

与准 Λ 型四能级系统相互作用光场的熵演化*

周青春^{1)†} 祝世宁²⁾

¹⁾ 江苏科技大学数理系, 镇江 212003

²⁾ 南京大学物理系, 固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093

(2004 年 3 月 4 日收到, 2004 年 6 月 8 日收到修改稿)

研究了准 Λ 型四能级系统与非关联双模相干光场相互作用系统的场熵演化特性, 讨论了原子初态、平均光子数及能级劈裂对场熵的影响. 该系统包含了二能级原子和三能级原子与单模场相互作用情况.

关键词: 场熵, 准 Λ 型四能级原子, 相干场

PACC: 4250

1. 引言

Jaynes-Cummings 模型(JCM)含有丰富的原子与光场相互作用系统量子特性的信息, 如原子能级布居反转的周期性崩溃与回复、原子算符的偶极压缩、光场压缩等, 因此一直受到人们关注^[1,2]. 近年来, 该模型及其三能级原子情况的推广所反映的光场和原子间关联效应的熵的演化规律正日益引起量子光学研究者的重视. JCM 中的原子和腔场是典型的耦合量子系统, 原子与光场间的强关联为根据原子的测量推断场的性质提供了一种手段, 而关联的消退会伴随场的宏观量子态的形成, 所以 JCM 能清楚地说明并检验量子关联.

熵能定量地量度系统的无序程度, 也是量子态纯度的量度. 一个量子系统的 Von Neumann 熵定义为 $S = -\text{Tr}(\rho \ln \rho)$ 其中 ρ 为系统的密度算符, 并取 $k_B = 1$. 对纯态, $S = 0$, 对统计混合态, $S \neq 0$, 当系统的时间演化由不含时 Schrödinger 方程支配时, $S =$ 常量. 人们更加感兴趣的是原子和场各自的熵:

$$\begin{aligned} S_a &= -\text{Tr}(\rho_a \ln \rho_a), \\ S_f &= -\text{Tr}(\rho_f \ln \rho_f), \end{aligned} \quad (1)$$

式中 ρ_a 和 ρ_f 分别为原子和光场的约化密度算符. 由于原子和光场都是开放的子系统, 它们的熵与时间有关. 根据 Araki-Lieb 不等式, $|S_a - S_b| \leq S \leq S_a + S_b$. 若光场和原子在初始时刻均处于纯态, 且彼此无关联, 则光场-原子复合系统熵 $S = 0$, 所以总有 S_a

$= S_f$, 计算光场的熵只需计算原子的熵. 按照 Phoenix 和 Knight 的观点^[3], 量子系统的熵自动包含系统密度算符的高阶统计矩, 是一种十分灵敏的量子态纯度的操作测量和原子-光场纠缠程度的量度, 子系统熵越大, 纠缠度越高.

二能级原子与单模光场作用的单光子跃迁^[3-5]、双光子跃迁^[6,7]、多光子跃迁^[8]情况相应的场熵已被广泛研究. Liu 计算了二能级原子与双模光场作用下的场熵^[9], Yi 和 Sun 还考虑了光场与耦合双原子相互作用系统的场熵^[10]. 最近, 三能级原子与光场相互作用系统的场熵理论引起了许多研究者的兴趣^[11-15]. 光场与四能级原子相互作用系统也是一种重要情形^[16-19], 但还未见有人讨论该系统的场熵演化规律. 本文试图研究准 Λ 型四能级系统^[16]的场熵.

2. 密度矩阵与场熵

考虑如图 1 所示四能级原子系统, 其中能级 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 近简并, 频率裂距 2Δ . 四能级能量分别为 $\omega_a, \omega_b, \omega_c, \omega_d$ (本文取 $\hbar = 1$), 腔场频率为 ω_1, ω_2 , 仅一端为能级 $|c\rangle$ 的跃迁才是偶极允许的. 为简单起见, 本文仅讨论光场与原子共振情况: $\omega_1 = \omega_c - \omega_b + \Delta = \omega_c - \omega_a - \Delta, \omega_2 = \omega_c - \omega_d$. 在与腔场频率有关的旋转坐标系中, 旋波近似下的原子-场哈密顿量为

$$H = \Delta(|b\rangle\langle b| - |a\rangle\langle a|) + g_1 a_1^\dagger(|b\rangle\langle c| + |a\rangle\langle c|)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 90201008)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: dq0222076@yahoo.com

$$\begin{aligned}
 &+ g_1(|c\rangle\langle b| + |c\rangle\langle a|)a_1 \\
 &+ g_2 a_2^+ |d\rangle\langle c| + g_2 |c\rangle\langle d| a_2, \quad (2)
 \end{aligned}$$

