

运动原子多光子 J-C 模型中的熵交换与纠缠*

胡要花†

(洛阳师范学院物理与电子信息学院, 洛阳 471022)

(2011 年 10 月 14 日收到; 2011 年 11 月 3 日收到修改稿)

考虑一个运动的二能级原子与单模热光场经由多光子过程相互作用, 利用量子约化熵理论研究原子与场之间的熵交换、用 Concurrence 量度原子与场之间的纠缠, 讨论原子初态、原子运动、热场平均光子数以及跃迁光子数对熵交换和纠缠的影响. 结果表明: 考虑原子运动时, 原子和光场熵变呈现周期性, 且发生熵交换现象; 与热光场的相互作用导致运动原子与场纠缠, 多光子过程有利于纠缠加强. 在原子和光场熵变均为零处, 纠缠也为零.

关键词: 多光子 J-C 模型, 运动原子, 混合态, 约化熵

PACS: 03.67.Mn, 42.50.Dv, 42.50.Lc

1 引言

量子纠缠作为量子计算和量子信息处理过程中不可或缺的物理资源, 被广泛应用于量子计算、量子通信和量子密码术等量子信息工程中^[1]. 量子纠缠研究的关键问题是纠缠态的制备、纠缠的保持和调控. 然而实际的纠缠体系不可避免地会与周围环境发生相互作用, 纯态量子系统在与环境相互作用过程中, 由于退相干效应的存在, 纯态纠缠很难产生和保持. 因此, 研究者们对混合态量子纠缠研究产生了浓厚的兴趣^[2-5]. 最常见的混合态就是单模热光场, 它代表以特定的温度与库相联系的系统, 可由一处于热平衡状态的单模腔体产生. 最近, Bose 和他的同事们^[3], 阐述了一个初始处于纯态的二能级原子与单模热光场相互作用时, 无论腔场温度多高, 原子与光场都会产生纠缠.

另一方面, Jaynes-Cummings(J-C) 模型^[6] 是量子光学和腔量子电动力学中最基本最重要的模型, 它描述一个二能级原子与一个单模量子化光场相互作用. 多年来, 关于 J-C 模型动力学特性研究^[7-9], 尤其是反映 J-C 模型中光场与原子关联效应的场(原子)熵演化^[10,11]的研究一直都是量子

光学研究的热点问题. 然而大部分研究考虑的都是原子和场均处于纯态的情况, 即纯态双子系统. 对于这样的系统, Phoenix 和 Knight^[12] 证明: 各子系统的量子约化熵在演化过程中始终相等, 并且子系统的量子约化熵是子系统之间量子纠缠程度的精确量度. 量子约化熵越大, 纠缠度越高. 如果 J-C 模型中原子或者场处于混合态, 或者两者均处于混合态, 各子系统的约化熵仍然相等吗? 如果不相等, 两者有什么关系, 它们与纠缠又有什么关系呢? 近年来, 这些问题吸引了很多研究者的关注^[13-17]. Boukobza 等人^[13] 发现混合态 J-C 模型中, 原子与场的约化熵不再始终相等, 在一定的条件下会发生熵交换, 两者会出现一种反关联的关系. 其后, 文献[14]和[16]研究了一个超导电荷量子比特与一个单模热光场相互作用系统中的熵交换与纠缠. Kerr 非线性介质对混合态 J-C 模型中的熵交换和纠缠的影响也已见报道^[15,17], 其结果表明 Kerr 介质对熵交换与纠缠的强弱程度和周期有很大影响. 本文研究经由多光子过程的混态 J-C 模型中运动原子与场的量子熵交换和纠缠, 考察原子初态、热场平均光子数、原子运动场模结构参数以及跃迁光子数对原子和光场熵变、熵交换和纠缠的影响.

* 国家自然科学基金(批准号: 10905028)和河南省科技计划项目(批准号: 102300410050)资助的课题.

