等距离耦合腔系统中的非局域性

卢道明

Dynamics of nonlocality in the three equidistance cavities coupled by fibers

Lu Dao-Ming

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 65, 100301 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.100301
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.100301
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I10

等距离耦合腔系统中的非局域性*

卢道明†

(武夷学院机电工程学院, 武夷山　354300)

(2016 年 1 月 26 日收到; 2016 年 2 月 25 日收到修改稿)

本文研究的物理系统由 3 个二能级原子和 3 个等距离单模腔构成. 3 个单模腔分别处于等边三角形的 3 个顶点, 腔与腔之间通过光纤耦合. 采用 Mermin-Ardehali-Belinksii-Klyshko 不等式 (简称 MABK 不等式) 表征三体量子态的非局域性. 本文利用数值计算方法, 研究了原子初态或腔场初态为 W 态情况下三体系统量子态的 MABK 不等式违背, 讨论了腔模与光纤模间的耦合系数变化对 MABK 不等式违背的影响. 计算结果表明: 三原子量子态和三腔场量子态均呈现出 MABK 不等式违背, 并且随腔模与光纤模间耦合系数增大, 三原子量子态的非局域性增强.

关键词: 量子光学, 耦合腔, 非局域性, Mermin-Ardehali-Belinksii-Klyshko 不等式违背

PACS: 03.65.Ud, 42.50.Dv　　**DOI:** 10.7498/aps.65.100301

1 引　言

量子态的非局域性和量子纠缠是量子力学的两个最显著的特征, 它们在量子信息处理和量子计算中具有重要的作用. 因此, 对量子体系的非局域性研究具有重要意义. 自 1964 年 Bell 提出一个局域隐变量理论必须满足的不等式以来, 人们对量子纠缠态的非局域性研究投入了大量的精力. 量子体系的非局域性可用 Bell 不等式的最大破坏来表征, 对于两体纠缠态的非局域性研究已较为成熟, 人们提出了不同类型的贝尔不等式来描述其非局域性, 并对不同的两体系统非局域性进行了大量的研究 [1−5]. 例如, 吴强等 [1] 利用 Clauser-Horne-Shimony-Holt 不等式研究了纠缠薛定谔猫态的非局域性. Luo 等 [2] 讨论了两宏观场与原子相互作用系统中的非局域性. 对于多体系统, 由于其纠缠和非局域性的复杂性, 对其研究仍然在探索中. 目前, 描述多体系统的非局域性, 主要采用 Mermin 等建议的 MABK 不等式 [6−8], 以及由 Zukowski 和 Brukner 提出的不等式 [9]. 近年来, 利用这两种不等式, 对多体系统的非局域性的研究已有一些报道 [10−16]. 例如, Jaeger 等 [10] 证明了在三体系统中 Bell 非局域性的突然死亡现象. Chaves 等 [11] 研究了消相干情况下多粒子量子态的非局域性. Zhen 等 [12] 讨论了三个原子分别囚禁于两个腔中的量子态非局域性. 另一方面, 耦合腔系统由于具有能实现分离原子与各自的腔耦合的优点, 避免了单个腔中操控多个原子存在原子间相互干扰. 同时, 腔与腔之间通过光纤耦合, 它将在量子信息处理和分布式量子计算中发挥重要的作用. 为此, 有必要对耦合腔系统的非局域性开展研究. 本文研究了等距离耦合腔系统中三体纠缠态的非局域性, 讨论了腔模与光纤模之间的耦合强度对非局域性的影响. 研究结果表明: 三原子量子态和三腔场量子态都呈现出 MABK 不等式违背, 并且随腔模与光纤模间耦合系数增大, 三原子量子态的非局域性增强.

2 物理模型和系统态矢的演化

本文研究的物理模型如图 1 所示. 3 个二能级原子分别囚禁于处于等边三角形三个顶点的三个

* 福建省自然科学基金 (批准号: 2015J01020) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ldming794703@163.com

　

单模腔中, 腔与腔之间通过光纤耦合, 原子通过单光子跃迁与腔场发生共振相互作用. 在旋波近似下, 系统中腔与原子间的相互作用哈密顿为

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{c}} = \boldsymbol{g}_1(\boldsymbol{a}_1\boldsymbol{s}_1^+ + \boldsymbol{a}_1^+\boldsymbol{s}_1^-) + g_2(\boldsymbol{a}_2\boldsymbol{s}_2^+ + \boldsymbol{a}_2^+\boldsymbol{s}_2^-) + g_3(\boldsymbol{a}_3\boldsymbol{s}_3^+ + \boldsymbol{a}_3^+\boldsymbol{s}_3^-), \tag{1}$$

式中 $\boldsymbol{a}_L^+$, $\boldsymbol{a}_L(L=1,2,3)$ 分别表示腔模的产生和湮灭算符, $\boldsymbol{s}_i^+ = |e\rangle_{ii}\langle g|$ 和 $s_i^- = |g\rangle_{ii}\langle e|(i=1,2,3)$ 表示第 i 个原子的跃迁算符, $g_i(i=1,2,3)$ 为第 i 个腔中原子与腔场间的耦合系数, $|g\rangle_i(|e\rangle_i)$ 表示第 i 个原子的基态 (激发态).