式中 $a_{1,2}^+$ ($a_{1,2}$), 分别为频率为 ω_1 和 ω_2 光子产生 (湮没) 算符, g_1 为跃迁 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 和 $|b\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 与频率 ω_1 光场耦合系数, g_2 为跃迁 $|d\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 与频率 ω_2 光场耦合系数.

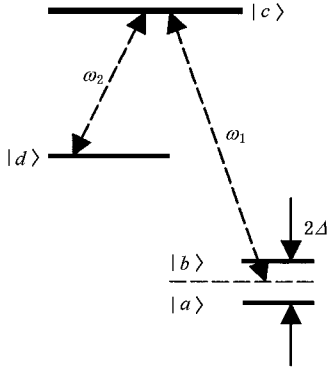


图 1 原子能级结构

设初始时刻光场与原子退耦, 且场处于非关联双模相干态

$$\begin{aligned}
 |\Psi(0)\rangle_f &= \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle, \\
 F_{n_1, n_2} &= \exp\left[\frac{\bar{n}_1 + \bar{n}_2}{2}\right] \sqrt{\frac{\bar{n}_1^{n_1} \bar{n}_2^{n_2}}{n_1! n_2!}}, \quad (3)
 \end{aligned}$$

原子处于 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 二能级相干叠加态

$$|\Psi(0)\rangle_a = \cos\frac{\theta}{2}|c\rangle + \exp(-i\phi)\sin\frac{\theta}{2}|a\rangle, \quad (4)$$

由 Schrödinger 方程

$$i \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = H |\Psi(t)\rangle \quad (5)$$

及初始条件, 可求出时刻 t 原子-场复合系统的态矢量为

$$\begin{aligned}
 |\Psi(t)\rangle &= \sum_{n_1=-1, n_2=0}^{\infty} [C_{a, n_1, n_2}(t)|a, n_1+1, n_2\rangle \\
 &+ C_{b, n_1, n_2}(t)|b, n_1+1, n_2\rangle \\
 &+ C_{c, n_1, n_2}(t)|c, n_1, n_2\rangle \\
 &+ C_{d, n_1, n_2}(t)|d, n_1, n_2+1\rangle], \quad (6)
 \end{aligned}$$

式中

$$C_{c, -1, n_2} = C_{b, -1, n_2} = C_{d, -1, n_2} = 0,$$

$$C_{a, -1, n_2} = F_{0, n_2} \exp[-i(\phi + \Delta t)] \sin\frac{\theta}{2},$$

$n_1 \neq -1$ 时,

$$C_{a, n_1, n_2}(t) = \sum_{i=1}^4 A_i \exp[i\lambda_i t],$$

$$C_{b, n_1, n_2}(t) = \sum_{i=1}^4 \frac{\lambda_i - \Delta}{\lambda_i + \Delta} A_i \exp[i\lambda_i t],$$

$$C_{c, n_1, n_2}(t) = \frac{1}{g_1 \sqrt{n_1 + 1}} \sum_{i=1}^4 (\Delta - \lambda_i) A_i \exp[i\lambda_i t],$$