† E-mail: huyaohua1@sina.com

2 系统模型和密度矩阵

考虑一个运动的二能级原子与一个单模量子化光场经由多光子过程相互作用, 在旋波近似下, 该系统模型的哈密顿量可以表示为 (取 $\hbar = 1$)

$$H = \omega_0 S_z + \omega a^\dagger a + g[f(z)]^l (a^l S_+ + a^{\dagger l} S_-), \quad (1)$$

式中, ω_0 为原子的跃迁频率, S_z, S_\pm 为原子的反转和跃迁算符. a^\dagger, a 分别表示频率为 ω 的光场的产生和湮没算符, g 是光场与原子相互作用的耦合常数, l 为原子跃迁时辐射 (或者吸收) 的光子数. 式中 $f(z)$ 是场模的形式函数. 假定在原子寿命时间内不发生碰撞, 并取原子与场发生作用的时间和位置为计时起点, 因此原子运动可以具体化为: $f(z) \rightarrow f(vt)$, 式中 v 为原子运动的速度. 为了具体讨论方便, 定义 TEM_{mnp} 模^[18]

$$f(vt) = \sin\left(\frac{p\pi vt}{L}\right),$$

式中 p 表示长度为 L 的腔中模场的半波数. 由 (1) 式描述的哈密顿量产生的时间演化算符可以表示为^[19]

$$U(t) = e^{-iEt} \left[\cos\left(\frac{\lambda t}{2}\right) - 2iJ_0 \sin\left(\frac{\lambda t}{2}\right) \cos(2\alpha) + i(J_+ + J_-) \sin\left(\frac{\lambda t}{2}\right) \sin(2\alpha) \right], \quad (2)$$

式中

$$E = \omega(N - l/2),$$

$$N = a^\dagger a + l(S_z + 1/2),$$

$$\lambda = \sqrt{\Delta^2 + 4\tilde{g}^2 F},$$

$$\Delta = \omega_0 - l\omega,$$

$$\tilde{g} = g\theta(t)/t,$$

$$F = N!/(N - l)!,$$

$$J_0 = S_z,$$

$$J_+ = F^{-1/2} a^l S_+,$$

$$J_- = F^{-1/2} a^{\dagger l} S_-,$$

$$\alpha = -\arctan\left[\left(\sqrt{\Delta^2/4 + \tilde{g}^2 F} - \Delta/2\right)/\tilde{g}F^{1/2}\right],$$

选择原子的运动速度 $v = gL/\pi$ (实验上可以做到), 与时间相关的函数

$$\theta(t) = \int_0^t [f(vt')]^l dt' = \int_0^t \sin^l(pgt') dt'. \quad (3)$$

假设初始时刻腔场处于单模热态

$$\rho_f(0) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n |n\rangle\langle n|, \quad P_n = \frac{\bar{n}^n}{(\bar{n} + 1)^{n+1}}, \quad (4)$$

式中 $\bar{n} = [\exp(\omega/k_B T) - 1]^{-1}$ 表示热平衡温度为 T 的腔场的平均光子数, k_B 为波尔兹曼常数. 原子初始处于统计混合态

$$\rho_a(0) = P_e |e\rangle\langle e| + P_g |g\rangle\langle g|, \quad (0 \leq P_e \leq 1), \quad (5)$$

其中 $P_e + P_g = 1$. $P_e = 0$ ($P_e = 1$) 表示原子初始处于基态 (激发态), $0 < P_e < 1$ 表示原子初始处于混合态, $P_e = 0.5$ 时原子处于最大混态. 利用初始条件和演化算符, 便可得到任意时刻原子 - 光场全系统的密度矩阵. 为简单起见, 本文考虑共振情况 ($\omega_0 = l\omega$). 共振条件下任意时刻全系统的密度矩阵为

$$\rho_{af}(t) = U(t) [\rho_f(0) \otimes \rho_a(0)] U^\dagger(t) = P_e \sum_n P_n \rho_e(t) + P_g \sum_n P_n \rho_g(t), \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} \rho_e(t) &= \cos^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right] |e, n\rangle\langle e, n| \\ &+ i \sin \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right] \\ &\times \cos \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right] |e, n\rangle\langle g, n+l| \\ &- i \sin \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right] \\ &\times \cos \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right] |g, n+l\rangle\langle e, n| \\ &+ \sin^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right] \\ &\times |g, n+l\rangle\langle g, n+l|, \\ \rho_g(t) &= \cos^2 \left[\sqrt{F(n)} g\theta(t) \right] |g, n\rangle\langle g, n| \\ &+ i \sin \left[\sqrt{F(n)} g\theta(t) \right] \\ &\times \cos \left[\sqrt{F(n)} g\theta(t) \right] |g, n\rangle\langle e, n-l| \\ &- i \sin \left[\sqrt{F(n)} g\theta(t) \right] \\ &\times \cos \left[\sqrt{F(n)} g\theta(t) \right] |e, n-l\rangle\langle g, n| \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sin^2 \left[\sqrt{F(n)} g \theta(t) \right] \\
 & \times |e, n-l\rangle \langle e, n-l|. \quad (7)
 \end{aligned}$$

式中 $F(n) = n!/(n-l)!$.

