

文章编号:1004-4213(2011)03-0448- 5

Kerr 介质中耦合全同 Λ 型三能级原子与真空场相互作用过程中场熵的演化特性

李可, 令维军, 王志坚

(天水师范学院 物理系, 甘肃 天水 741001)

摘 要:利用量子理论,研究了真空场与耦合全同 Λ 型三能级原子相互作用过程中场熵的演化特性.讨论了系统初始状态、失谐量、原子间偶极相互作用和 Kerr 系数对场熵演化特性的影响.数值计算结果表明:场熵呈现出周期性振荡,其振荡频率和幅度强烈地依赖于系统的初始状态;失谐量、原子间耦合强度、Kerr 系数的增大,都会使场熵振荡的幅度减小.

关键词:量子光学; 熵; 耦合 Λ 型三能级原子; Kerr 介质

中图分类号:O431.2

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20114003.0448

0 引言

在量子光学中,20 世纪 60 年代建立了描述单个两能级原子与量子化光场相互作用的 Jaynes-Cummings Model (JCM)模型^[1].后来人们又把 J-C 模型发展成为描述两个原子与量子化光场相互作用的 Tavis-Cummings Model (TCM)模型^[2].1989 年,Agarwal 和 Puri 得出了考虑 Kerr 效应的 J-C 模型^[3].这些模型都是精确可解的.在这些模型中,光场和原子的行为呈现出许多非经典效应,如光场的反聚束和压缩,原子反转时间演化的周期崩溃和回复,原子偶极矩的压缩等^[4-9].但后来的研究表明:仅仅研究这些量子效应,还不能完全理解光场与原子相互作用的动力学行为. Phoenix 和 Knight 等人用量子熵研究光场与二能级原子相互作用时的动力学特性^[10-11],显示出很大的优越性.熵是一个十分灵敏、有用的物理量,因为熵函数自动包含了量子系统密度矩阵的全部统计矩.

在量子通信和量子计算中,量子纠缠具有广泛的应用,而如何找到一个好的办法来度量量子纠缠是十分重要的.自从 Phoenix 和 Knight 等人将熵理论用于量子光学领域以来,熵在解释光场与原子的关联程度,光场与原子相互作用时所呈现的量子效应方面都显示出了很强的优越性.尤其人们发现可以利用熵来度量光场与原子之间的纠缠程度,从而更好地制备纠缠态来实现量子通信和量子计算.熵值越大,纠缠程度越高^[11-12].所以对场熵的研究又成为近年来的热点.

光场与原子之间的相互作用可以导致光场与原子的量子纠缠,光场与三能级系统的相互作用在量子信息领域的应用同样很广泛.与传统的 JCM 相比,三能级原子与光场之间的相互作用能够显示出更为全面的量子效应,它被人们视为认识和掌握量子光学的重要工具,所以对光场与三能级原子系统相互作用过程中场熵的研究是十分有意义的^[13-14].同时,Kerr 效应是光与介质相互作用的一种非线性效应,光场与原子的作用在很多中情况下需要引入到介质中去.研究 Kerr 介质中光场与原子的相互作用过程中系统的动力学行为,在实际应用中是有很大的意义的^[15].

近 20 年来,科学家们对二能级原子和单个的三能级原子与光场相互作用过程中光场(原子)熵随时间的演化特性做了比较系统的研究^[13-14,16-18].但是,对耦合的三能级原子,特别是对 Kerr 介质中耦合的三能级原子与光场相互作用过程中,光场(原子)熵随时间演化特性的研究目前还没有见到相关的报道.本文针对 Kerr 介质中耦合的全同 Λ 型三能级原子与真空场相互作用的动力学过程,对光场(原子)系统的 Von Neumann 熵(量子信息熵理论)随系统参量变化情况下的时间演化特性进行了数值计算并作了讨论.

1 系统的态函数和场的约化密度算符及场熵

1.1 系统态函数的演化

考虑两个全同的 Λ 型三能级原子,其单个原子

基金项目:国家自然科学基金(No.60878020)和天水师范学院青蓝工程资助

第一作者:李可(1971-),讲师,硕士,主要研究方向为量子光学. Email:ligasaen@163.com

收稿日期:2010-10-08;修回日期:2010-12-03

的能级构型如图 1.