$$C_{d, n_1, n_2}(t) = \frac{g_2}{g_1} \sqrt{\frac{n_2 + 1}{n_1 + 1}} \sum_{i=1}^4 \frac{\lambda_i - \Delta}{\lambda_i} A_i \exp[i\lambda_i t]. \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{\lambda_1(\lambda_1 + \Delta)}{2\Delta^2(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_1 - \lambda_4)} \\
 &\times [(\Delta - \lambda_2)(\Delta - \lambda_3)(\Delta - \lambda_4) \\
 &\times \exp(i\phi) \sin\frac{\theta}{2} F_{n_1+1, n_2} \\
 &- 2g_1 \sqrt{n_1 + 1} \Delta^2 \cos\frac{\theta}{2} F_{n_1, n_2}],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_2 &= \frac{\lambda_2(\lambda_2 + \Delta)}{2\Delta^2(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_4)} \\
 &\times [2g_1 \sqrt{n_1 + 1} \Delta^2 \cos\frac{\theta}{2} F_{n_1, n_2} \\
 &- (\Delta - \lambda_1)(\Delta - \lambda_3)(\Delta - \lambda_4) \\
 &\times \exp(i\phi) \sin\frac{\theta}{2} F_{n_1+1, n_2}],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_3 &= \frac{\lambda_3(\lambda_3 + \Delta)}{2\Delta^2(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_3 - \lambda_4)} \\
 &\times [(\Delta - \lambda_1)(\Delta - \lambda_2)(\Delta - \lambda_4) \\
 &\times \exp(i\phi) \sin\frac{\theta}{2} F_{n_1+1, n_2} \\
 &- 2g_1 \sqrt{n_1 + 1} \Delta^2 \cos\frac{\theta}{2} F_{n_1, n_2}],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_4 &= \frac{\lambda_4(\lambda_4 + \Delta)}{2\Delta^2(\lambda_1 - \lambda_4)(\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda_3 - \lambda_4)} \\
 &\times [2g_1 \sqrt{n_1 + 1} \Delta^2 \cos\frac{\theta}{2} F_{n_1, n_2} \\
 &- (\Delta - \lambda_1)(\Delta - \lambda_2)(\Delta - \lambda_3) \\
 &\times \exp(i\phi) \sin\frac{\theta}{2} F_{n_1+1, n_2}]. \quad (8)
 \end{aligned}$$

(7) 和 (8) 式中 $\lambda_1 - \lambda_4$ 分别为

$$\lambda_{1,2,3,4} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \{2g_1^2(n_1 + 1) + g_2^2(n_2 + 1) + \Delta^2\}$$

$$\pm \sqrt{[2g_1^2(n_1 + 1) + g_2^2(n_2 + 1) + \Delta^2] - 4g_2^2(n_2 + 1)\Delta^2}^{1/2}. \tag{9}$$

原子约化密度算符为

$$\rho_a(t) = \text{Tr}_f[|\Psi(t)\rangle\langle\Psi(t)|] = \begin{pmatrix} \sum_{n_1, n_2} |C_{a, n_1, n_2}|^2 & \sum_{n_1, n_2} C_{a, n_1, n_2} C_{b, n_1, n_2}^* & \sum_{n_1, n_2} C_{a, n_1, n_2} C_{c, n_1+1, n_2}^* & \sum_{n_1, n_2} C_{a, n_1, n_2+1} C_{d, n_1+1, n_2}^* \\ \sum_{n_1, n_2} C_{b, n_1, n_2} C_{a, n_1, n_2}^* & \sum_{n_1, n_2} |C_{b, n_1, n_2}|^2 & \sum_{n_1, n_2} C_{b, n_1, n_2} C_{c, n_1+1, n_2}^* & \sum_{n_1, n_2} C_{b, n_1, n_2+1} C_{d, n_1+1, n_2}^* \\ \sum_{n_1, n_2} C_{c, n_1+1, n_2} C_{a, n_1, n_2}^* & \sum_{n_1, n_2} C_{c, n_1+1, n_2} C_{b, n_1, n_2}^* & \sum_{n_1, n_2} |C_{c, n_1, n_2}|^2 & \sum_{n_1, n_2} C_{c, n_1, n_2+1} C_{d, n_1, n_2}^* \\ \sum_{n_1, n_2} C_{d, n_1+1, n_2} C_{a, n_1, n_2+1}^* & \sum_{n_1, n_2} C_{d, n_1+1, n_2} C_{b, n_1, n_2+1}^* & \sum_{n_1, n_2} C_{d, n_1, n_2} C_{c, n_1, n_2+1}^* & \sum_{n_1, n_2} |C_{d, n_1, n_2}|^2 \end{pmatrix}. \tag{10}$$

光场熵可用原子熵表示为

$$S_f(t) = S_a(t) = -\text{Tr}_a[\rho_a(t) \ln \rho_a(t)] = -\sum_{i=1}^4 \pi_i \ln \pi_i, \tag{11}$$

式中 π_i 为 $\rho_a(t)$ 本征值. 对 (7)–(11) 式作数值计算, 可求得系统场熵演化特性.