3 运动原子与热光场的熵交换

为了计算子系统的约化熵, 先求约化密度矩阵, 然后将其对角化, 求得本征值. (6) 式对场变量 (原子变量) 求迹, 便可得到原子 (场) 的约化密度矩阵, 分别为

$$\begin{aligned}
 \rho_a(t) & = \text{Tr}_f \rho_{af}(t) \\
 & = \lambda_e(t) |e\rangle \langle e| + \lambda_g(t) |g\rangle \langle g|, \\
 \rho_f(t) & = \text{Tr}_a \rho_{af}(t) = \lambda_f(t) |n\rangle \langle n|, \quad (8)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 \lambda_e(t) & = P_e \sum_n P_n \cos^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g \theta(t) \right] \\
 & + P_g \sum_n P_{n+l} \sin^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g \theta(t) \right], \\
 \lambda_g(t) & = P_e \sum_n P_{n-l} \sin^2 \left[\sqrt{F(n)} g \theta(t) \right] \\
 & + P_g \sum_n P_n \cos^2 \left[\sqrt{F(n)} g \theta(t) \right], \\
 \lambda_f(t) & = P_e \sum_n P_n \cos^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g \theta(t) \right] \\
 & + P_e \sum_n P_{n-l} \sin^2 \left[\sqrt{F(n)} g \theta(t) \right], \\
 & + P_g \sum_n P_n \cos^2 \left[\sqrt{F(n)} g \theta(t) \right] \\
 & + P_g \sum_n P_{n+l} \sin^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g \theta(t) \right]. \quad (9)
 \end{aligned}$$

二能级原子和场的量子约化熵可以通过它们各自的约化密度矩阵来定义:

$$S_i = -\text{Tr}_i(\rho_i \ln \rho_i), \quad (i = a, f). \quad (10)$$

利用 (8), (9) 式确定的约化密度矩阵的本征值可以将原子与场的量子约化熵分别表示为

$$\begin{aligned}
 S_a(t) & = -(\lambda_e \ln \lambda_e + \lambda_g \ln \lambda_g), \\
 S_f(t) & = -\lambda_f \ln \lambda_f. \quad (11)
 \end{aligned}$$

上式难以做解析计算, 借助于数值计算方法可以直观地展示运动原子与热光场相互作用过程中, 原子的约化熵增加量 (简称熵变 $\Delta S_a(t) = S_a(t) - S_a(0)$ 、光场的约化熵增加量 $\Delta S_f(t) = S_f(t) - S_f(0)$ 以及两者之和 $\Delta S(t) = \Delta S_a(t) + \Delta S_f(t)$ 随时间的演化规律, 揭示原子初态、热场平均光子数、原子运动以及跃迁光子数 l 对熵变的影响, 其结果如图 1 至图 4 所示.

图 1 展示了单光子过程 ($l = 1$) 中原子初态的不同对原子和场的熵变的影响, 此时平均光子数 $\bar{n} = 0.1$ 即光场处于弱热态、场模结构参数 $p = 1$. 图中虚线代表原子熵变, 实线代表光场熵变, 点虚线代表两者之和. 从图中可以看出, 原子和场的熵变均为周期性演化, 周期为 $2m\pi/g$, ($m = 0, 1, 2, \dots$). 在图 1(a), 当原子初始处于激发态时, 原子约化熵的变化规律与光场相同, 也就是说原子约化熵增加时, 场的约化熵也增加. 当 P_e 值减小, 原子初始处于混合态, 熵变量减小且两者变化规律不再相同, 出现熵交换现象, 如图 1(b), (c) 所示. 当 P_e 值减小到 0.1 时, 原子熵变规律与光场熵变规律恰好反关联, 即原子熵增加量正好等于场熵减小的量, 在任何时刻熵变之和 $\Delta S(t) = S_a(t) + S_f(t)$ 均为零 (见图 1(c)).