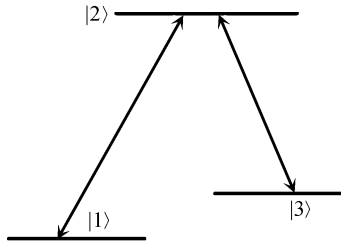


图 1 Λ 型三能级原子的能级结构

Fig. 1 Energy level configure of Λ -type three-level atom

能级 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 之间的跃迁是允许的, 能级 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 之间的跃迁是禁戒的.

Kerr 介质中耦合的两个全同 Λ 型三能级原子与单模光场相互作用系统的哈密顿量为^[8-9] (取 $\hbar=1$)

$$H_I = a[g_1(S_{21}^{(A)} + S_{21}^{(B)})\exp(-i\Delta_1 t) + g_3(S_{23}^{(A)} + S_{23}^{(B)})\exp(-i\Delta_3 t)] + \Omega[S_{21}^{(A)}S_{21}^{+(B)} + S_{23}^{(A)}S_{23}^{+(B)} + S_{21}^{(A)}S_{23}^{+(B)} \cdot \exp(i\Delta_{31} t) + S_{23}^{(A)}S_{21}^{+(B)}\exp(-i\Delta_{31} t)] + H. C. + \chi a^+ a^2 \quad (1)$$

式中 g_1 与 g_3 分别是光场和能级 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 之间跃迁的耦合系数; Ω 为原子偶极矩之间的耦合强度; χ 为 Kerr 介质的三阶非线性强度系数; ω 为光场的频率; ω_1 , ω_2 和 ω_3 分别是原子 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级的能量频率; $S_j^{(k)}$ 为表示第 k 个原子从能级 j 到能级 i 的跃迁算符; a 和 a^+ 分别是光子的湮灭和产生算符; “H. C.” 为共轭项. $\Delta_1 = \omega - (\omega_2 - \omega_1)$; $\Delta_3 = \omega - (\omega_2 - \omega_3)$; $\Delta_{31} = \omega_3 - \omega_1 = \Delta_3 - \Delta_1$. Δ_1 和 Δ_3 分别是 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 之间跃迁的失谐量; Δ_{31} 是 $|3\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间能量的频率差.

1.2 系统态函数满足的微分方程及其解

设系统的初态为两个全同原子都处于基态与激发态的相干叠加, 光场为真空场. 则系统初始时刻的态函数可表示为

$$|\Psi(0)\rangle = \cos\theta|0, 1, 1\rangle + \sin\theta\exp(i\varphi)|0, 2, 2\rangle \quad (2)$$

式中 φ 为叠加相位; $\cos\theta$, $\sin\theta$ 为原子系统初始时刻处于基态与激发态的概率幅.

设在时刻 t , 波函数演化为

$$|\Psi(t)\rangle = \cos\theta|0, 1, 1\rangle + \sin\theta\exp(i\varphi)\{C_1|0, 2, 2\rangle + C_2|2, 1, 1\rangle + C_3|2, 3, 3\rangle + A_1|1, 1, 2\rangle + A_2|1, 3, 2\rangle + A_3|2, 1, 3\rangle + B_1|1, 2, 1\rangle + B_2|1, 2, 3\rangle + B_3|2, 3, 1\rangle\} \quad (3)$$

由对称性可知, $A_i = B_i$ ($i=1, 2, 3$).

