

T 型结构腔-光纤系统中的几何量子失谐

吴道永¹, 卢道明^{2*}

¹武夷学院实验室管理中心, 福建 武夷山 354300;

²武夷学院机电工程学院, 福建 武夷山 354300

摘要 考虑了每个腔囚禁一个二能级原子, 腔与腔之间通过光纤连接, 且原子与腔发生共振相互作用的情况, 利用几何量子失谐(GQD)研究了两子系统间的量子关联, 分析了 T 型结构耦合腔系统中两原子间和两腔间的 GQD。采用数值计算方法, 讨论了原子与腔场以及腔与光纤间的耦合强度对 GQD 的影响。研究表明, 随着原子与腔间的耦合系数的增大, 原子间的 GQD 减弱, 但腔间的 GQD 增强; 随着光纤与腔间的耦合强度的增大, 原子间的 GQD 增强, 腔间的 GQD 却减弱。

关键词 量子光学; T 型结构耦合腔; 光纤; 几何量子失谐

中图分类号 O431.2 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.072701

Geometrical Quantum Discord in T-Shaped Cavity-Fiber System

Wu Daoyong¹, Lu Daoming²

¹Laboratory Management Center, Wuyi University, Wuyishan, Fujian 354300, China;

²College of Mechanic and Electronic Engineering, Wuyi University, Wuyishan, Fujian 354300, China

Abstract The situation that a two-level atom is trapped in each cavity, the two cavities are connected via a fiber, and each atom resonantly interacts with cavity is considered. Geometrical quantum discord (GQD) is used to quantify the degree of correlation between two subsystems, and the GQDs between two atoms and between two cavities in T-shaped coupling cavity system are analyzed. The influences of the atom-cavity and fiber-cavity coupling intensities on GQD are discussed by using the numerical calculation method. The research results show that, with the increase of the atom-cavity coupling coefficient, the GQD between atoms is weakened, but the GQD between cavities is strengthened. With the increase of fiber-cavity coupling coefficient, the GQD between atoms is strengthened, but the GQD between cavities is weakened.

Key words quantum optics; T-shaped coupling cavities; fiber; geometrical quantum discord

OCIS codes 270.5580; 020.5580

1 引言

量子纠缠是量子力学最显著的特征之一, 被广泛应用于量子信息科学的各个领域, 如量子态传送、量子密钥分配和量子计算等^[1-3]。随着量子纠缠研究的发展^[4-6], 研究者们发现它仅是量子关联度量方式之一。一些纠缠度为零的分离态, 仍然存在非纠缠的量子关联。这种量子关联同样可应用于量子信息处理和量子计算。Ollivier 等^[7]首次提出了度量量子关联的物理量, 即量子失谐。研究者们对量子

失谐已开展了大量的研究^[8-18]。例如, Wang 等^[8]探讨了非马尔科夫效应对量子失谐的影响。Liu 等^[9]讨论了耦合腔系统中的量子失谐。胡要花等^[10]研究了强度相关耦合双 Jaynes-Cummings 模型中的量子失谐, 讨论了热平均光子数和原子运动对量子失谐的影响。实验上, Lanyon 等^[11]实现了基于量子失谐的量子计算。这些研究表明, 量子失谐是一个比量子纠缠更为广泛和基本的物理概念。但是在量子失谐的计算过程中, 需要选择一套完备正交的测量基, 并进行优化, 因此计算非常困难。为了解

收稿日期: 2017-12-28; 收到修改稿日期: 2018-01-10

基金项目: 福建省自然科学基金(2015J01020)

作者简介: 吴道永(1966—), 男, 硕士, 讲师, 主要从事量子光学方面的研究。E-mail: npwj@qq.com

* 通信联系人。E-mail: daominglu79@hotmail.com

决这一问题, Dakic 等^[19]引入了几何量子失谐(GQD)这一物理量来度量二维两体系统的量子失谐,并给出了量子失谐的解析表示式。目前,对不同物理系统中的 GQD 研究已有相关报道^[20-22]。例如,樊开明等^[20]研究了有阻尼存在的 Jaynes-Cummings 模型中两原子的量子关联动力学。Chen 等^[21]研究了消相干通道中非 X 结构态的 GQD。耦合腔系统是实现量子化电磁场与原子或类原子相互作用的一种理想物理系统。利用该系统不仅可以对单个腔场和原子进行操控或测量,还可以通过多种方式控制腔场之间的耦合强度。因此,耦合腔系统是实现量子信息处理的理想平台之一,研究者们对其进行了大量研究^[23-30]。例如, Yin 等^[23]提出了利用耦合腔系统实现量子态转换和量子逻辑门的方案。Yang 等^[24]提出了产生 Greenberger-Horne-Zeilinger 纠缠态的方案。多腔耦合系统不仅是连接空间分离量子寄存器的基础,而且是进行分布式量子计算的先决条件。为此,在研究线型结构三腔耦合系统中三体纠缠动力学特性的基础^[31]上,本文将耦合腔系统推广到了四个腔 T 型结构耦合的情况,研究了该系统中的 GQD,该研究为利用耦合腔系统进行量子信息处理提供了理论参考。