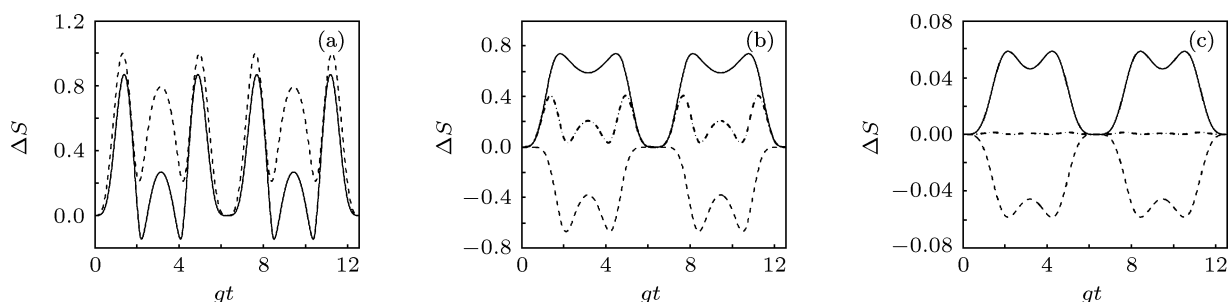


图 1 $\bar{n} = 0.1, p = 1, l = 1$ 时原子初态对熵变的影响 (虚线代表原子熵变, 实线代表光场熵变, 点虚线代表两者之和) (a) $P_e = 1$; (b) $P_e = 0.5$; (c) $P_e = 0.1$

原子运动状态、场模结构参数对场和原子熵变的影响如图 2 所示, 此时 $\bar{n} = 0.1, l = 1$, 且 $P_e = 0.1$, 原子和场处于完全熵交换状态. 其中图 2(a) 展示的是不考虑原子运动时的熵交换规律, 而图 2(b), (c) 是原子速度为 $v = gL/\pi$ 时的熵交换规律. 比较图 2(a) 和图 2(b), (c) 可以看出, 原子运动导致场和原子的熵变随

时间周期性地变化. 随着 p 值的增加, 熵变幅度减小、周期缩短, 如图 2(b), (c) 所示. 物理上, 这些特点归结于原子运动和场模结构导致原子与场模相互作用时间的改变. 结合图示结果, 分析方程 (3), (9), (11) 可知, 考虑原子运动时, 原子和场的熵变周期均为 $2m\pi/pg$, ($m = 0, 1, 2, \dots$).

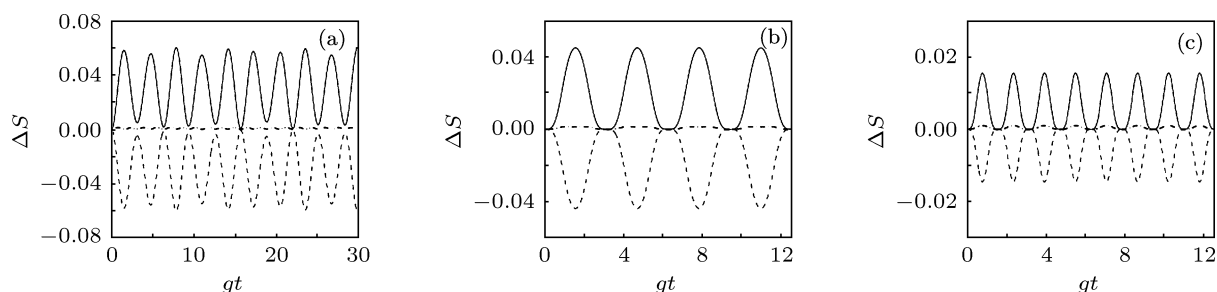


图 2 $\bar{n} = 0.1, l = 1, P_e = 0.1$ 时原子运动对熵变的影响 (虚线代表原子熵变, 实线代表光场熵变, 点虚线代表两者之和) (a) 不考虑原子运动; (b) 考虑原子运动, $v = gL/\pi, p = 2$; (c) 考虑原子运动, $v = gL/\pi, p = 4$

结合图 1(c) 和图 3 可以分析跃迁光子数 l 对 $\Delta S_a(t) = S_a(t) - S_a(0)$ 、光场熵变 $\Delta S_f(t) = S_f(t) - S_f(0)$ 以及两者之和 $\Delta S(t) = S_a(t) + S_f(t)$ 的影响, 此时 $\bar{n} = 0.1, p = 1$, 且 $P_e = 0.1$, 原子约化熵和场的约化熵反关联. 随着跃迁光子数 l 的增加, 约化熵变化量增加, 即原子和场的熵交换程度增大, 同时 l 的增加也导致熵变出现高频振荡.