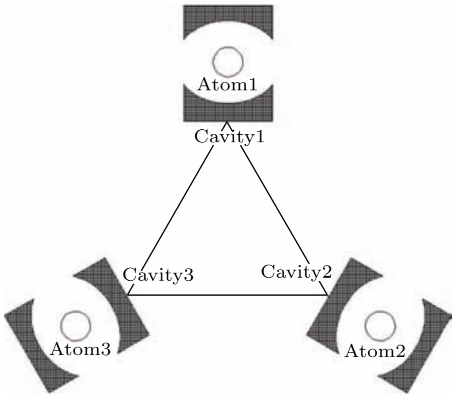

图 1 系统的示意图

Fig. 1. Sketch of the set-up.

在满足短光纤条件下, 光纤模与腔模间的相互作用哈密顿为[17]

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{f}} = J_1\boldsymbol{b}_1(\boldsymbol{a}_1^+ + \boldsymbol{a}_2^+) + J_2\boldsymbol{b}_2(\boldsymbol{a}_2^+ + \boldsymbol{a}_3^+) + J_3\boldsymbol{b}_3(\boldsymbol{a}_1^+ + \boldsymbol{a}_3^+) + \mathrm{H.C}, \tag{2}$$

式中, J_i 表示腔模与光纤模之间的耦合系数, H.C 表示厄米共轭项, $\boldsymbol{b}_i^+$ 和 $\boldsymbol{b}_i(i=1,2,\ 3)$ 分别表示光纤模的产生和湮灭算符. 结合 (1) 式和 (2) 式, 得到整个系统的相互作用哈密顿为

$$H_{\mathrm{I}} = H_{\mathrm{c}} + H_{\mathrm{f}}. \tag{3}$$

考虑初始时刻系统处于激发数等于 1 的状态. 那么, 在 (3) 式表示的哈密顿作用下, 系统将在以

$$\begin{aligned}
|\varphi_1\rangle &= |egg\rangle_{\mathrm{a}}|000\rangle_{\mathrm{c}}|000\rangle_{\mathrm{f}},\\
|\varphi_2\rangle &= |geg\rangle_{\mathrm{a}}|000\rangle_{\mathrm{c}}|000\rangle_{\mathrm{f}},\\
|\varphi_3\rangle &= |gge\rangle_{\mathrm{a}}|000\rangle_{\mathrm{c}}|000\rangle_{\mathrm{f}},\\
|\varphi_4\rangle &= |ggg\rangle_{\mathrm{a}}|100\rangle_{\mathrm{c}}|000\rangle_{\mathrm{f}},\\
|\varphi_5\rangle &= |ggg\rangle_{\mathrm{a}}|010\rangle_{\mathrm{c}}|000\rangle_{\mathrm{f}},\\
|\varphi_6\rangle &= |ggg\rangle_{\mathrm{a}}|001\rangle_{\mathrm{c}}|000\rangle_{\mathrm{f}},\\
|\varphi_7\rangle &= |ggg\rangle_{\mathrm{a}}|000\rangle_{\mathrm{c}}|100\rangle_{\mathrm{f}},\\
|\varphi_8\rangle &= |ggg\rangle_{\mathrm{a}}|000\rangle_{\mathrm{c}}|010\rangle_{\mathrm{f}},\\
|\varphi_9\rangle &= |ggg\rangle_{\mathrm{a}}|000\rangle_{\mathrm{c}}|001\rangle_{\mathrm{f}}
\end{aligned}$$

为基矢的子空间中演化. 在 $|\varphi_i\rangle$ 表示的态中下标 a, c, f 分别与原子、腔场和光纤模的状态相对应. 那么, 系统态矢演化规律为

$$\begin{aligned}
|\varphi(t)\rangle ={}& A_1|\varphi_1\rangle + A_2|\varphi_2\rangle + A_3|\varphi_3\rangle + A_4|\varphi_4\rangle\\
&+ A_5|\varphi_5\rangle + A_6|\varphi_6\rangle + A_7|\varphi_7\rangle\\
&+ A_8|\varphi_8\rangle + A_9|\varphi_9\rangle.
\end{aligned} \tag{4}$$