2 系统态矢演化

T 型结构腔-光纤系统的示意图如图 1 所示。四个单模光腔形成 T 型结构,腔与腔之间通过光纤连接,每个腔囚禁一个二能级原子。考虑原子与腔场共振相互作用的情况,在旋波近似下,原子与腔场间的相互作用哈密顿量为

$$H_c = \sum_{j=1}^4 g_j (a_j s_j^+ + a_j^+ s_j^-), \quad (1)$$

式中 a_j^+ (a_j) ($j=1,2,3,4$) 为第 j 个腔模的产生(湮没)算符, s_j^+ (s_j^-) ($j=1,2,3,4$) 为第 j 个原子的上升(下降)算符, g_j ($j=1,2,3,4$) 为第 j 个腔中原子与腔场间的耦合系数。为简单起见,设 $g_1 = g_2 =$

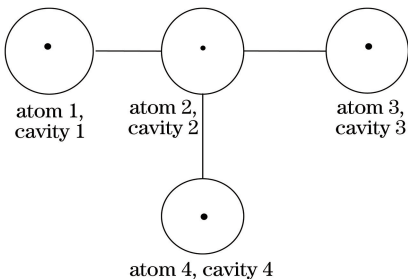


图 1 系统框图

Fig. 1 System chart

$$g_3 = g_4 = g.$$

在短光纤条件下,光纤模与腔模间的相互作用哈密顿量^[23]为

$$H_f = J_1 b_1 (a_1^+ + a_2^+) + J_2 b_2 (a_2^+ + a_3^+) + J_3 b_3 (a_2^+ + a_4^+) + \text{H.C.}, \quad (2)$$

式中 b_j ($j=1,2,3$) 为第 j 个光纤模的湮没算符; H.C. 表示共轭项; J_j ($j=1,2,3$) 为光纤模与腔模间的耦合系数,为计算方便起见,设 $J_1 = J_2 = J_3 = J$ 。则全系统的相互作用哈密顿量为

$$H_I = H_c + H_f. \quad (3)$$

假设初始时刻原子 2 制备于激发态 $|e\rangle$, 其余三个原子制备于基态 $|g\rangle$, 腔模和光纤模均处于真空态 $|0\rangle$ 。由于演化过程中系统的激发数守恒,因此系统在由基矢构成的希耳伯特空间中演化,各基矢表示为

$$\left\{ \begin{array}{l} |\phi_1\rangle = |\text{eggg}\rangle_a |0000\rangle_c |000\rangle_f \\ |\phi_2\rangle = |\text{gegg}\rangle_a |0000\rangle_c |000\rangle_f \\ |\phi_3\rangle = |\text{ggge}\rangle_a |0000\rangle_c |000\rangle_f \\ |\phi_4\rangle = |\text{ggge}\rangle_a |0000\rangle_c |000\rangle_f \\ |\phi_5\rangle = |\text{gggg}\rangle_a |1000\rangle_c |000\rangle_f \\ |\phi_6\rangle = |\text{gggg}\rangle_a |0100\rangle_c |000\rangle_f \\ |\phi_7\rangle = |\text{gggg}\rangle_a |0010\rangle_c |000\rangle_f \\ |\phi_8\rangle = |\text{gggg}\rangle_a |0001\rangle_c |000\rangle_f \\ |\phi_9\rangle = |\text{gggg}\rangle_a |0000\rangle_c |100\rangle_f \\ |\phi_{10}\rangle = |\text{gggg}\rangle_a |0000\rangle_c |010\rangle_f \\ |\phi_{11}\rangle = |\text{gggg}\rangle_a |0000\rangle_c |001\rangle_f \end{array} \right. \quad (4)$$