图 4 展示了单光子过程 ($l = 1$) 中热场的平均光子数对原子和光场熵变的影响, 此时场模结构参数 $p = 1$. 从图 4 并结合图 1(c) 可以看出, 平均光子数对熵交换的影响很大, 是否出现熵交换与平均光子数和原子初态两者均有关. 在图 1(c) 中, 我们看到当平均光子数 \bar{n} 取值为 0.1 时, $P_e = 0.1$ 即原子初态为 $\rho_a(0) = 0.1|e\rangle\langle e| + 0.9|g\rangle\langle g|$ 时出现反关联现象. 而当平均光子数 \bar{n} 增大到 1 时, 原子初态 $\rho_a(0) = 0.1|e\rangle\langle e| + 0.9|g\rangle\langle g|$ 处不再出现反关联现象, 而是在 $P_e = 0.3$ 时出现, 如图 4(a) 所示. 进一步增大平均光子数的值 (即腔场的温度升高, 见图 4(a), (b), (c) 中 $\bar{n} = 10$, 此时无论 P_e 为何值都不会出现完全熵交换 (反关联) 现象, 也就是说点虚线 ($\Delta S(t) = S_a(t) + S_f(t)$) 始终为零的情况不再出现.

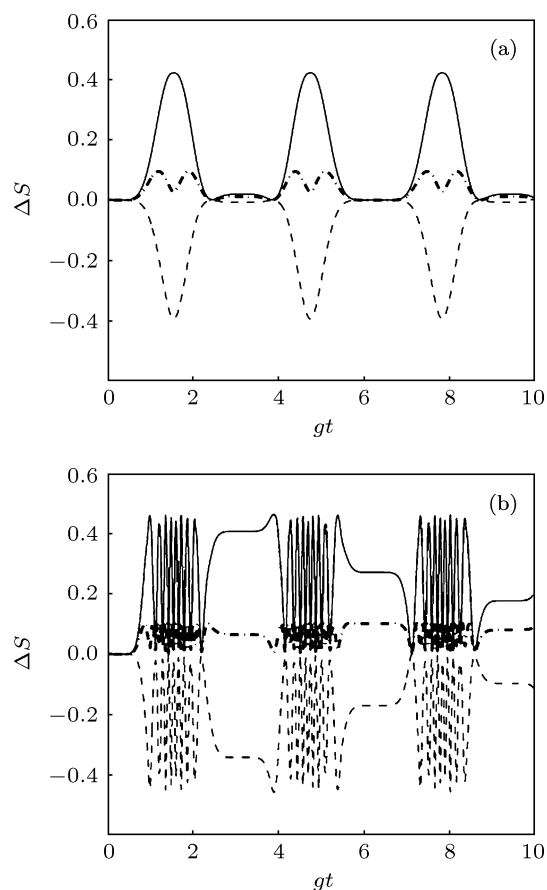


图 3 $\bar{n} = 0.1, p = 1, P_e = 0.1$ 时跃迁光子数 l 对熵变的影响 (虚线代表原子熵变, 实线代表光场熵变, 点虚线代表两者之和) (a) $l = 3$; (b) $l = 6$