通过解薛定谔方程, 可得出 $|\varphi_i\rangle(i=1,2,\cdots,9)$ 态的演化规律为

$$\begin{aligned}
|\varphi_1(t)\rangle ={}& A_1|\varphi_1\rangle + A_2|\varphi_2\rangle + A_3|\varphi_3\rangle + A_4|\varphi_4\rangle\\
&+ A_5|\varphi_5\rangle + A_6|\varphi_6\rangle + A_7|\varphi_7\rangle\\
&+ A_8|\varphi_8\rangle + A_9|\varphi_9\rangle,
\end{aligned} \tag{5a}$$

$$\begin{aligned}
|\varphi_2(t)\rangle ={}& A_3|\varphi_1\rangle + A_1|\varphi_2\rangle + A_2|\varphi_3\rangle + A_6|\varphi_4\rangle\\
&+ A_4|\varphi_5\rangle + A_5|\varphi_6\rangle + A_9|\varphi_7\rangle\\
&+ A_7|\varphi_8\rangle + A_8|\varphi_9\rangle,
\end{aligned} \tag{5b}$$

$$\begin{aligned}
|\varphi_3(t)\rangle ={}& A_2|\varphi_1\rangle + A_3|\varphi_2\rangle + A_1|\varphi_3\rangle + A_5|\varphi_4\rangle\\
&+ A_6|\varphi_5\rangle + A_4|\varphi_6\rangle + A_8|\varphi_7\rangle\\
&+ A_9|\varphi_8\rangle + A_7|\varphi_9\rangle,
\end{aligned} \tag{5c}$$

$$\begin{aligned}
|\varphi_4(t)\rangle ={}& B_1|\varphi_1\rangle + B_2|\varphi_2\rangle + B_3|\varphi_3\rangle + B_4|\varphi_4\rangle\\
&+ B_5|\varphi_5\rangle + B_6|\varphi_6\rangle + B_7|\varphi_7\rangle\\
&+ B_8|\varphi_8\rangle + B_9|\varphi_9\rangle,
\end{aligned} \tag{5d}$$

$$\begin{aligned}
|\varphi_5(t)\rangle ={}& B_3|\varphi_1\rangle + B_1|\varphi_2\rangle + B_2|\varphi_3\rangle + B_6|\varphi_4\rangle\\
&+ B_4|\varphi_5\rangle + B_5|\varphi_6\rangle + B_9|\varphi_7\rangle\\
&+ B_7|\varphi_8\rangle + B_8|\varphi_9\rangle,
\end{aligned} \tag{5e}$$

$$\begin{aligned}
|\varphi_6(t)\rangle ={}& B_2|\varphi_1\rangle + B_3|\varphi_2\rangle + B_1|\varphi_3\rangle + B_5|\varphi_4\rangle\\
&+ B_6|\varphi_5\rangle + B_4|\varphi_6\rangle + B_8|\varphi_7\rangle\\
&+ B_9|\varphi_8\rangle + B_7|\varphi_9\rangle,
\end{aligned} \tag{5f}$$

式中

$$A_1 = \frac{g^2}{3\beta^2}\cos(\beta t) + \frac{2J^2(2J^2+g^2)}{\alpha^2\beta^2} + \frac{2g^2}{3\alpha^2}\cos(\alpha t), \tag{6a}$$

$$A_2 = A_3 = \frac{g^2}{3\beta^2}\cos(\beta t) + \frac{J^2g^2}{\alpha^2\beta^2} - \frac{g^2}{3\alpha^2}\cos(\alpha t), \tag{6b}$$

$$A_4 = -\mathrm{i}\left[\frac{g}{3\beta}\sin(\beta t) + \frac{2g}{3\alpha}\sin(\alpha t)\right], \tag{6c}$$

$$A_5 = A_6 = -\mathrm{i}\left[\frac{g}{3\beta}\sin(\beta t) - \frac{g}{3\alpha}\sin(\alpha t)\right], \tag{6d}$$

$$A_7 = A_9 = \frac{2gJ}{3\beta^2}\cos(\beta t) + \frac{Jg}{3\alpha^2}\cos(\alpha t) - \frac{gJ}{\alpha^2\beta^2}(2J^2+g^2), \tag{6e}$$