式中态矢 $|\phi_i\rangle$ 的下标 a, c 和 f 分别表示原子、腔模和光纤模, $|i\rangle$ 表示 Fock 态。任意时刻系统的态矢可表示为

$$|\phi(t)\rangle = \sum_{i=1}^{11} A_i |\phi_i\rangle, \quad (5)$$

式中 A_i 为系统处于 $|\phi_i\rangle$ 态的几率幅。

在(4)式表示的基矢中,系统的相互作用哈密顿量的矩阵表示为

$$H_I = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & g & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & g & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & g & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & g & 0 & 0 & 0 \\ g & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & J & 0 & 0 \\ 0 & g & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & J & J & J \\ 0 & 0 & g & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & J & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & J \\ 0 & 0 & 0 & 0 & J & J & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & J & J & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & J & 0 & J & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

系统态矢演化遵循薛定谔方程:

$$i\hbar \frac{\partial |\phi(t)\rangle}{\partial t} = H_1 |\phi(t)\rangle, \quad (7)$$

式中约化普朗克常量取 $\hbar = 1$ 。利用初始条件 $A_2(0) = 1, A_i(0) = 0 (i \neq 2)$, 将(5)、(6)式代入(7)式, 通过解微分方程得到

$$\left\{ \begin{aligned} A_1 &= A_3 = A_4 = \frac{g^2}{4(g^2 + 4J^2)} \cos(\alpha t) - \frac{1}{4} \cos(gt) + \frac{J^2}{g^2 + 4J^2} \\ A_2 &= \frac{3g^2}{4(g^2 + 4J^2)} \cos(\alpha t) + \frac{1}{4} \cos(gt) + \frac{3J^2}{g^2 + 4J^2} \\ A_5 &= A_7 = A_8 = -\frac{ig\alpha}{4(g^2 + 4J^2)} \sin(\alpha t) + \frac{i}{4} \sin(gt) \\ A_6 &= -\frac{i3g\alpha}{4(g^2 + 4J^2)} \sin(\alpha t) - \frac{i}{4} \sin(gt) \\ A_9 &= A_{10} = A_{11} = \frac{gJ}{g^2 + 4J^2} [\cos(\alpha t) - 1] \end{aligned} \right. , \quad (8)$$

式中 $\alpha = \sqrt{g^2 + 4J^2}$, t 为时间。

3 两原子间的 GQD

现在讨论相邻两个腔中原子间的 GQD。对于一个由两个二能级原子构成的系统, 描述其系统的密度矩阵 ρ 表示为

$$\rho = \frac{1}{4} [\mathbf{I} \otimes \mathbf{I} + \sum_{i=1}^3 (a_i \sigma_i \otimes \mathbf{I} + b_i \mathbf{I} \otimes \sigma_i) + \sum_{i,j=1}^3 T_{ij} \sigma_i \otimes \sigma_j], \quad (9)$$

式中 \mathbf{I} 为单位矩阵, $\sigma_i (i = x, y, z)$ 为泡利矩阵, 展开系数为

$$\begin{cases} a_i = \text{Tr}[\rho(\sigma_i \otimes \mathbf{I})] \\ b_i = \text{Tr}[\rho(\mathbf{I} \otimes \sigma_i)] \\ T_{ij} = \text{Tr}[\rho(\sigma_i \otimes \sigma_j)] \end{cases}, \quad (10)$$

式中 Tr 表示求迹。则描述两原子间的 GQD^[19] 为

$$D(\rho) = \frac{1}{4} (\|a\|^2 + \|T\|^2 - k_{\max}), \quad (11)$$

式中 $a = (a_1, a_2, a_3)^T$, $\|a\|^2 = \sum_{i=1}^3 a_i^2$, $T = \{T_{ij}\}$ 为系数矩阵, $\|T\|^2 = \text{Tr}(T^T T)$, k_{\max} 为矩阵 $\mathbf{K} = aa^T + TT^T$ 的最大本征值, 上标 T 表示矢量或者矩阵的转置。

利用(5)式, 在标准基 $|ee\rangle, |eg\rangle, |ge\rangle, |gg\rangle$ 下, 求

得描述原子 1 和原子 2 构成的子系统的密度矩阵为

$$\rho_{12} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |A_1|^2 & A_1 A_2^* & 0 \\ 0 & A_1^* A_2 & |A_2|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |A_{12}|^2 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

式中 $|A_{12}|^2 = 1 - |A_1|^2 - |A_2|^2$ 。将(12)式代入(10)式, 求得

$$\begin{cases} a_3 = 2|A_1|^2 - 1 \\ b_3 = 2|A_2|^2 - 1 \\ T_{11} = A_1 A_2^* + A_2 A_1^* = 2A_1 A_2, \\ T_{22} = T_{11} \\ T_{33} = 1 - 2|A_1|^2 - 2|A_2|^2 \end{cases}, \quad (13)$$