3. 数值计算结果与讨论

为简洁起见, 以下计算结果中都取 $\phi = 0$. 对 $g_2 = g_1, \Delta/g_1 = 1, \theta = 0$ (原子初始时刻处于激发态 $|c\rangle$), $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = \bar{n} = 25$ 和 100 作出场熵随时间演化曲线, 如图 2 所示. 对于大 \bar{n} , 原子和场之间纠缠程度有较好的周期性, 且平均熵值较小, 熵的极小值较低, 相应于原子与场间脱耦程度高. 当 \bar{n} 较小时, 仅在开始一段很短时间可见熵值的振荡, 振荡周期随 \bar{n} 增大而增大, 随后上升到一相对稳定值, 此后系统基本处于均匀统计混合态. 图 3 示出两模平均光子数不等时场熵曲线, 其中频率为 ω_2 的场模强度远小于频率为 ω_1 的场模强度. 图 3 中熵的极小值比

两模平均光子数都为 25 时低, 即演化过程中子系统在某些时刻更接近于纯态. 由此可见, 多模场有利于原子与场的纠缠. 在条件 $\bar{n}_1, \bar{n}_2 \gg 1$ (Δ/g_1) (Δ/g_2) (大 \bar{n}_1, \bar{n}_2 极限) 下, 可求出熵第一次出现极小值的时间为

$$t_0 \approx \sqrt{2g_1^2 \bar{n}_1 + g_2^2 \bar{n}_2 + \frac{\Delta^2}{1 + (g_2^2 \bar{n}_2)(2g_1^2 \bar{n}_1)}} \times \begin{cases} \pi/g_1^2 & (2g_1^2 \bar{n}_1 > g_2^2 \bar{n}_2); \\ 2\pi/g_2^2 & (2g_1^2 \bar{n}_1 < g_2^2 \bar{n}_2). \end{cases} \tag{12}$$

为研究原子初态对场熵的影响, 图 4 中对 $\Delta/g_1 = 1$ 和不同原子分布角 θ 示出场熵曲线. 随 θ 增大, 场熵均值有上升趋势. 图 4(c)(d) 与 (a)(b) 曲线形状不同, $\theta = \pi/2$ 和 $\theta = \pi$ 的熵值振荡幅度很小, 系统迅速进入准均匀统计混合态. 能级简并 ($\Delta = 0$) 时场熵有类似演化规律. 除初始时刻外, 原子和场不能近似为处于纯态, 这与 JCM 情况不同. 共振 JCM 中, 不论二能级原子初始时刻处于何状态, 当系统演化到时刻 $t = \sqrt{\bar{n}}\pi/g$ 时, 原子总是近似处于一固定的纯态^[20].

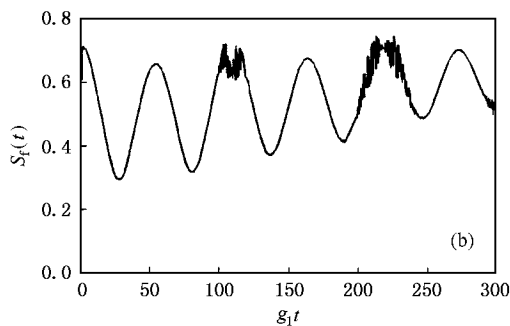
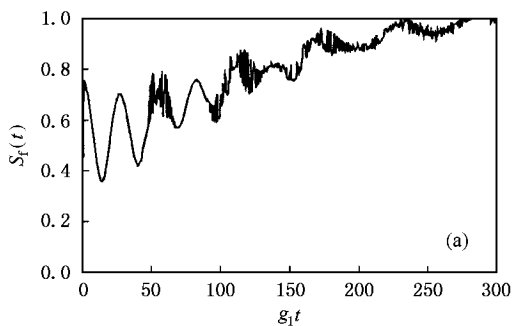


图 2 两模平均光子数相同时场熵时间演化曲线 $g_2 = g_1, \Delta = g_1, \theta = 0, \phi = 0$. (a) 为 $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 25$ (b) 为 $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 100$

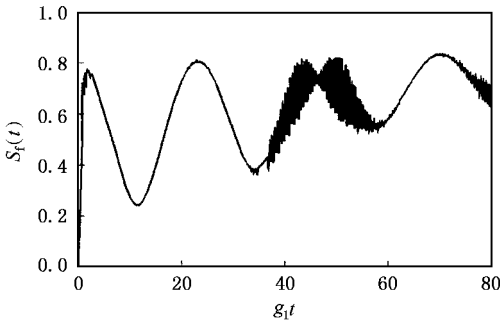


图 3 两模平均光子数不同时场熵时间演化曲线 $g_2 = g_1, \Delta = g_1, \theta = 0, \phi = 0, \bar{n}_1 = 25, \bar{n}_2 = 2$