$$A_8 = \frac{2gJ}{3\beta^2}\cos(\beta t) + \frac{2J^3 g}{\alpha^2\beta^2} - \frac{2gJ}{3\alpha^2}\cos(\alpha t), \tag{6f}$$

$$B_1 = -\mathrm{i}\left[\frac{g}{3\beta}\sin(\beta t) + \frac{2g}{3\alpha}\sin(\alpha t)\right], \tag{6g}$$

$$B_2 = B_3 = -\mathrm{i}\left[\frac{g}{3\beta}\sin(\beta t) - \frac{g}{3\alpha}\sin(\alpha t)\right], \tag{6h}$$

$$B_4 = \frac{1}{3}\cos(\beta t) + \frac{2}{3}\cos(\alpha t), \tag{6i}$$

$$B_5 = B_6 = \frac{1}{3}\cos(\beta t) - \frac{1}{3}\cos(\alpha t), \tag{6j}$$

$$B_7 = B_9 = -\mathrm{i}\left[\frac{2J}{3\beta}\sin(\beta t) + \frac{J}{3\alpha}\sin(\alpha t)\right], \tag{6k}$$

$$B_8 = -\mathrm{i}\left[\frac{2J}{3\beta}\sin(\beta t) - \frac{2J}{3\alpha}\sin(\alpha t)\right], \tag{6l}$$

$$\alpha = \sqrt{g^2+J^2}, \tag{6m}$$

$$\beta = \sqrt{g^2+4J^2}. \tag{6n}$$

3 MABK不等式的违背

对于多粒子体系, 描述其量子态的非局域性, 可采用Mermin等建立的MABK不等式[6–8], 以及由Zukowski和Brukner提出的不等式[9]. 对于三粒子系统, 这两种不等式结果是一致的. 为了计算简单起见, 这里采用MABK不等式来表征三粒子体系的非局域性. 对于三粒子纠缠体系, 定义Mermin算符为[15]

$$\boldsymbol{B}_3 = \frac{1}{2}[\boldsymbol{M}_1\boldsymbol{M}_2\boldsymbol{M}_3' + \boldsymbol{M}_1\boldsymbol{M}_2'\boldsymbol{M}_3 + \boldsymbol{M}_1'\boldsymbol{M}_2\boldsymbol{M}_3 - \boldsymbol{M}_1'\boldsymbol{M}_2'\boldsymbol{M}_3'], \tag{7}$$

其中

$$\boldsymbol{M}_1 = \boldsymbol{\sigma}_z \otimes \boldsymbol{I} \otimes \boldsymbol{I}, \tag{8a}$$

$$\boldsymbol{M}_1' = \boldsymbol{\sigma}_x \otimes \boldsymbol{I} \otimes \boldsymbol{I}, \tag{8b}$$

$$\boldsymbol{M}_2 = \boldsymbol{I} \otimes \left[\cos\left(\frac{\pi}{6}\right)\boldsymbol{\sigma}_z - \sin\left(\frac{\pi}{6}\right)\boldsymbol{\sigma}_x\right] \otimes \boldsymbol{I}, \tag{8c}$$

$$\boldsymbol{M}_2' = \boldsymbol{I} \otimes \left[\sin\left(\frac{\pi}{6}\right)\boldsymbol{\sigma}_z + \cos\left(\frac{\pi}{6}\right)\boldsymbol{\sigma}_x\right] \otimes \boldsymbol{I}, \tag{8d}$$

$$\boldsymbol{M}_3 = \boldsymbol{I} \otimes \boldsymbol{I} \otimes \left[\cos\left(\frac{\pi}{3}\right)\boldsymbol{\sigma}_z - \sin\left(\frac{\pi}{3}\right)\boldsymbol{\sigma}_x\right], \tag{8e}$$

$$\boldsymbol{M}_3' = \boldsymbol{I} \otimes \boldsymbol{I} \otimes \left[\sin\left(\frac{\pi}{3}\right)\boldsymbol{\sigma}_z + \cos\left(\frac{\pi}{3}\right)\boldsymbol{\sigma}_x\right] \otimes \boldsymbol{I}. \tag{8f}$$

其中, $\boldsymbol{I}$为单位矩阵, $\boldsymbol{\sigma}_i(i=x,y,z)$为Pauli算符. 算符$\boldsymbol{B}_3$的期望值为

$$\langle \boldsymbol{B}_3\rangle = \frac{1}{2}\mathrm{tr}[(\boldsymbol{M}_1\boldsymbol{M}_2\boldsymbol{M}_3' + \boldsymbol{M}_1\boldsymbol{M}_2'\boldsymbol{M}_3 + \boldsymbol{M}_1'\boldsymbol{M}_2\boldsymbol{M}_3 - \boldsymbol{M}_1'\boldsymbol{M}_2'\boldsymbol{M}_3')\boldsymbol{\rho}], \tag{9}$$

其中$\boldsymbol{\rho}$为密度矩阵. 若$\boldsymbol{B} = |\langle \boldsymbol{B}_3\rangle| > 1$, 则称MABK不等式被破坏.

