

文章编号:1004-4213(2011)12-1803-6

# 与双模场依赖强度耦合下多光子通道中原子比特周期量子回声产生和调控

周并举,刘小娟,刘明伟,王艳辉,彭朝晖,姜春蕾,刘一曼

(湖南科技大学 物理学院,湖南 湘潭 411201)

**摘 要:**旋波近似条件下,运用全量子理论研究了与双模相干光场依赖强度耦合多光子通道中原子比特周期量子回声的产生和控制.采用数值计算的方法,讨论了双模相干光场平均光子数分布形式、分布范围及原子跃迁时吸收(或发射)的光子数  $k$  对原子比特态保真度演化的影响,获得了产生和控制原子比特周期量子回声的系统参量;根据纠缠理论,分析了原子比特态保真度演化与原子约化熵演化的关联.结果表明:在  $k=1$  的双光子过程中,调控光场平均光子数呈对称或不对称分布,当它的取值在一定范围内,原子比特保持良好的相干性和保真度,产生周期量子回声;对于  $k \geq 2$  的多光子过程,原子比特与双模相干光场始终处于最大纠缠,因此导致了原子比特始终处于部分失真状态,不产生周期量子回声.本研究揭示了周期量子回声产生的物理实质是原子比特与光场周期性退纠缠.

**关键词:**依赖强度耦合;多光子通道;原子比特;保真度;周期量子回声

**中图分类号:**O431.2

**文献标识码:**A

**doi:**10.3788/gzxb20114012.1803

## 0 引言

在量子信息学中,量子比特既是量子信息的基本单位,也是构成量子器件的基本单元.量子通信、量子密码和量子计算是对编码的量子比特进行一系列么正演化<sup>[1]</sup>;量子计算机利用量子比特态的相干性,实现量子并行计算和量子模拟计算.量子比特是双量子态系统,二能级原子是典型的量子比特,称为原子比特.应用原子比特已实现了量子通用逻辑门<sup>[2]</sup>,如在不破坏其量子相干性的情况下,可能将飞行光比特所载信息传送到静止原子比特上,并在需要时成功读取原子比特内存的信息,这一技术将是未来量子信息处理中的重要组成部分<sup>[3]</sup>.

然而,原子比特、逻辑门等量子器件不可避免地会与环境相互作用,受到环境(如光场)噪音的影响.研究表明,环境噪音导致编码的量子态从量子相干叠加态退化为经典态,使原子比特消相干,给量子信息处理带来错误,严重阻碍了量子储存器的规模化,是阻碍量子通信和量子计算的主要因素<sup>[4]</sup>.因此,在存在环境噪音条件下,量子通信的信息传输和量子计算的正常运转必然要考虑量子比特的保真度问

题<sup>[5]</sup>.保真度是量度量子态在外界干扰下回复的准确性,而在外界扰动下,保真度经过周期  $T$  之后,完全回复到初值,称之为量子态具有周期为  $T$  的量子回声<sup>[6]</sup>,有着广泛的应用.如在核磁共振实验中,量子自旋回声振幅的变化,是描述多体量子系统特性的有用工具<sup>[7]</sup>.获得原子比特周期量子回声成为量子信息领域中的重要任务.

在原子-光场相互作用系统中,当光场很弱的情况下只须考虑原子和单一光子的相互作用,就足以解释绝大多数原子与光的各种反应.随着激光强度的急速增加,光子数密度增大,原子和光场相互作用过程中对光场强度依赖不能忽略,一方面使得依赖强度耦合 J-C 模型中的原子与光场量子特性研究成为热点<sup>[8-9]</sup>.另一方面,原子中的电子在强光下,可能吸收数个、数十个,甚至上百个光子,而带有很高的能量.高能量的电子可能重新回到原子,落回基态,而放出一高能量的光子,生成高次谐波.这对于探索发生在短于飞秒级时间内的内层电子跃迁或解离等原子反应过程,有着重要的应用,使得多光子过程的理论研究和应用研究都取得了很大进展<sup>[10]</sup>.近年来,各类多光子过程成为量子信息领域的研究热