依据相互作用绘景中的薛定谔方程, 取 $\hbar=1$

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\Psi(t)\rangle = H_I|\Psi(t)\rangle \quad (4)$$

可得态函数的系数满足的微分方程为(设 $g_1 = g_3 = g$)

$$i\frac{dC_1(t)}{dt} = 2g\exp(-i\Delta_1 t)A_1(t) + 2g\exp(-i\Delta_3 t)A_2(t) \quad (5a)$$

$$i\frac{dC_2(t)}{dt} = 2\sqrt{2}g\exp(i\Delta_1 t)A_1(t) + 2\chi C_2(t) \quad (5b)$$

$$i\frac{dC_3(t)}{dt} = 2\sqrt{2}g\exp(i\Delta_3 t)A_2(t) + 2\chi C_3(t) \quad (5c)$$

$$i\frac{dA_1(t)}{dt} = g\exp(i\Delta_1 t)C_1(t) + \sqrt{2}g\exp(-i\Delta_1 t) \cdot C_2(t) + \sqrt{2}g\exp(-i\Delta_3 t)A_3(t) + \Omega\exp(-i\Delta_{31} t) \cdot A_2(t) + \Omega A_1(t) \quad (5d)$$

$$i\frac{dA_2(t)}{dt} = g\exp(i\Delta_3 t)C_1(t) + \sqrt{2}g\exp(-i\Delta_3 t) \cdot C_3(t) + \sqrt{2}g\exp(-i\Delta_1 t)A_3(t) + \Omega\exp(i\Delta_{31} t) \cdot A_1(t) + \Omega A_2(t) \quad (5e)$$

$$i\frac{dA_3(t)}{dt} = \sqrt{2}g\exp(i\Delta_3 t)A_1(t) + \sqrt{2}g\exp(i\Delta_1 t) \cdot A_2(t) + 2\chi A_3(t) \quad (5f)$$

微分方程的初始值为

$$C_1(0) = 1; C_2(0) = C_3(0) = 0; A_1(0) = A_2(0) = A_3(0); B_1(0) = B_2(0) = B_3(0) = 0.$$

考虑 $\Delta_1 = \Delta_3 = \Delta$, (即 $|1\rangle$, $|3\rangle$ 能级兼并), 则 $\Delta_{31} = 0$. 在这种情况下, 解方程得微分方程组的解为

$$A_1(t) = A_2(t) = 0.5[m_1\exp(i\gamma_1 t) + m_2\exp(i\gamma_2 t) + m_3\exp(i\gamma_3 t)] \quad (6a)$$

$$C_1(t) = 1 - 2g\left\{\frac{m_1}{\gamma_1 - \Delta}[\expi(\gamma_1 - \Delta)t - 1] + \frac{m_2}{\gamma_2 - \Delta}[\expi(\gamma_2 - \Delta)t - 1] + \frac{m_3}{\gamma_3 - \Delta}[\expi(\gamma_3 - \Delta)t - 1]\right\} \quad (6b)$$

$$C_2(t) = C_3(t) = A_3(t) = \sqrt{2}g\exp(-i2\chi t) \cdot \left\{\frac{m_1}{\gamma_1 + \Delta + 2\chi}[1 - \expi(\gamma_1 + \Delta + 2\chi)t] + \frac{m_2}{\gamma_2 + \Delta + 2\chi}[1 - \expi(\gamma_2 + \Delta + 2\chi)t] + \frac{m_3}{\gamma_3 + \Delta + 2\chi}[1 - \expi(\gamma_3 + \Delta + 2\chi)t]\right\} \quad (6c)$$

式中 m_1, m_2, m_3 为

$$m_1 = \frac{2g[(\gamma_2 + \gamma_3) + (2\Omega - \Delta)]}{(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_3 - \gamma_1)} \quad (7a)$$

$$m_2 = \frac{2g[(\gamma_1 + \gamma_3) + (2\Omega - \Delta)]}{(\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_3 - \gamma_2)} \quad (7b)$$

$$m_3 = \frac{2g[(\gamma_1 + \gamma_2) + (2\Omega - \Delta)]}{(\gamma_1 - \gamma_3)(\gamma_2 - \gamma_3)} \quad (7c)$$

γ_1, γ_2 和 γ_3 是式(8)的根

$$\gamma^3 + 2(\chi + \Omega)\gamma^2 - [(\Delta^2 + 12g^2) - 2\chi(2\Omega - \Delta)] \cdot \gamma - (8\chi g^2 + 2\Omega\Delta^2 - 4\Delta g^2 + 4\Delta\Omega\chi) = 0 \quad (8)$$

1.3 场的约化密度算符和场熵

如果初始光场、原子均处于纯态, 则光场-原子

全系统的熵 S 为零,并不随时间变化,根据熵的 Arake-Lieb 不等式^[13]

$$|S_A - S_F| \leq S \leq |S_A + S_F| \quad (9)$$

在 $t > 0$ 的任何时刻,光场与原子的熵相等,在本文的讨论中,只讨论光场的熵.