式中上标 * 代表共轭, T 其余的张量元素为 0。将(13)式代入(11)式, 得出

$$D_{12} = \frac{1}{4} [a_3^2 + 2T_{11}^2 + T_{33}^2 - \max(T_{11}^2, T_{33}^2 + a_3^2)]. \quad (14)$$

根据对称性, 其余相邻两原子, 即原子 2、3 以及原子 2、4 之间的量子失谐与原子 1、2 之间的量子失谐相同, 即 $D_{23} = D_{24} = D_{12}$ 。

3.1 原子与腔场间耦合系数对原子间量子失谐的影响

当原子与腔场间耦合系数 g 分别取 $0.2J$ 、 J 、 $2J$ 、 $5J$ 时, 数值计算得到 D_{12} 随规范时间 Jt 的演化结果, 如图 2 所示。可以看出, 随耦合强度 g 的增大, D_{12} 的演化呈现出从准周期性振荡到不规则振荡, 再向准周期性振荡转变的过程。这是因为 D_{12} 的演化决定于系数 A_1 和 A_2 , 而 A_1 和 A_2 是角频率分别为 α 和 g 的余弦函数的叠加。当 $g \ll J$ 时, $A_1 \rightarrow 1/4 [1 - \cos(gt)]$, $A_2 \rightarrow 1/4 [3 + \cos(gt)]$, 它们都是单一角频率为 g 的余弦函数。因此, D_{12} 呈现准周期性演化。同样, 当 $g \gg J$ 时, $\alpha \rightarrow g$, 这时 A_1 和 A_2 也趋于单一角频率为 g 的余弦函数, 因此这时 D_{12} 也呈现准周期性演化。另一方面, 随 g 的增大, 曲线重心下移, 平均值减小。当 Jt 在 $[0, 80]$ 区域内时, D_{12} 的平均值计算结果为: $g = 0.2J$ 时, $\bar{D}_{12} = 0.0639$; $g = J$ 时, $\bar{D}_{12} = 0.03256$; $g = 2J$ 时, $\bar{D}_{12} = 0.01932$; $g = 5J$ 时, $\bar{D}_{12} = 0.01775$ 。这表明随原子与腔场间的耦合增强, 两原子间的 GQD 减弱。物理机制上, 随腔场与原子间的耦合增强, 腔模被激发的几率增大, 初始的激发子被腔模分享的几率增加, 导致两原子分享初始激发子的几率减小, 两原子间的关联减弱, 因此两原子间的 GQD 也就减弱。

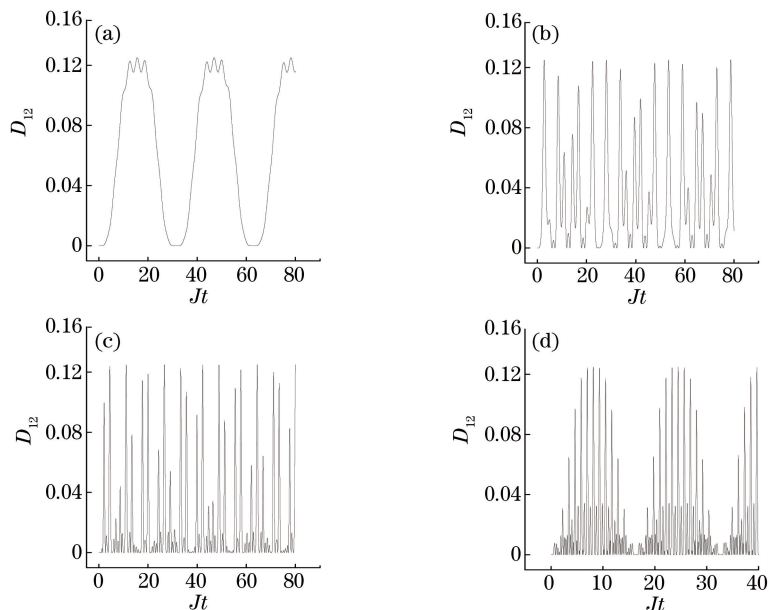


图 2 D_{12} 随规范时间 Jt 的演化。(a) $g=0.2J$; (b) $g=1.0J$; (c) $g=2.0J$; (d) $g=5.0J$

Fig. 2 D_{12} versus standard time Jt . (a) $g=0.2J$; (b) $g=1.0J$; (c) $g=2.0J$; (d) $g=5.0J$