3.1 原子量子态的MABK不等式的违背

假设初始时刻原子处于W态, 腔场和光纤模处于真空态. 那么, 系统的初态为

$$|\varphi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|egg\rangle_{\mathrm{a}} + |geg\rangle_{\mathrm{a}} + |gge\rangle_{\mathrm{a}})\,|000\rangle_{\mathrm{c}}\,|000\rangle_{\mathrm{f}} = \frac{1}{\sqrt{3}}(|\varphi_1\rangle + |\varphi_2\rangle + |\varphi_3\rangle), \tag{10}$$

利用(5)式, 可得t时刻系统态矢为

$$|\varphi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}[A_{13}(|\varphi_1\rangle + |\varphi_2\rangle + |\varphi_3\rangle) + A_{46}(|\varphi_4\rangle + |\varphi_5\rangle + |\varphi_6\rangle) + A_{79}(|\varphi_7\rangle + |\varphi_8\rangle + |\varphi_9\rangle)],$$

其中

$$A_{13} = \frac{g^2}{\beta^2}\cos(\beta t) + \frac{4J^2}{\beta^2}, \tag{11a}$$

$$A_{46} = -\mathrm{i}\frac{g}{\beta}\sin(\beta t), \tag{11b}$$

$$A_{79} = \frac{2gJ}{\beta^2}\cos(\beta t) - \frac{2gJ}{\beta^2}. \tag{11c}$$

利用(11)式, 对腔模和光纤模求迹, 在标准基矢$|ggg\rangle$, $|gge\rangle$, $|geg\rangle$, $|gee\rangle$, $|egg\rangle$, $|ege\rangle$, $|eeg\rangle$和$|eee\rangle$下, 描述三个原子体系的密度矩阵为

$$\boldsymbol{\rho}_{\mathrm{a}} = \frac{1}{3} \times \begin{bmatrix} 3|A_{46}|^2+3|A_{79}|^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |A_{13}|^2 & |A_{13}|^2 & 0 & |A_{13}|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |A_{13}|^2 & |A_{13}|^2 & 0 & |A_{13}|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |A_{13}|^2 & |A_{13}|^2 & 0 & |A_{13}|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \tag{12}$$

结合(8)式、(9)式和(12)式, 不难计算得出Mermin算符的期望值为

$$\langle B_{3\mathrm{a}}\rangle = -\frac{1}{24}(12 - 48\,|A_{13}|^2). \tag{13}$$

定义$B_{\mathrm{a}} = |\langle B_{3\mathrm{a}}\rangle|$, 耦合系数$J$取定值$0.5g$, g, $2g$, $4g$时, B_{a}的数值计算结果如图2所示. 从图2可见: B_{a}随规范时间gt做周期性振荡, 振荡频率随J增

大而增大. 从(13)式可知, B_a的演化决定于A_{13}, 而A_{13}演化的角频率为β, 它随J增大而增大. 因此, 随J增大, B_a的演化频率增大. 另一方面, B_a呈现大于1的现象, 并且随耦合系数J逐渐增大, 曲线重心上移, 平均值增大, $B_\mathrm{a} > 1$的区域也增大. 这表明随耦合系数J增大, MABK不等式违背增强, 当J大于一定值后, 整个区间都呈现$B_\mathrm{a} > 1$. (11)式表明, 随J增大, A_{13}平均值增大, 当$J \gg g$时, $A_{13} \to 1.0$, B_a趋近于1.5, 导致整个区间都呈现$B_\mathrm{a} > 1$.