依据式(3),求得量子系统光场的约化密度算符为(取 $\varphi=0$)

$$\rho_f(t) = \text{Tr}_a(\rho_{fa}(t)) = (\cos^2\theta + \sin^2\theta|C_1|^2)|0\rangle\langle 0| + (\cos\theta + \sin\theta C_2^*)|0\rangle\langle 2| + \sin^2\theta(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |B_1|^2 + |B_2|^2)|1\rangle\langle 1| + (\cos\theta + \sin\theta C_2)|2\rangle\langle 0| + \sin^2\theta(|C_2|^2 + |C_3|^2 + |A_3|^2 + |B_3|^2)|2\rangle\langle 2| \quad (10)$$

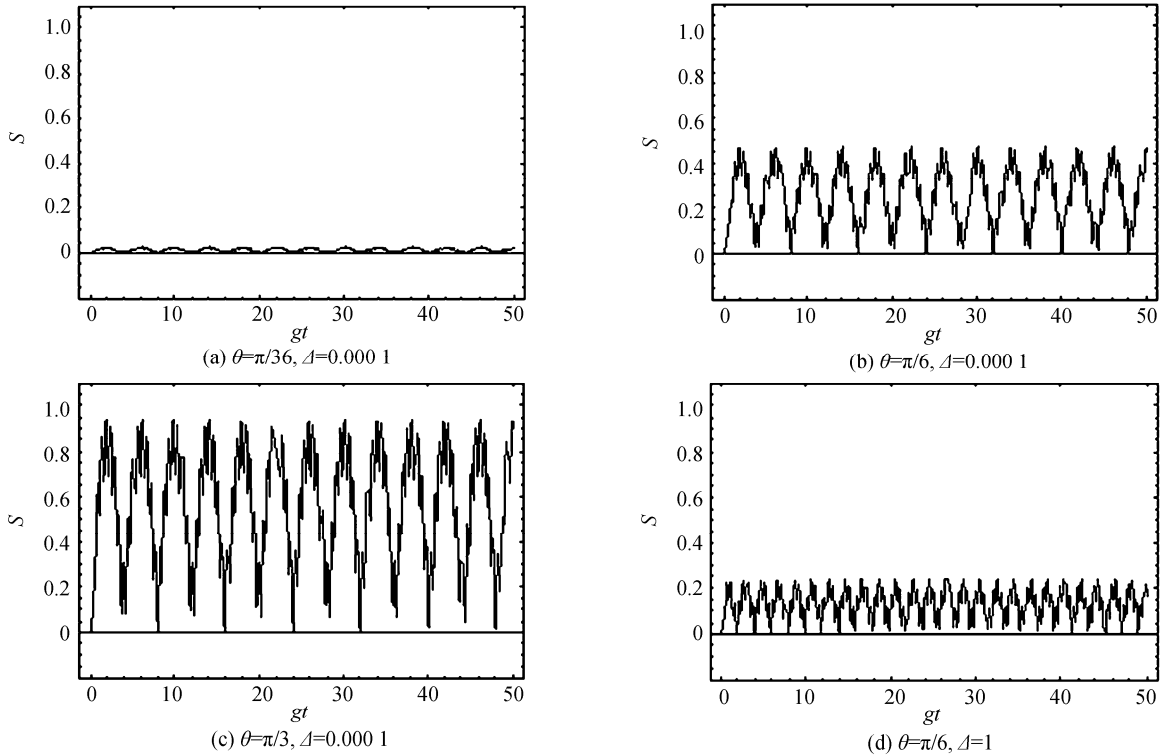


图 2 S 在 $\Omega=5; \chi=0.8$ 和 θ, Δ 取不同值时随时间的演化曲线

Fig. 2 Time evolutions of S with $\Omega=5; \chi=0.8$ and different values of θ and Δ