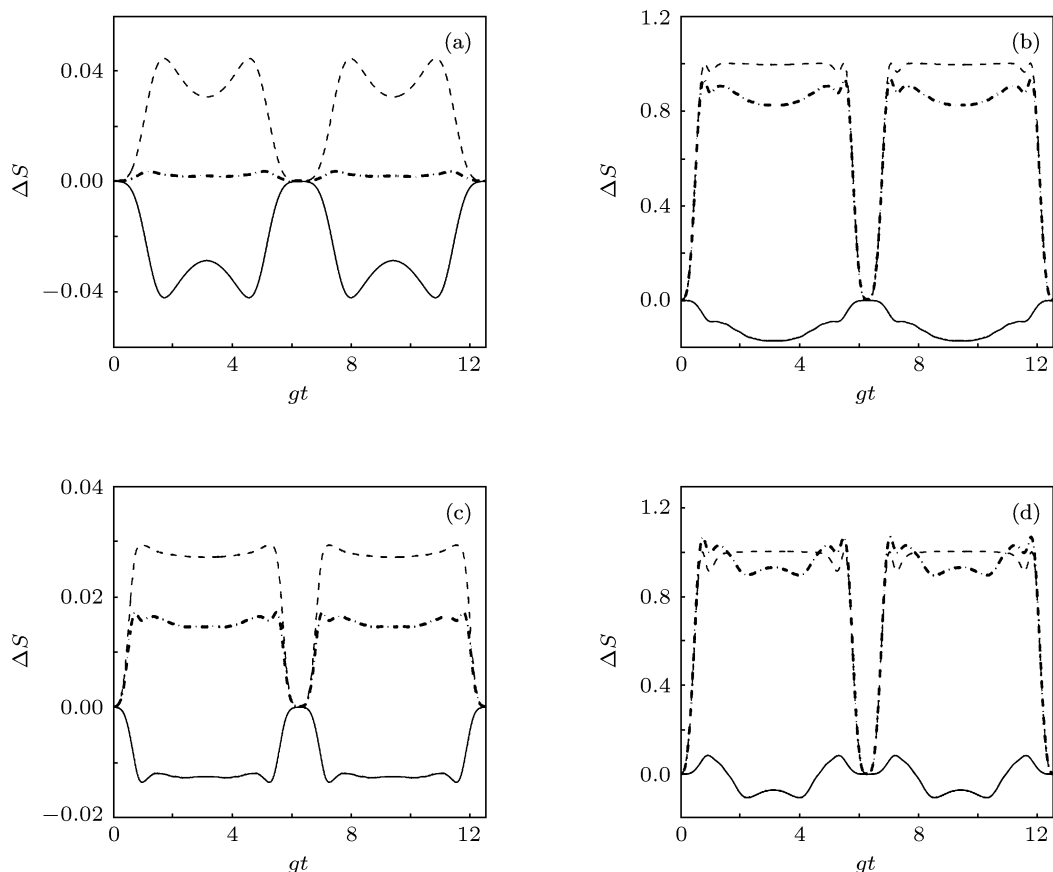


图4 $p = 1, l = 1$ 时光场平均光子数 \bar{n} 对熵变的影响 (虚线代表原子熵变, 实线代表光场熵变, 点虚线代表两者之和) (a) $\bar{n} = 1, P_e = 0.3$; (b) $\bar{n} = 10, P_e = 0$; (c) $\bar{n} = 10, P_e = 0.4$; (d) $\bar{n} = 10, P_e = 1$

4 运动原子与热光场的纠缠

一个二能级原子与热光场相互作用系统, 是一个 $2 \times \infty$ 混合系统, 对于这种系统的量子纠缠计算, 文献 [3,20] 介绍了一种方法求其纠缠下限, 本文将采用这种方法求纠缠. 将 $2 \times \infty$ 系统密度矩阵 (6) 投影到基矢为 $|g, n\rangle, |e, n\rangle, |g, n+1\rangle, |e, n+1\rangle$ 的 2×2 子空间, 得到类似于两量子比特密度算符

$$\rho_{af}^n(t) = \frac{1}{T_n} \begin{pmatrix} A_{n-l} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_n & D_n & 0 \\ 0 & D_n^* & A_n & 0 \\ 0 & 0 & 0 & B_{n+l} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

其中 $T_n = A_{n-l} + B_n + A_n + B_{n+l}$, 矩阵元

$$\begin{aligned} A_n &= P_e P_n \sin^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right] \\ &\quad + P_g P_{n+l} \cos^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right], \\ B_n &= P_e P_n \cos^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ P_g P_{n+l} \sin^2 \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right], \\ D_n &= i(P_e P_n - P_g P_{n+l}) \sin \left[\sqrt{F(n+l)} \right. \\ &\quad \left. \times g\theta(t) \right] \cos \left[\sqrt{F(n+l)} g\theta(t) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

$\rho_{af}^n(t)$ 的共生纠缠度 (Concurrence) 为

$$C_n = \frac{2}{T_n} \max \left[0, |D_n| - \sqrt{A_{n-l} B_{n+l}} \right]. \quad (14)$$

由此得到由密度矩阵 (6) 所描述的运动原子与热光场耦合系统的纠缠下限为

$$C = \frac{\sum_n T_n C_n}{\sum_n T_n}. \quad (15)$$

如果纠缠下限的值为正, 系统处于纠缠状态. 由方程 (15) 描述的运动原子与热光场纠缠的数值结果如图 5 所示.