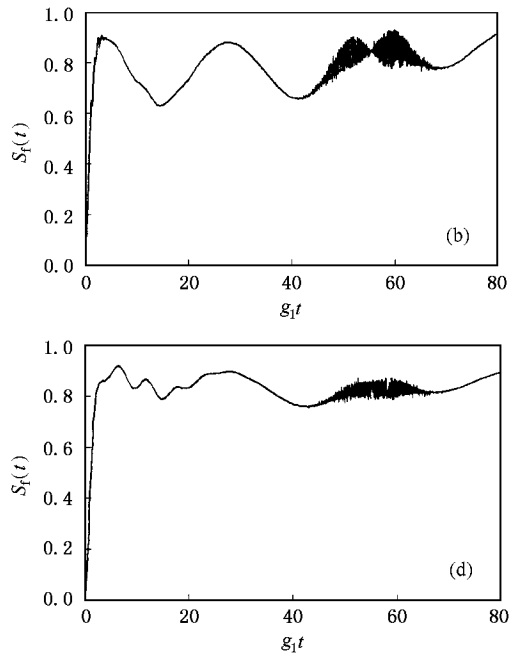
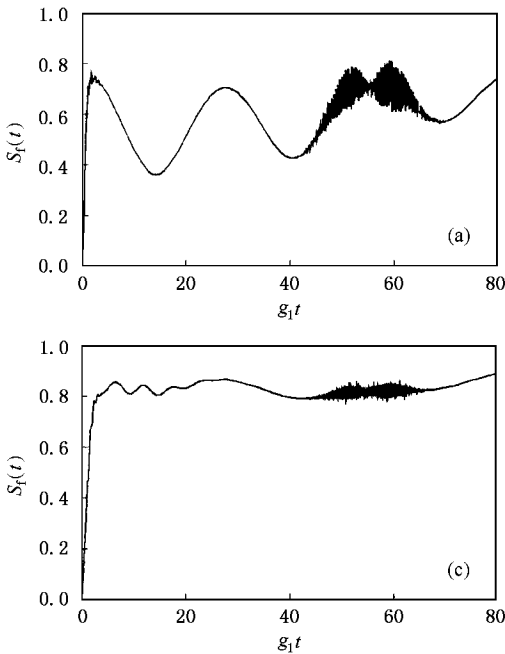


图 4 $g_2 = g_1, \Delta = g_1, \phi = 0, \bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 25$ 时原子分布角对场熵时间演化的影响 (a)为 $\theta = 0$ (b)为 $\theta = \pi/4$ (c)为 $\theta = \pi/2$ (d)为 $\theta = \pi$

现在讨论耦合参量 g_1 和 g_2 对熵的影响. 这里仅对 $\theta = 0$ 讨论两种极端情况 (1) $g_1 = 0, g_2 \neq 0$. 由 (6)–(9) 式可得系统态矢量为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n_2} \exp[-\bar{n}_2/2] \sqrt{\frac{\bar{n}_2^{n_2}}{n_2}} \times [\cos(g_2 \sqrt{n_2 + 1} t) |c, n_2\rangle - i \sin(g_2 \sqrt{n_2 + 1} t) |d, n_2\rangle],$$

正好是二能级原子与单模相干场相互作用系统的态矢量. 在大 \bar{n}_2 极限下, 系统演化到 $t = \sqrt{\bar{n}_2} \pi / g_2$ 时, 场与原子退纠缠^[20], 此刻原子处于纯态 $(|c\rangle + i|d\rangle) / \sqrt{2}$, 场熵近似为零. (2) $g_1 \neq 0, g_2 = 0$. 时刻 t 系统态

图 5 示出能级 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 劈裂对子系统熵的作用. 图中曲线对应于 $g_2 = g_1$, 初始时刻原子处于激发态 $|c\rangle$. 当 $\Delta/g_1 \leq 1$ 时, 场熵演化曲线差别甚微. 但当 Δ 进一步增大时, 可观察到熵极值上升, 同时可见演化周期性变差, 意味着原子与场之间纠缠略有加强, 其中原因与能级布居随能级裂距变化有关, 我们将另文讨论. 应该指出, 场熵并非随 Δ 单调增长, Δ 再增大时熵又开始下降(图中未画出), 这是因为光场频率 ω_1 与 $|a\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 及 $|b\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 跃迁频率不等会导致耦合减弱, 从而降低场与原子的纠缠程度, 使熵变小.