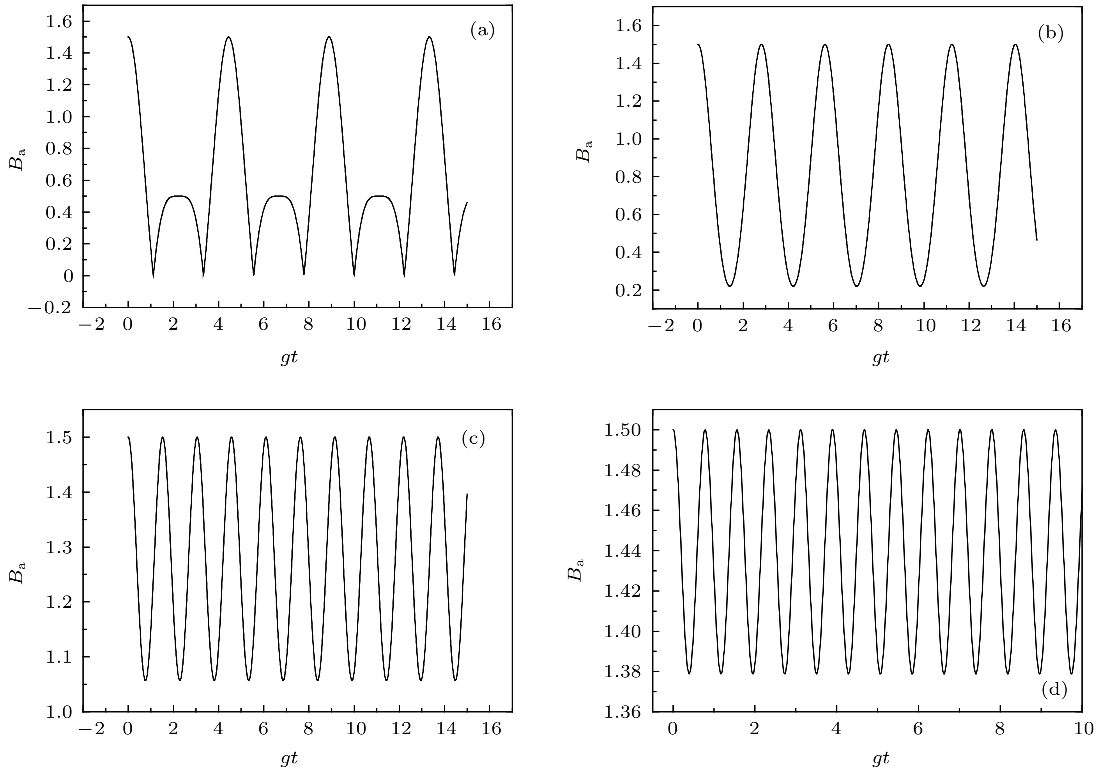

图2 B_a随规范时间gt的演化 (a) $J = 0.5g$; (b) $J = g$; (c) $J = 2g$; (d) $J = 4g$

Fig. 2. Evolution of B_a with scale time gt: (a) $J = 0.5g$; (b) $J = g$; (c) $J = 2g$; (d) $J = 4g$.

3.2 腔场量子态的MABK不等式的违背

假设初始时刻原子处于基态, 腔场处于W态, 而光纤模处于真空态. 那么, 系统的初态为

$$\begin{aligned}|\varphi(0)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}|ggg\rangle_\mathrm{a}(|100\rangle_\mathrm{c} + |010\rangle_\mathrm{c} + |001\rangle_\mathrm{c})|000\rangle_\mathrm{f} \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}}(|\varphi_4\rangle + |\varphi_5\rangle + |\varphi_6\rangle),\end{aligned} \tag{14}$$

结合(5)式和(14)式, 导出t时刻系统态矢为

$$\begin{aligned}|\varphi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}[&B_{13}(|\varphi_1\rangle + |\varphi_2\rangle + |\varphi_3\rangle) \\ &+ B_{46}(|\varphi_4\rangle + |\varphi_5\rangle + |\varphi_6\rangle) \\ &+ B_{79}(|\varphi_7\rangle + |\varphi_8\rangle + |\varphi_9\rangle)],\end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}B_{13} &= -\mathrm{i}\frac{g}{\beta}\sin(\beta t), \\ B_{46} &= \cos(\beta t), \\ B_{79} &= -2\mathrm{i}\frac{J}{\beta}\sin(\beta t).\end{aligned} \tag{15}$$

利用(15)式, 对原子和光纤模求迹, 在标准基矢$|000\rangle$, $|001\rangle$, $|010\rangle$, $|011\rangle$, $|100\rangle$, $|101\rangle$, $|110\rangle$, $|111\rangle$下, 描述3个腔场体系的密度矩阵为

$$\boldsymbol{\rho}_\mathrm{c} = \frac{1}{3} \times \begin{bmatrix} 3|B_{13}|^2+3|B_{79}|^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |B_{46}|^2 & |B_{46}|^2 & 0 & |B_{46}|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |B_{46}|^2 & |B_{46}|^2 & 0 & |B_{46}|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |B_{46}|^2 & |B_{46}|^2 & 0 & |B_{46}|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \tag{16}$$