从图 5 可以看出, 与热光场的相互作用导致运动原子与场产生纠缠, 其纠缠周期性演化, 演化周期为 $2m\pi/pg, (m = 0, 1, 2, \dots)$. 对照图 5 和图 1—3 可以看出, 当运动原子和光场熵变均为零

即时间点 $t = 2m\pi/pg, (m = 0, 1, 2, \dots)$ 处, 原子与光场的纠缠也为零. 图 5(a) 和 (b) 展示场模结构参数 p 变化时原子与热光场纠缠的演化规律, 可以看出场模结构参数影响纠缠演化的周期, 而对纠缠幅度影响不明显. 跃迁光子数 l 对纠缠的影响如图 5(a) 和 (c) 所示, 显然纠缠幅度随 l 值的增加而增大, 也就是说多光子过程有利于运动原

子与热光场的纠缠加强, 同时也导致纠缠振荡加快, 这一结果与文献 [19,21] 结果相似. 从图 5(b) 和 (d) 可以看出, 随着平均光子数的增加, 运动原子与热光场的纠缠减弱. 这是因为平均光子数增加, 意味着腔场温度升高, 相应地, 场的权重函数 P_n 变得更平坦, 从而削弱了运动原子与热光场的纠缠.

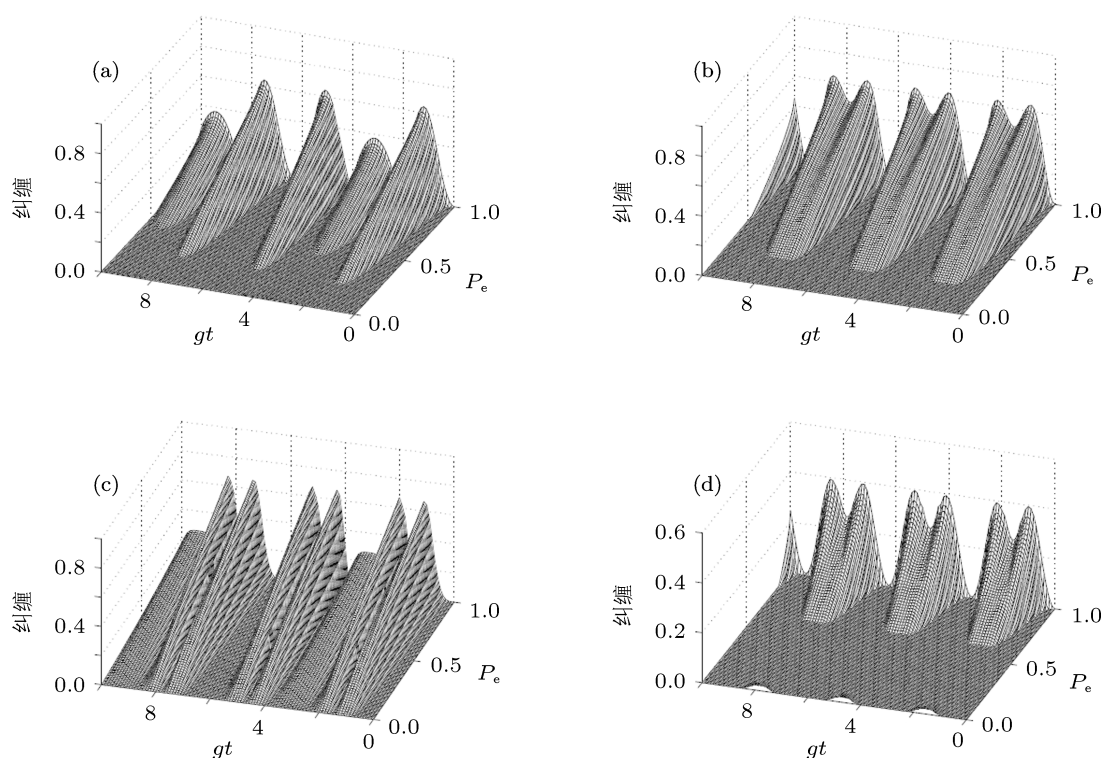


图 5 运动原子与热光场的纠缠演化 (a) $\bar{n} = 0.1, l = 1, p = 1$; (b) $\bar{n} = 0.1, l = 1, p = 2$; (c) $\bar{n} = 0.1, l = 3, p = 1$; (d) $\bar{n} = 1, l = 1, p = 2$