矢量为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n_1} \exp[-\bar{n}_1/2] \sqrt{\frac{\bar{n}_1^{n_1}}{n_1}} [C_{a, n_1}(t) |a, n_1 + 1\rangle + C_{b, n_1}(t) |a, n_1 + 1\rangle + C_{c, n_1}(t) |a, n_1\rangle],$$

式中

$$C_{a, n_1}(t) = \frac{g_1 \sqrt{n_1 + 1}}{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2} \times \{ \Delta(1 - \cos \sqrt{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2} t) - i \sqrt{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2} \times \sin \sqrt{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2} t \},$$

$$C_{b, n_1}(t) = -\frac{g_1 \sqrt{n_1 + 1}}{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2} \times \{ \Delta(1 - \cos \sqrt{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2} t) + i\sqrt{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2} \sin \sqrt{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2} t \},$$

$$C_{c, n_1}(t) = \frac{1}{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2}$$

$$\times \{ \Delta^2 + 2g_1^2(n_1 + 1) \times \cos \sqrt{2g_1^2(n_1 + 1) + \Delta^2} t \}.$$

在极限 $\bar{n}_1 \gg \max[1, \Delta^2/g_1^2]$ 下, 当 $t \approx \sqrt{\bar{n}_1}/2\pi/g_1$ 时, 原子和场近似处于纯态, 场熵近似为零. 这时原子态为 $|c + i|a + |b\rangle/\sqrt{2}$, 原子布居差为 $\rho_{cc} - (\rho_{aa} + \rho_{bb}) = 0$, 但系综仍具有理想相干性.

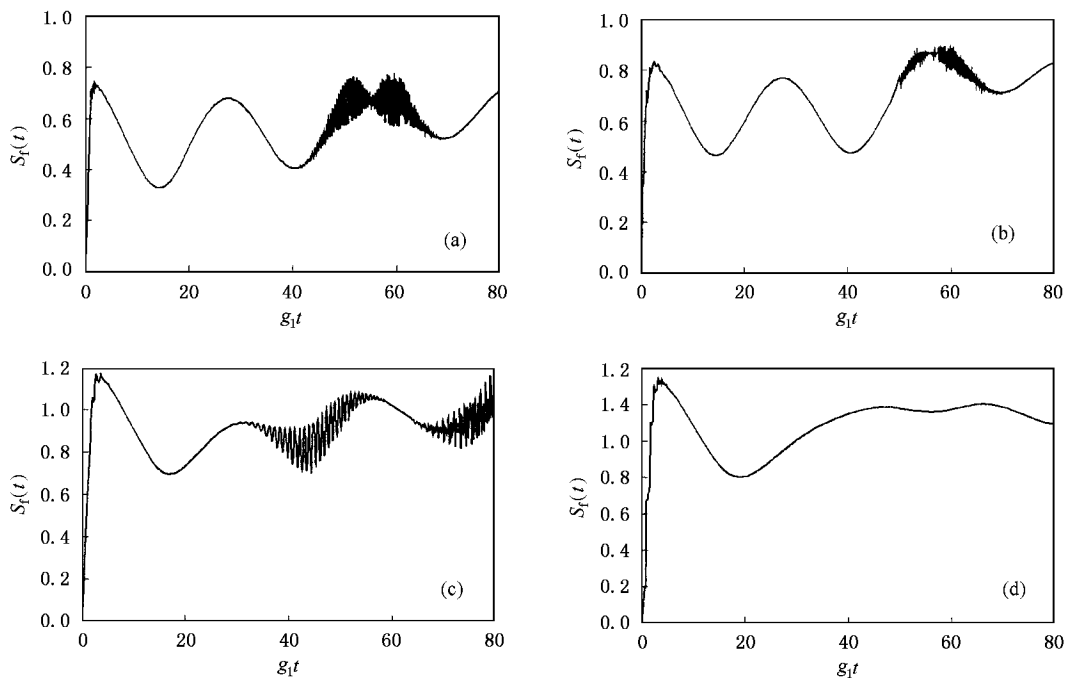


图5 $g_2 = g_1, \beta = 0, \phi = 0, \bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 25$ 时 Δ 对场熵时间演化的影响 (a)为 $\Delta = 0.5g_1$ (b)为 $\Delta = 2g_1$ (c)为 $\Delta = 5g_1$; (d)为 $\Delta = 9g_1$