3.2 光纤模与腔模间耦合系数对原子间量子失谐的影响

当参数 J 分别为 $0.2g$ 、 g 、 $2g$ 、 $10g$ 时, D_{12} 随规范时间 gt 的演化曲线如图 3 所示。可以看出, 随耦合强度 J 的逐渐增大, 曲线也展示了从准周期性振荡到不规则振荡, 再向准周期性振荡转变的过程。这同样是因为当 $J \gg g$ 或 $J \ll g$ 时, A_1 和 A_2 是单

一角频率为 g 的余弦函数。因此, 当 $J \gg g$ 或 $J \ll g$ 时, 曲线呈现准周期性振荡现象。此外, 随 J 的逐渐增大, 曲线重心上移, 平均值增大。当 gt 在 $[0, 120]$ 区域内时, D_{12} 的平均值分别为: $J=0.2g$ 时, $\bar{D}_{12}=0.01717$; $J=g$ 时, $\bar{D}_{12}=0.03187$; $J=2g$ 时, $\bar{D}_{12}=0.05155$; $J=10g$ 时, $\bar{D}_{12}=0.06444$ 。这表明随着光纤模与腔模间的耦合增强, 两原子间的 GQD 增强。

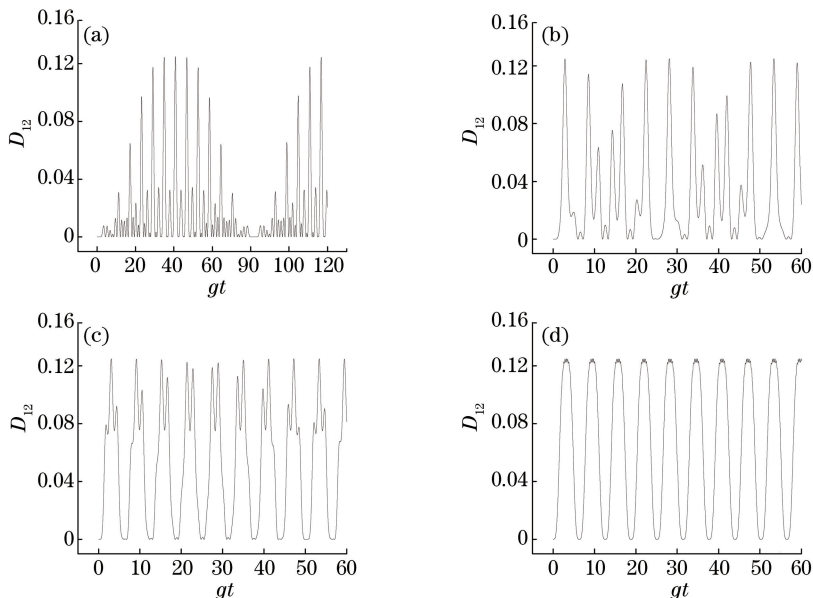


图 3 D_{12} 随规范时间 gt 的演化。(a) $J=0.2g$; (b) $J=1.0g$; (c) $J=2.0g$; (d) $J=10.0g$

Fig. 3 D_{12} versus standard time gt . (a) $J=0.2g$; (b) $J=1.0g$; (c) $J=2.0g$; (d) $J=10.0g$

4 腔场间的量子失谐

在标准基 $|11\rangle$ 、 $|10\rangle$ 、 $|01\rangle$ 、 $|00\rangle$ 下,利用(5)式,求得由描述腔场1与腔场2组成的子系统的密度矩阵为

$$\rho_{c12} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |A_5|^2 & A_5 A_6^* & 0 \\ 0 & A_6^* A_5 & |A_6|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |A_{56}|^2 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

式中 $|A_{56}|^2 = 1 - |A_5|^2 - |A_6|^2$ 。将(15)式代入(10)式,求得

$$\begin{cases} a_{c3} = 2|A_5|^2 - 1 \\ b_{c3} = 2|A_6|^2 - 1 \\ T_{c11} = 2A_5 A_6 \\ T_{c22} = T_{c11} \\ T_{c33} = 1 - 2|A_5|^2 - 2|A_6|^2 \end{cases}, \quad (16)$$

系数矩阵 T_c 其余的张量元素为0。将(16)式代入(11)式,得出

$$D_{c12} = \frac{1}{4} [a_{c3}^2 + 2T_{c11}^2 + T_{c33}^2 - \max(T_{c11}^2, T_{c33}^2 + a_{c3}^2)]. \quad (17)$$