从图 2(a)、(b)、(c)可以看出,在初始时刻原子基本上处于低能级时,原子与光场的熵很小,接近于 0(图 2(a)).这说明原子与光场几乎不发生纠缠,这是因为受能量守恒定律的限制,原子没有吸收光子,因而系统的状态基本上保持不变.随着初始时刻,原子处于高能级概率幅的增加,光场(原子)系统的熵出现了振荡,而且振荡的幅度随原子初始时刻处于高能级概率幅的增加而增大,但振荡的频率几乎不变.这是因为初始时刻处于高能级的概率越大,能够与光场相互作用交换能量的原子也越多.原子与光场之间状态的对应程度越高,光场与原子系统纠缠的程度越大.光场与原子处于纠缠与退纠缠的振荡过程中.

在图 2(b)和(d)的比较观察中,可以看到,在光场单光子失谐量增大的情况下,光场(原子)系统熵

则光场(原子)系统的 Von Neumann 熵为

$$S_f = S_a = -\text{Tr}[\rho_f \ln \rho_f] = -\sum_{i=1} \lambda_i \ln \lambda_i \quad (11)$$

λ_i 为密度算符 $\rho_f(t)$ 的特征值.熵值越大,场与原子的纠缠关联越强.

2 场熵的数值计算和演化特性讨论

2.1 原子系统初始状态和光场失谐量对场熵演化的影响

图 2 为 $\Omega=5; \chi=0.8$ 和 (a) $\theta=\pi/36, \Delta=0.0001$; (b) $\theta=\pi/6, \Delta=0.0001$; (c) $\theta=\pi/3, \Delta=0.0001$; (d) $\theta=\pi/6, \Delta=1$ 等情况下 S 随时间的演化曲线.

的振荡幅度减小.同时,振荡的频率增大.失谐量的增大,使得原子与光场之间的作用受到一定的抑制,因而,熵表现得振幅减小.频率增大的原因是原子与光场的作用由于失谐量比较大,每次作用的时间变短造成的.

2.2 原子之间耦合强度对场熵演化的影响

图 3 为 S 在 $\theta=\pi/6, \Delta=0.1, \chi=0.4$ 和 (a) $\Omega=0.2$; (b) $\Omega=3.5$; (c) $\Omega=6$; (d) $\Omega=15$ 等情况下随时间的演化曲线.

从图 3 中可以看出,原子之间耦合强度的增大,可以使得场熵的周期性变化更加明显,且振荡的频率在减小,但是,当耦合强度增大到一定程度后,场熵的振幅会减小,而场熵的振荡频率不再发生变化.这是因为耦合原子的单光子跃迁过程中,一个原子状态的变化必然受到光场和另外一个原子的同时作