4. 结 论

本文研究了准 Λ 型四能级系统与非关联双模相干光场相互作用系统的场熵特性, 讨论了原子初态、平均光子数及能级劈裂对场熵的影响. 结果表明, 两模平均光子数较大时, 子系统熵演化有较好周

期性, 熵极小值较小. 双模场比单模场更易产生原子与场间的纠缠. 场和原子的熵演化依赖于原子初态, 系统演化过程中子系统能否趋近于纯态与原子初态有关. 失谐量 Δ 的增大, 熵先升后降. 在 $g_1 = 0$ 时, 系统化为二能级与单模相干场相互作用情形; $g_2 = 0$ 时, 系统化为三能级与单模相干场相互作用情形.

[1] Shore B W 1993 *J. Mod. Opt.* **40** 1195
 [2] Yoo H I and Eberly J H 1985 *Phys. Rep.* **118** 239
 [3] Phoenix S J D and Knight P L 1988 *Ann. Phys.* **186** 381
 [4] Fang M F 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 1776 [in Chinese] 方卯发 1994 *物理学报* **43** 1776]
 [5] Huang Y X and Guo G C 1996 *Acta Sin. Quantum. Opt.* **2** 9 [in Chinese] 黄燕霞、郭光灿 1996 *量子光学学报* **2** 9]
 [6] Phoenix S J D and Knight P L 1990 *J. Opt. Soc. Am.* **B 7** 116
 [7] Feng L X and He L S 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1926 (in Chinese) [冯立勋、何林生 1997 *物理学报* **46** 1926]
 [8] Fang M F and Zhou P 1993 *Acta Opt. Sin.* **13** 799 [in Chinese] 方卯发、周 鹏 1993 *光学学报* **13** 799]
 [9] Liu X 1995 *Chin. J. Quantum Electron.* **12** 326
 [10] Yi S X and Sun C P 1996 *Chin. Sci. Bull.* **41** 1165

- [11] Liu X 2000 *Physica A* **286** 588 [刘素梅、刘三秋 2002 光子学报 **31** 924]
- [12] Liu X and Fang M F 1996 *Acta Phys. Sin.* **16** 435(in Chinese) [刘翔、方卯发 1996 光学学报 **16** 435]
- [13] Ao S M *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 52(in Chinese) [敖胜美等 2001 物理学报 **50** 52]
- [14] Lai Z J and Liu Z X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1714(in Chinese) [赖振讲、刘自信 2000 物理学报 **49** 1714]
- [15] Liu S M and Liu S Q 2002 *Acta Photon. Sin.* **31** 924(in Chinese) [刘素梅、刘三秋 2002 光子学报 **31** 924]
- [16] Zhang X Y *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 36(in Chinese) [张向阳等 2002 物理学报 **51** 36]
- [17] Yuan S and Gao J Y 2001 *Chin. Phys.* **10** 300
- [18] Liu Z D *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2970(in Chinese) [刘正东等 2004 物理学报 **53** 2970]
- [19] Gong S Q 2004 *Chin. Phys.* **13** 860
- [20] Gea-Banacloche J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 3385

Entropy evolution of the field interacting with a quasi- Λ -type four-level atom ^{*}

Zhou Qing-Chun^{1,2)†} Zhu Shi-Ning²⁾

¹⁾*Department of Mathematics and Physics, Jiangsu University of Science and Technology, Zhenjiang 212003, China*

²⁾*Department of Physics and State Key Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China*

(Received 4 March 2004 ; revised manuscript received 8 June 2004)

Abstract

The evolution of the field(atomic) entropy in a system of a quasi- Λ -type four-level atom interacting with an uncoupled two-mode coherent field is investigated. The effects of initial atomic state, the initial mean photon number and the splitting of the atomic energy levels on the entropy are discussed. The system reduces to that of a two-level or three-level atom interacting with a single-mode coherent field in special cases.

Keywords : field entropy, quasi- Λ -type four-level atom, coherent-state field

PACC : 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 90201008).

[†] Corresponding author. E-mail : dg0222076@yahoo.com