结合(8), (9)和(16)式, 计算得出

$$\langle B_{3c}\rangle = -\frac{1}{24}(12-48|B_{46}|^2), \tag{17a}$$

$$B_c = |\langle B_{3c}\rangle| = \left|(0.5-2|B_{46}|^2)\right|. \tag{17b}$$

同样, 取耦合系数J等于定值$0.5g$, g, $2g$, $4g$时, B_c随规范时间gt的演化曲线如图3所示. 图3显示: B_c的演化规律与图2中B_a的演化规律相似, 同样随规范时间gt做周期性振荡, 并且振荡频率随J增大而增大. 从(17)式可知, B_c的演化决定于B_{46}, 而B_{46}是角频率为β的余弦函数, β随J增大而增大. 因此, 随J增大, B_c的演化频率也增大. 另一方面, B_c也呈现大于1的现象, 并且其峰值等于1.5. 这表明耦合腔场的量子态也呈现出非局域性.

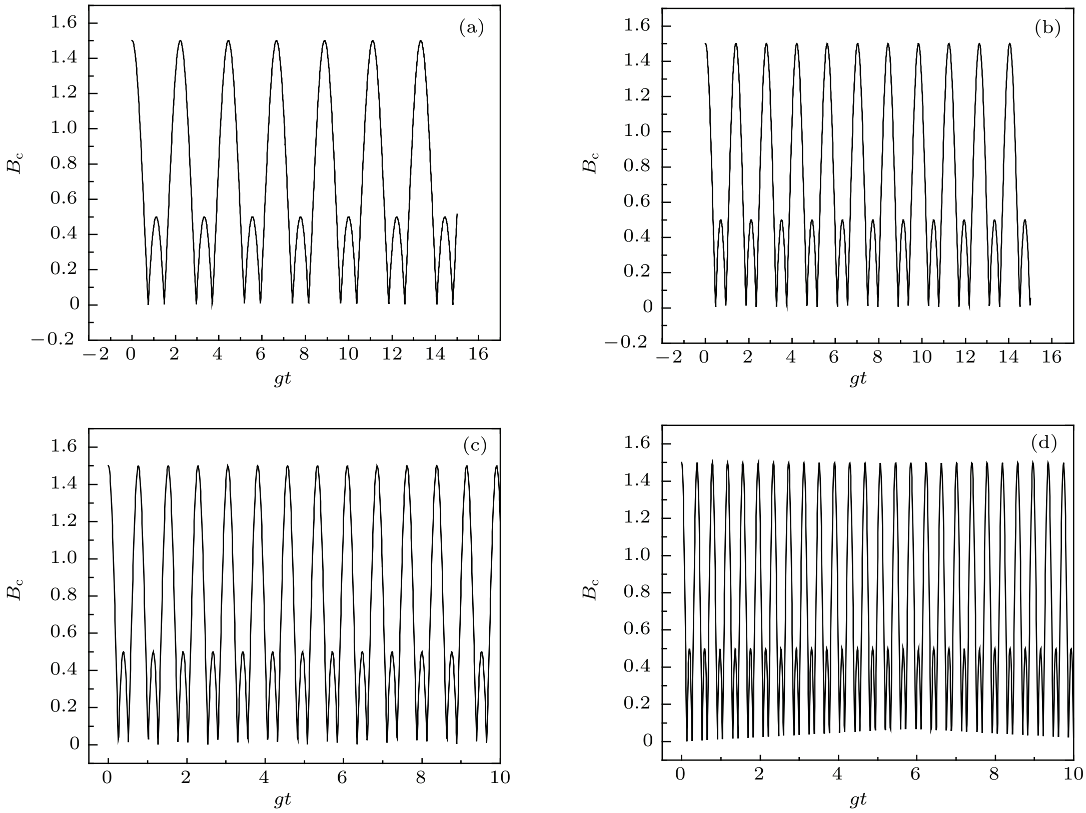

图3 B_c随规范时间gt的演化 (a) $J=0.5g$; (b) $J=g$; (c) $J=2.0g$; (d) $J=4g$

Fig. 3. Evolution of B_c with scale time gt: (a) $J=0.5g$; (b) $J=g$; (c) $J=2.0g$; (d) $J=4g$.