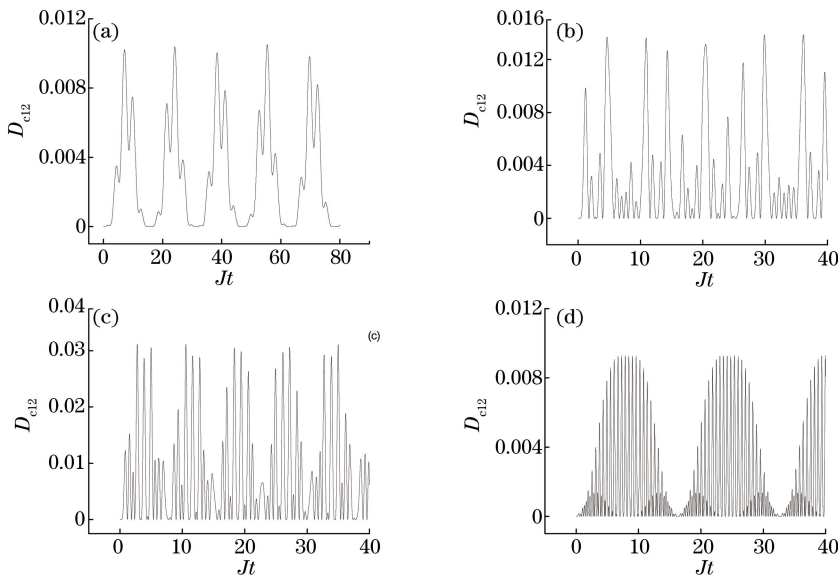


图4 D_{c12} 随规范时间 Jt 的演化。(a) $g=0.2J$; (b) $g=1.0J$; (c) $g=2.0J$; (d) $g=5.0J$

Fig. 4 D_{c12} versus standard time Jt . (a) $g=0.2J$; (b) $g=1.0J$; (c) $g=2.0J$; (d) $g=5.0J$

4.2 光纤模与腔模间耦合系数对腔场间量子失谐的影响

当参数 J 分别取 $0.2g$ 、 g 、 $2.0g$ 、 $10.0g$ 时, D_{c12} 随规范时间 gt 的演化如图5所示。可以看出,随耦合系数 J 增大, D_{c12} 曲线同样呈现从准周期性振荡到不规则振荡再向准周期性振荡转变的过程。其原因与第4.1节情况相似。另一方面,随耦合系数 J

若用 D_{cij} 表示相邻第 i 、 j 个腔之间的量子失谐,根据对称性,不难得到 $D_{c23} = D_{c24} = D_{c12}$ 。

4.1 原子与腔场间耦合系数对腔场间量子失谐的影响

当参数 g 分别取 $0.2J$ 、 J 、 $2.0J$ 、 $5.0J$ 时, D_{c12} 随规范时间 Jt 的演化曲线如图4所示。对图4中不同 g 值的曲线进行比较,发现随 g 的增大,曲线也呈现从准周期性振荡到不规则振荡,再向准周期性振荡转变的过程。结合(16)、(17)式,可知 \bar{D}_{c12} 决定于系数 A_5 和 A_6 。当 $g \ll J$ 或 $g \gg J$ 时, A_5 和 A_6 都是角频率为 g 的正弦函数。因此,这时展现出准周期性演化。并且,随 g 的增大,曲线峰值增大,重心上移,平均值增大。当 Jt 在 $[0, 80]$ 区域内时, D_{c12} 平均值的计算结果为: $g=0.2J$ 时, $\bar{D}_{c12} = 0.00284$; $g=J$ 时, $\bar{D}_{c12} = 0.00319$; $g=2J$ 时, $\bar{D}_{c12} = 0.00758$; $g=5J$ 时, $\bar{D}_{c12} = 0.0195$ 。这表明随着原子与腔场间的耦合增强,腔1与腔2间的GQD增大。物理机制上,这是因为随原子与腔场间的耦合增强,腔场被激发的几率增大。即激发子被腔场分享的几率增大,导致腔场间的量子关联增强。

的增大,曲线峰值下降,重心下移,这表明腔场1与腔场2间的GQD减弱。这是由于随 J 的增大,腔场1、2分享激发子的几率减小,导致其量子关联减弱。腔场1、2被激发的几率 $P = |A_5|^2 + |A_6|^2$ 的平均值随 J 的演化曲线如图6所示,可以看出 P 的平均值随 J 的增大而减小。