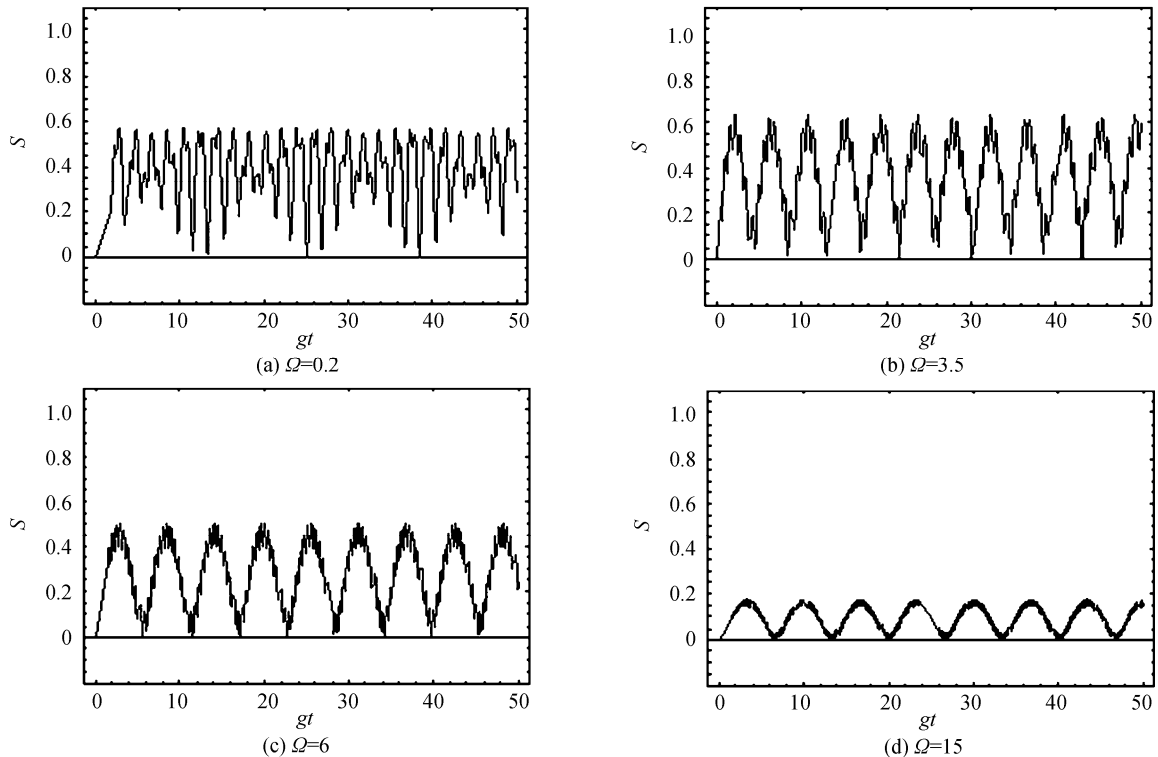


图 3 S 在 $\theta=\pi/6, \Delta=0.1, \chi=0.4$ 和 Ω 取不同值时随时间的演化曲线

Fig. 3 Time evolutions of S with $\theta=\pi/6, \Delta=0.1, \chi=0.4$ and different values of Ω

用. 耦合强度的增大会促使耦合原子内部能量的交换过程, 同时降低场与原子之间单光子的能量交换几率. 可见, 对于耦合的原子系统, 当原子之间的耦合合作效应增强时, 会降低原子与场的纠缠关联. 显示在场熵的演化特性上, 就是使场熵振荡的最大值和幅度减小.

2.3 Kerr 系数对场熵演化的影响

图 4 为 S 在参数 $\theta=\pi/6, \Delta=0.1, \Omega=6$ 和 (a) $\chi=0.0001$; (b) $\chi=0.8$ 等情况下随时间的演化曲线.

从图 4 可以看出, Kerr 系数的增大, 不但使得场熵演化的周期缩短, 而且也使得其振荡幅度减小. 这是容易理解的, Kerr 介质在一定程度上, 减弱了光场与原子的相互作用, 同时增强了光场与 Kerr 介质的相互作用. 这可以从系统哈密顿量中明显地看出. 当 Kerr 系数增大时, 哈密顿量中场与 Kerr 介质作用的项在整个系统中的能量比率增大, 当然, 同时

