即原子-光场纠缠度在不同条件下的基本演化趋势是一样的, 出现最大纠缠的时间, 纠缠衰减到零的时间均基本一致. 因此我们可以利用 Von Neumann 熵或 Schmidt number K 来判断原子-光场之间是否存在纠缠.

4. 结 论

本文分别应用 Von Neumann 熵 和 Schmidt

number K 两种纠缠度量讨论了各向异性光子晶体中二能级原子和自发辐射场间纠缠度的演化性质. 研究发现, 原子-光场纠缠的演化与原子上能级和光子晶体能带带边的相对位置有关. 当原子上能级处于光子晶体禁带内, 原子-光场纠缠度将保持稳定, 当原子上能级处于光子晶体能带中, 原子-光场纠缠度先增大后衰减到零. 我们可以利用光子晶体来抑

制或控制原子-光场纠缠的衰减, 甚至可以实现稳定的原子-光场纠缠态, 有利于量子信息和量子计算的应用. 原子-光场纠缠度的大小与原子的初态有关, 原子初态激发态上的布居数越多, 原子-光场纠缠度就越大. 可以通过控制原子的初态来提高原子-光场纠缠度. 对于两体纯态系统, Von Neumann 熵和 Schmidt number K 在判断纠缠存在方面完全一致.

- [1] Einstein A, Podolsky B, Rosen N 1935 *Phys. Rev.* **47** 777
- [2] Pereira S F, Ou Z Y, Kimble H J 2000 *Phys. Rev. A* **62** 042311
- [3] Grover L K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 325
- [4] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, Elbl M, Weinfurter H, Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
Bennett C H, Brassard G, Crepeau C, Jozsa R, Peres A, Wootters W K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
Zhang Q, Li F L, Li H R 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2275 (in Chinese) [张茜、李福利、李宏荣 2006 物理学报 **55** 2275]
- [5] Deutsch D, Ekert A, Jozsa R, Macchiavello C, Popescu S, Sanpera A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2818
Ekert A K 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 661
- [6] Fang M F, Zhu S Y 2006 *Physica A* **369** 475
Cheng Q L, Xie S Y, Yang Y P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6968 (in Chinese) [成秋丽、谢双媛、羊亚平 2008 物理学报 **57** 6968]
Guo L, Liang X T 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 0050 (in Chinese) [郭亮、梁先庭 2009 物理学报 **58** 0050]
Zhang L H, Li G X, Gan Z W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1168 (in Chinese) [张立辉、李高翔、甘仲惟 2003 物理学报 **52** 1168]
Zhang Y J, Zhou Y, Xia Y J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 0021 (in Chinese) [张英杰、周原、夏云杰 2008 物理学报 **57** 0021]
Huang C J, He H Y, Zhou M, Fang J Y, Huang Z H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1764 (in Chinese) [黄春佳、贺慧勇、周明、方家元、黄祖洪 2006 物理学报 **55** 1764]
Wang J X, Yang Z Y, An Y Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6420 (in Chinese) [王菊霞、杨志勇、安毓英 2007 物理学报 **56** 6420]
- [7] Yu T, Eberly J H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 140404
- [8] Bellomo B, Franco R L, Compagno G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 160502
Cao X F, Zheng H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 022320
- [9] Santos M F, Milman P, Davidovich L, Zagury N 2006 *Phys. Rev. A* **73** 040305 (R)
Almeida M P, de Melo F, Hor-Meyll M, Salles A, Walborn S P, Souto Ribeiro P H, Davidovich L 2007 *Science* **316** 579
- [10] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
Ho K M, Chan C T, Soukoulis C M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 3152
Yablonovitch E, Gmitter T J 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2295
- [11] John S, Quang T 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1764
Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013805
Yang Y P, Fleischhauer M, Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. A* **68** 043805
Zhu S Y, Chen H, Huang H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 205
Zhu S Y, Yang Y P, Chen H, Zheng H, Zubairy M S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2136
- [12] Wang F Q, Zhang Z M, Liang R S 2008 *Phys. Rev. A* **78** 042320
- [13] Phoenix S J D, Knight P L 1988 *Ann. Phys. (N. Y.)* **186** 381
Phoenix S J D, Knight P L 1991 *Phys. Rev. A* **44** 6023
Phoenix S J D, Knight P L 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2833
- [14] Grobe R, Rzazewski K, Eberly J H 1994 *J. Phys. B* **27** L503
Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge, Cambridge University Press) P101
- [15] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013805
- [16] Araki H, Lieb E 1970 *Commun. Math. Phys.* **18** 160

Entanglement between a two-level atom and spontaneous emission field in anisotropic photonic crystal

Xie Shuang-Yuan[†] Hu Xiang

(*Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

(Received 29 September 2009; revised manuscript received 11 December 2009)

Abstract

By means of Von Neumann entropy and Schmidt number K , we study the time evolution properties of the entanglement between a two-level atom and spontaneous emission field in anisotropic photonic crystal. The evolution properties of the atom-field entanglement are directly related to the relative position of the upper level from the band edge. The atom-field entanglement can keep steady when the atomic upper level is within the band gap. The atom-field entanglement increases to the maximum value firstly and then decay to zero when the atomic upper level is within the transmitting band. The atom-field entanglement also depends on the initial state of the atom. We can control the time evolution properties of the atom-field entanglement by choosing special atomic initial state and the relative position of the upper level from the band edge.

Keywords: entanglement, photonic crystal, atomic quantum entropy, Schmidt number K

PACC: 4250, 3280

[†] E-mail: xieshy@hotmail.com