5 结论

本文考虑一个运动的二能级原子与单模热光场经由多光子过程相互作用, 利用量子约化熵理论研究原子与场之间的熵交换、用 Concurrence 量度原子与场之间的纠缠, 考察原子初态、热场平均光子数、原子运动场模结构参数以及跃迁光子数对原子和光场熵变、熵交换和纠缠的影响. 结果表明: 考虑原子运动时, 原子和场的约化熵增加量 (熵变) 周期性地演化, 出现熵交换现象; 场模结构参数增

大时, 熵变幅度减小、周期缩短; 原子与场相互作用过程中跃迁的光子数多, 熵交换程度增大; 当场的平均光子数变化时, 原子和场出现熵交换的其他条件 (例如原子初态) 也将随之而变. 此外, 与热光场的相互作用导致运动原子与场纠缠, 其纠缠演化呈现周期性. 随着平均光子数的增加, 纠缠减弱. 当运动原子和光场熵变均为零时, 原子与光场之间的纠缠也为零. 纠缠幅度随跃迁光子数值的增加而增大, 这表明多光子过程有利于运动原子与热光场的纠缠加强, 同时也导致纠缠振荡加快.

- [1] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [2] Vedral V, Plenio M B, Rippin M A, Knight P L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2275
- [3] Bose S, Fuentes-Guridi I, Knight P L, Vedral V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 050401
- [4] Zhang C J, Han Y J, Zhang Y S, Wu Y C, Zhou X F, Guo G C 2010 *Phys. Rev. A* **82** 062312
- [5] Yu C, Yi X X, Song H 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062330
- [6] Jaynes E T, Cummings E W 1963 *Proc. IEEE* **51** 89
- [7] Prants S V, Uleysky M Yu, Argonov V Yu 2006 *Phys. Rev. A* **73** 023807
- [8] Zhang Y, Chen G, Yu L, Liang Q, Liang J Q, Jia S 2011 *Phys. Rev. A* **83** 065802
- [9] Zhang Y J, Xia Y J, Ren T Q, Du X M, Liu Y L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 722 (in Chinese) [张英杰, 夏云杰, 任廷琦, 杜秀梅, 刘玉玲 2009 物理学报 **58** 722]
- [10] Liu W Y, Bi S W, Dou S B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1780 (in Chinese) [刘王云, 毕思文, 豆西博 2010 物理学报 **59** 1780]
- [11] Fang M F 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 1776 (in Chinese) [方卯发 1994 物理学报 **43** 1776]
- [12] Phoenix S J D, Knight P L 1988 *Ann. Phys. (NY)* **186** 381
- [13] Boukobza E, Tannor D J 2005 *Phys. Rev. A* **71** 063821
- [14] Zhang J, Shao B, Zou J 2008 *Commun. Theor. Phys.* **49** 1463
- [15] Zhang Y Q, Tan L, Zhu Z H, Xiong Z Z, Liu L W 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024210
- [16] Hüünkar K 2011 *Commun. Theor. Phys.* **56** 139
- [17] Guo J L, Sun Y B, Li Z D 2011 *Optics Communications* **284** 896
- [18] Schlicher R R 1989 *Opt. Commun.* **70** 97
- [19] Tan L, Zhang Y Q, Zhu Z H 2011 *Chin. Phys. B* **20** 070303
- [20] Rendell R W, Rajagopal A K 2003 *Phys. Rev. A* **67** 062110
- [21] Abdel-Aty M, Furuichi S, Obada A S F 2002 *J. Opt. B* **4** 37

Entropy exchange and entanglement in the multi-photon J-C model of a moving atom*

Hu Yao-Hua

(*Physics and Electronic Information College, Luoyang Normal University, Luoyang 471022, China*)

(Received 14 October 2011; revised manuscript received 3 November 2011)

Abstract

Considering a moving two-level atom interacting with a single-mode thermal field through multi-photon process, in this paper we study the entropy exchange between the atom and the field by using quantum partial entropy and entanglement measured by using Concurrence, and investigate the effects of the initial atomic state, the atomic motion, the mean photon number and the transition photon number on entropy and entanglement. The results show that the entropy exchange and the entanglement exhibit the periodic evolution due to atomic motion, and entropy exchange occurs. The entanglement between the atom and the field is strengthened as the transition photon number increases. When the partial entropy exchange between atom and field is zero, the entanglement is also zero.

Keywords: multi-photon J-C model, moving atom, mixed states, partial entropy

PACS: 03.67.Mn, 42.50.Dv, 42.50.Lc

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10905028), and the Program for Science and Technology Department of Henan Province, China (Grant No. 102300410050).

† E-mail: huyaohual@sina.com