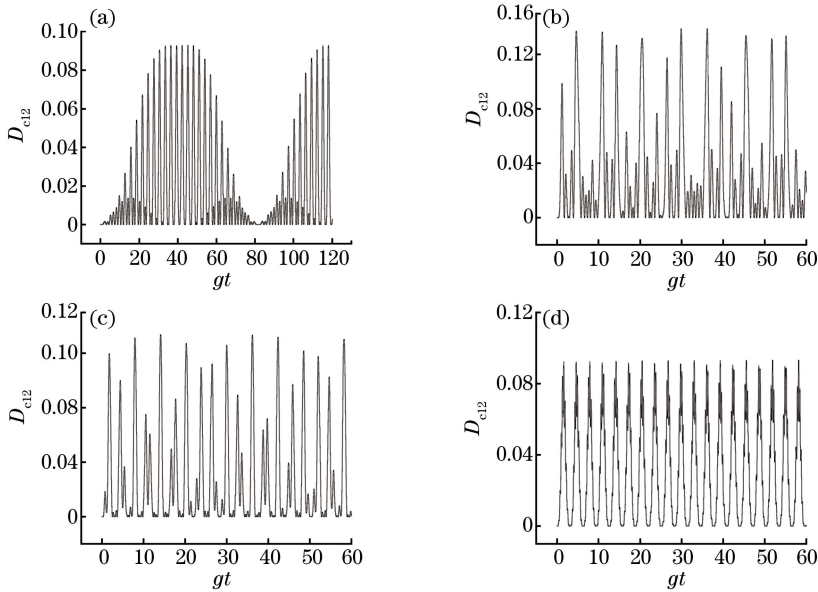


图 5 D_{c12} 随规范时间 gt 的演化。(a) $J=0.2g$; (b) $J=1.0g$; (c) $J=2.0g$; (d) $J=10g$

Fig. 5 D_{c12} versus standard time gt . (a) $J=0.2g$; (b) $J=1.0g$; (c) $J=2.0g$; (d) $J=10g$

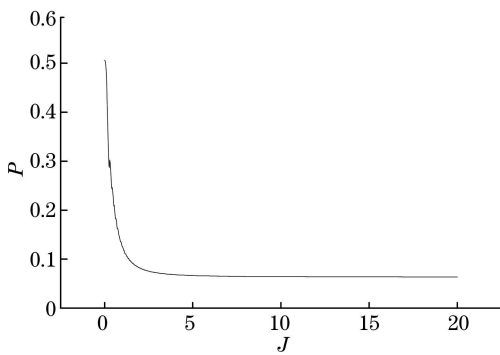


图 6 布居率平均值 P 随 J 的演化

Fig. 6 Average population P versus J

5 结 论

四个单模腔之间通过光纤连接,形成 T 型结构。在原子跃迁频率等于腔场频率的情况下,研究了该耦合腔系统中的 GQD。利用薛定谔方程给出了系统态矢演化的解析表达式。采用数值计算方法,讨论了原子与腔场的耦合系数及光纤模与腔模的耦合系数对相邻原子间和相邻腔场间的 GQD 的影响。结果表明:随着原子与腔场间耦合系数或光纤模与腔模间耦合系数的增大,原子间和腔场间的 GQD 都呈现出从准周期性振荡到不规则振荡,再向准周期性振荡转变的现象。随着原子与腔场间的耦合系数的增大,原子间 GQD 曲线的重心下移,平均值减小,GQD 减弱;腔场间的 GQD 却相反,其曲线重心上移,平均值增大,GQD 增强。随着光纤模与腔模间的耦合强度 J 的增大,原子间 GQD 的演化

曲线重心上移,平均值增大;腔场间 GQD 却呈现峰值下降、重心下移现象。这表明随着光纤模与腔模间耦合强度的增强,原子间的 GQD 增强,腔间的 GQD 却减弱。

参 考 文 献

- [1] Bennett C H, Brassard G, Crepeau C, *et al.* Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels [J]. Physical Review Letters, 1993, 79(11): 1895-1899.
- [2] Ekert A K. Quantum cryptography based on Bell's theorem [J]. Physical Reviews Letters, 1991, 67(3): 661-663.
- [3] Shor P W. Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory [J]. Physical Review A, 1995, 52(4): R2493-R2496.
- [4] Yan L. Effect of interatomic distance in photonic band gap on entanglement evolution property among three atoms [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(8): 0827001.
闫丽. 光子禁带中原子间距对三原子间纠缠演化特性的影响 [J]. 光学学报, 2017, 37(8): 0827001.
- [5] Zheng X L, Zhang B. Quantum entanglement and correlations between two qubits induced by heat bath [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(1): 0127002.
郑小兰, 张斌. 热库诱导的两比特量子纠缠与量子关联 [J]. 光学学报, 2014, 34(1): 0127002.
- [6] Cong H L, Ren X Z. Exact solutions of energy spectrum and quantum entanglement in Tavis-