4 结 论

本文考虑等距离的三个单模腔, 它们分别处于等边三角形的三个顶点, 腔与腔之间通过光纤耦合, 并且每个腔囚禁一个二能级原子的情况; 在满足短光纤近似条件下, 利用MABK不等式来表征三体系统的非局域性; 采用数值计算方法, 研究了原子初始处于W态时, 系统中三原子量子态的MABK不等式违背, 以及腔场初始处于W态时, 系统中三耦合腔量子态的MABK不等式违背; 描绘了反映MABK不等式违背的参量B_a和B_c的演化曲线. 计算结果表明: B_a和B_c的演化曲线都呈现周期性演化, 其演化频率都随腔模与光纤模间耦合系数J增大而增大. 曲线呈现出大于1现象, 这表明MABK不等式被违背, 并且三原子量子态的非局域性, 随耦合系数J逐渐增大, B_a的演化曲线重心上移, 平均值增大, 大于1的区域也增大. 这表明随耦合系数J增大, 三原子量子态的非局域性增强.

参考文献

[1] Wu Q, Zhu G J, Zhang Y D, *et al.* 2002 *Acta Optica Sinica* **22** 1409 (in Chinese) [吴强, 朱国骏, 张永德 等 2002 光学学报 **22** 1409]

[2] Luo C L, Liao C G, Chen Z H 2010 *Optics Communications* **283** 316

[3] Lu H X, Li Y D 2009 *Chin. Phys. B* **18** 40

[4] Li J Q, Liang J Q 2010 *Phys. Rev. A* **374** 1975

[5] Ding Z Y, He J 2016 *Int. J. Theor. Phys.* **55** 278

[6] Mermin N D 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1838

[7] Ardehali M 1992 *Phys. Rev. A* **46** 5375

[8] Belinskii A V, Klyshko D N 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 210401

[9] Zukowski M, Brukner C 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 210401

[10] Jaeger G, Ann K 2008 *Phys. Lett. A* **372** 2212

[11] Chaves R, Cavalcanti D, Aolita L, *et al.* 2012 *Phys. Rev. A* **86** 012108

[12] Zhen X L, Yang Q, Yang M, *et al.* 2014 *Commun. Theor. Phys.* **62** 795

[13] Qiu L, Wang A M, Su X Q, *et al.* 2008 *Optics Communications* **281** 5475

[14] Sohbi A, Zaquine I, Diamanti E, *et al.* 2015 *Phys. Lett. A* **91** 022101

[15] Yang Q, Yang M, Cao Z L 2008 *Phys. Lett. A* **372** 6843

[16] Zhao J Q, Cao L Z, Lu H X, *et al.* 2013 *Acta. Phys. Sin.* **62** 120301 (in Chinese) [赵加强, 曹连振, 逯怀新等 2013 物理学报 **62** 120301]

[17] Peng P, Li F L 2007 *Phys. Rev. A* **75** 062320

Dynamics of nonlocality in the three equidistance cavities coupled by fibers*

Lu Dao-Ming†

(*College of Mechanic and Electronic Engineering, Wuyi University, Wuyishan 354300, China*)

(Received 26 January 2016; revised manuscript received 25 February 2016)

Abstract

Entanglement and nonlocality, two most striking features of quantum mechanics, are fundamental resources for quantum information processing. They play an important role in quantum information processing. Therefore, studying the dynamics of quantum nonlocality and entanglement is of importance for both fundamental research and practical applications. In this paper we consider the case that three identical two-level atoms are trapped respectively in the three separated equidistance single-mode cavities, which are placed at the vertices of an equilateral triangle and are coupled by three fibers. Each atom resonantly interacts with cavity via a one-photon hopping. The evolution of the state vector of the system is given by solving the schrodinger equation when the total excitation number of the system equals one. The dynamics of nonlocality in the system is investigated via Mermin-Ardehali-Belinksii-Klyshko (MABK) inequality. By the numerical calculations, the MABK inequality is studied when the initial state vector of three atoms is W state or the initial state vector of three cavities is also W state. The influence of cavity-fiber coupling constant on the MABK inequality is discussed. The evolution curves of the MABK parameters B_{a} and B_{c} are plotted. The curves show that B_{a} and B_{c} both display periodic oscillations, and their oscillation frequencies all increase with the increase of cavity-fiber coupling constant. B_{a} and B_{c} are both larger than 1 when the scaling time gt takes a certain value. The results show that the quantum state of three atoms or that of three cavities displays nonlocality. On the other hand, the nonlocality of three-atom quantum state is strengthened with the increase of cavity-fiber coupling constant.

Keywords: quantum optics, coupled cavities, nonlocality, violation of Mermin-Ardehali-Belinksii-Klyshko's inequality

PACS: 03.65.Ud, 42.50.Dv **DOI:** 10.7498/aps.65.100301

* Project supported by the Natural Science Foundation of Fujian Province, China (Grant No. 2015J01020).

† Corresponding author. E-mail: ldming794703@163.com