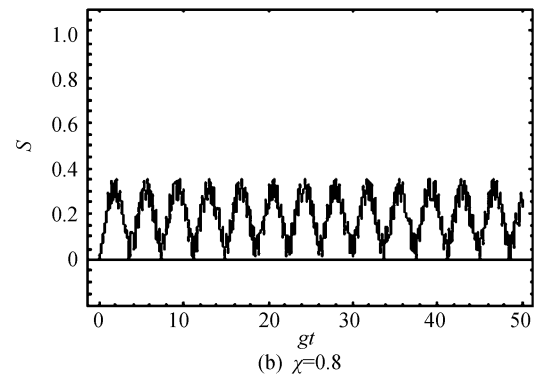


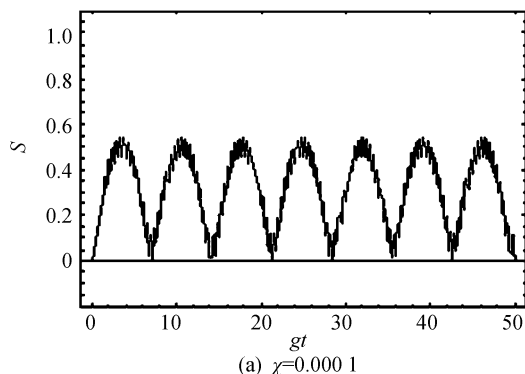
图 4 S 在 $\theta=\pi/6, \Delta=0.1, \Omega=6$ 和 χ 取不同值时随时间的演化曲线

Fig. 4 Time evolutions of S with $\theta=\pi/6, \Delta=0.1, \Omega=6$ and different values of χ

使得光场与原子之间的相互作用能量在整个系统哈密顿量中的比率降低. 自然使得场与原子的纠缠程度降低, 系统场熵的振荡幅度减小.

3 结论

利用全量子理论, 研究了真空场与耦合全同 Λ 型三能级原子相互作用系统中场熵的演化特性. 通过数值计算, 得出了场与原子纠缠关联的程度首先取决于原子系统初始时刻处于高、低能级的概率幅. 如果原子系统初始时刻主要处于高能态, 则由于原子的受激辐射, 能够引起原子与光场的强烈纠缠, 而且原子与场处于纠缠与退纠缠的周期性过程中. 单光子失谐量、原子之间的耦合强度、Kerr 介质的三



阶非线性系数对场熵的演化也有重要的影响. 这三个量的增大都会在一定程度上降低场与原子之间的纠缠,但是分别有着不同的物理机制. 失谐量增大降低场与原子之间的关联,这是因为受能量守恒定律的限制;原子间耦合强度增大降低场与原子之间的纠缠,是因为耦合越强的原子系统会增大原子系统内部能量的一个交换过程,减少光场与原子之间的单光子能量交换过程;Kerr效应的增强,增大了场与介质的作用,同时降低了场与原子的作用. 通过分析说明,失谐量、原子间耦合强度、Kerr系数的增大都会降低场与原子之间的纠缠关联,但是造成这种纠缠关联降低的原因是不同的.