- Cummings model[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(9): 092701.
- 丛红璐, 任学藻. Tavis-Cummings 模型的能谱和量子纠缠的精确解[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(9): 092701.
- [7] Olliver H, Zurek W H. Quantum discord: A measure of the quantumness of correlations[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(1): 017901.
- [8] Wang B, Xu Z Y, Chen Z Q, *et al.* Non-Markovian effect on the quantum discord[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(1): 014101.
- [9] Liu Z J, Miao H L, Jiang W, *et al.* Ground-state quantum discord in coupled cavities[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2015, 54(3): 821-829.
- [10] Hu Y H, Tan Y G, Liu Q. Entanglement and quantum discord in a double J-C model with intensity-dependent coupling[J]. *Acta Physics Sinica*, 2013, 62(7): 074202.
- 胡要花, 谭勇刚, 刘强. 强度相关耦合双 Jaynes-Cummings 模型中的纠缠和量子失谐[J]. *物理学报*, 2013, 62(7): 074202.
- [11] Lanyon B P, Barbieri M, Almeida M P, *et al.* Experimental quantum computing without entanglement[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(20): 200501.
- [12] Xu P, Wu T, Ye L. The quantum correlation of the Werner state under quantum decoherence[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2015, 54(6): 1958-1967.
- [13] Chen Q, Zhang C J, Yu S X, *et al.* Quantum discord of two-qubit X states[J]. *Physical Review A*, 2013, 84(4): 042313.
- [14] Bai Y K, Zhang N, Ye M Y, *et al.* Exploring multipartite quantum correlations with the square of quantum discord[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(1): 012123.
- [15] Giorgi G L. Quantum discord and remote state preparation[J]. *Physical Review A*, 88(2): 022315.
- [16] Wang C L, Shen J, Yi X X. Discord under the influence of a quantum phase transition[J]. *Chinese Physics B*, 2011, 20(5): 050306.
- [17] Zhang Y, Liu J M, Li Y J. Quantum discord dynamics of three qubits in non-Markovian environments[J]. *Communication Theoretical Physics*, 2014, 61(5): 691-698.
- [18] Zou H M, Fang M F. Discord and entanglement in non-Markovian environments at finite temperatures[J]. *Chinese Physics B*, 2016, 25(9): 090302.
- [19] Dakic B, Vedral V, Brukner C. Necessary and sufficient condition for nonzero quantum discord[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(19): 190502.
- [20] Fan K M, Zhang G F. The dynamics of quantum correlation between two atoms in a damping Jaynes-Cummings model[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(13): 130301.
- 樊开明, 张国锋. 阻尼 Jaynes-Cummings 模型中两原子的量子关联动力学[J]. *物理学报*, 2013, 62(13): 130301.
- [21] Chen H, Fu Y Q, Fang J X. Geometric discord of non-X-structured state under decoherence channels[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2014, 53(9): 2967-2979.
- [22] Jiang F J, Lu H J, Hu Y X, *et al.* A symmetric geometric measure and the dynamics of quantum discord[J]. *Chinese Physics B*, 2013, 22(4): 040303.
- [23] Yin Z Q, Li F L. Multiatom and resonant interaction scheme for quantum state transfer and logical gates between two remote cavities via an optical fiber[J]. *Physical Review A*, 2007, 75(1): 012324.
- [24] Yang C P, Su Q P, Han S. Generation of Greenberger-Horne-Zeilinger entangled states of photons in multiple cavities via a superconducting qutrit or an atom through resonant interaction[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(2): 022329.
- [25] Huang X B, Zhong Z R, Chen Y H. Deterministic generation of four-atom entangled state in a two-dimensional coupled-cavity system[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2016, 55(2): 1192-1200.
- [26] Pellizzari T. Quantum networking with optical fibres[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 79(26): 5242-5245.
- [27] Ogden C D, Irish E K, Kim M S. Dynamics in a coupled-cavity array[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(6): 063805.
- [28] Ye S Y, Zhong Z R, Zheng S B. Deterministic generation of three-dimensional entanglement for two atoms separately trapped in two optical cavities[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(1): 014303.
- [29] Zheng S B, Yang Z B, Xia Y. Generation of two-mode squeezed states for two separated atomic ensembles via coupled cavities[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(1): 015804.
- [30] Serafini A, Mancini S, Bose S. Distributed quantum computation via optical fibers[J]. *Physical Review*

Letters, 2006, 96(1): 010503.

- [31] Lu D M, Qiu C D. The tripartite entanglement dynamics in the coupled cavities QED system via optical fibers[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(12):

1202002.

卢道明, 邱昌东. 基于光纤连接的耦合腔 QED 系统中三体纠缠动力学[J]. 光学学报, 2015, 35(12): 1202002.