参考文献

- [1] JAYNES E T, CUMMINGS F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to beam maser [J]. *Proceedings of the IEEE*, 1963, **1**(1): 89-109.
- [2] MICHAL T, CUMMINGS F W. Exact solution for an N-Molecule- Radiation-Field Hamiltonian [J]. *Physical Review*, 1968, **170**(2): 379-384.
- [3] AGARWAL G S, PURIR R. Collapse and revival phenomenon in the evolution of a resonant field in a Kerr-like medium [J]. *Physical Review A*, 1989, **39**(6): 2969-2997.
- [4] NAROZHNY N B, *et al.* Coherence versus incoherence; collapse and revival in a simple quantum model [J]. *Physical Review A*, 1981, **23**(1): 236-247.
- [5] KIELICHS F T. Photo antibunching and squeezing in fluorescence of two interacting atoms [J]. *Physical Review A*, 1984, **4**(4): 2004-2011.
- [6] WODKIEWICZ K, EBERLY J H. Coherent states, squeezed fluctuations, and the SU(2) and SU(1,1) groups in quantum-optics applications [J]. *JOSA B*, 1985, **2**(3): 458-466.
- [7] WODKIEWICZ K, KNIGHT P L, BUCKLE S J, *et al.* Squeezing and superpositions states [J]. *Physical Review A*, 1987, **35**(6): 2567-2577.
- [8] DONG Chuan-hua. Dynamic behavior of a system of coupling three-level atoms interaction with light field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(2): 142-149.
董传华. 耦合三能级原子与光场相互作用中系统的动力学行为 [J]. *光学学报*, 2003, **23**(2): 142-149.
- [9] LI Ke, DONG Chuan-hua. Dynamic behaviors of coupled three-level atom system interacting with light field in cavity filled with Kerr-Like medium [J]. *Journal of Shanghai University*, 2005, **9**(4): 332-335.
- [10] PHOENIX S J D, KNIGHT P L. Fluctuations and entropy in models of quantum optical resonance [J]. *Annals of Physics*, 1988, **186**(2): 381-407.
- [11] PHOENIX S J D, KNIGHT P L. Establishment of an entangled atom-field state in the Jaynes-Cummings model [J]. *Physical Review A*, 1991, **44**(9): 6023-6029.
- [12] SHI Ming-jun, DU Jiang-feng, ZHU Dong-pei. Entanglement of quantum pure state [J]. *Acta Physica Sinica*, 2000, **49**(5): 825-829.
石名俊, 杜江峰, 朱栋培. 量子纯态的纠缠度 [J]. *物理学报*, 2000, **49**(5): 825-829.
- [13] HUANG Chun-jia, HE Hui-yong, KONG Fan-zhi, *et al.* Evolution of the entropy of light field interacting with the V-type three-level atom via intensity-dependent coupling [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(08): 2539-2543.
黄春佳, 贺慧勇, 孔凡志, 等. 光场与 V 型三能级原子依赖强度耦合系统场熵的演化特性 [J]. *物理学报*, 2004, **53**(08): 2539-2543.
- [14] ZHOU Qing-chun, ZHU Shi-ning. Entanglement of a Λ -type three-level atom with a single-mode field initially in the number state [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(05): 2043-2048.
周青春, 祝世宁. Λ 型三能级原子与数态单模光场相互作用系统的纠缠特性 [J]. *物理学报*, 2005, **54**(05): 2043-2048.
- [15] BUZEK V, JEX I. Emission spectra of a two-level atom in a Kerr-like medium [J]. *Journal of Modern Optics*, 1991, **38**(5): 987-996.
- [16] LIU Xiang, FANG Mao-fa, LIU An-ling. Entropy properties and schrodinger-cat states of the field interacting with a Ξ type three-level atom [J]. *Acta Physica Sinica*, 2000, **49**(9): 1707-1713.
刘翔, 方卯发, 刘安玲. 光场与级联三能级原子相互作用时的熵特性和薛定谔猫态 [J]. *物理学报*, 2000, **49**(9): 1707-1713.
- [17] HUANG Chun-jia, HE Hui-yong, LI Jiang-fan, *et al.* Influence of the dipole-dipole interaction between atoms on the entropy properties of field in the Tavis-Cummings model [J]. *Acta Physica Sinica*, 2002, **51**(05): 1049-1053.
黄春佳, 贺慧勇, 厉江帆, 等. Tavis-Cummings 模型中原子间偶极相互作用对场熵演化特性的影响 [J]. *物理学报*, 2002, **51**(05): 1049-1053.
- [18] HUANG Chun-jia, HE Hui-yong, ZHOU Ming, *et al.* Entropy evolution of field interacting with two entangled-atoms [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(4): 1764-1768.
黄春佳, 贺慧勇, 周明, 等. 光场与纠缠双原子相互作用过程中的熵演化特性 [J]. *物理学报*, 2006, **55**(4): 1764-1768.

Entropy Properties of the Field of Coupled Identical Λ -type Three-level Atoms Interacting with Vacuum Field in Cavity Filled with Kerr Medium

LI Ke, LING Wei-jun, WANG Zhi-jiang

(Physics Department of Tianshui Normal University, Tianshui, Gansu 741001, China)

Abstract: The entropy properties of the light field of coupled identical Λ -type three-level atoms interacting with vacuum field in cavity filled with Kerr medium were investigated by means of quantum theory. The time evolutions of the entropy of the light field were discussed via the initial state of the system, detuning, coupling coefficient between the atoms, and the Kerr coefficient. Numerical calculation results show that the evolution of the entropy of the light field exhibits periodic oscillation, and its frequency and amplitude are intensively dependent on the initial state of the system. When the detuning the oscillation amplitude decreases with the increases of coupling strength and Kerr coefficient.

Key words: Quantum optics; Entropy; Coupled Λ -type three-level atoms; Kerr medium