**基金项目:**国家自然科学基金(No. 10374025)、湖南省自然科学基金(No. 09JJ3012)、湖南省自然科学基金湘潭联合基金(No. 10JJ9002)和湖南省教育厅重点项目(No. 10A032)资助

**第一作者:**周并举(1957-),男,教授,硕士,主要研究方向为量子物理. Email: zbjdx@tom.com

**收稿日期:**2011-09-05; **修回日期:**2011-11-23

点<sup>[11-12]</sup>.周清平<sup>[13]</sup>研究了依赖强度耦合 J-C 模型多光子过程中原子与光场的纠缠与薛定谔猫态.文献[14]研究了原子与双模相干场依赖强度耦合多光子过程中纠缠量度与制备,而该模型中原子比特周期量子回声研究未见涉及.

本文将双模相干场作为原子比特的环境.研究与环境依赖强度耦合多光子通道中原子比特保真度演化,探讨原子比特周期量子回声的产生和控制.通过分别考察光场平均光子数分布的对称性以及原子跃迁时吸收(或发射)的光子数对原子比特态保真度演化的影响,获得产生和控制原子比特周期量子回声的系统参量;讨论保真度和原子与光场之间纠缠度的关系,揭示原子比特态高保真输出和周期量子回声产生的物理实质.研究结果对噪音环境下,实现高保真量子通信和量子计算是有价值的.

## 1 模型及其解

一个原子比特是以两个独立的本征态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 为基矢,张起一个二维复矢量空间.设初始时刻,原子比特处于 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 的相干叠加态

$$|\psi_a(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + |-\rangle) \quad (1)$$

对应的密度矩阵为

$$\rho_a(0) = 1/2 \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

光场处于双模相干态

$$|\psi_f(0)\rangle = |\alpha_1, \alpha_2\rangle = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} f(n_1) f(n_2) |n_1, n_2\rangle \quad (3)$$

式中

$$f(n_j) = \exp\left(-\frac{\bar{n}_j}{2}\right) \frac{\bar{n}_j^{n_j/2}}{\sqrt{n_j!}} \exp(in_j \varphi_j) \quad (4)$$

( $j=1, 2$ )

这里,  $\bar{n}_1, \bar{n}_2$  和  $\varphi_1, \varphi_2$  分别表示两模场的平均光子数和位相角.

本文所使用的量子通道为一个原子比特与双模光场依赖强度耦合多光子过程系统,其哈密顿量可以表示为<sup>[14]</sup>

$$H = \omega_0 S_z + \sum_{j=1}^2 \omega_j a_j^+ a_j + g(S_+ a_1^k a_2^k \sqrt{a_1^+ a_2^+ a_1 a_2} + \sqrt{a_1^+ a_2^+ a_1 a_2} a_1^{+k} a_2^{+k} S_-) \quad (5)$$

式中,  $S_i$  ( $i=z, +, -$ ) 是原子比特的赝自旋算符,  $a_j^+$  ( $a_j$ ) 是频率为  $\omega_j$  ( $j=1, 2$ ) 的场模的产生(湮没)算符,  $g$  是光场和原子比特之间的耦合常量,  $k$  为原子跃迁过程中吸收(或发射)的光子数.为简便起见,令光场与原子共振,即  $\omega_0 = k(\omega_1 + \omega_2)$  且  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ . 式(5)由两部分构成

$$H = H_0 + H_1 \quad (6)$$

式中

$$H_0 = \omega(2kS_z + a_1^+ a_1 + a_2^+ a_2) \quad (7)$$

$$H_1 = g(S_+ a_1^k a_2^k \sqrt{a_1^+ a_2^+ a_1 a_2} + \sqrt{a_1^+ a_2^+ a_1 a_2} a_1^{+k} a_2^{+k} S_-) \quad (8)$$

设系统初始处于直积态

$$|\psi_{fa}(0)\rangle = |\psi_f(0)\rangle \otimes |\psi_a(0)\rangle \quad (9)$$

在相互作用绘景中,系统态矢满足薛定谔方程

$$i \frac{d}{dt} |\psi_{fa}(t)\rangle = H_1 |\psi_{fa}(t)\rangle \quad (10)$$

利用初始态矢和共振条件,解方程(10),得到系统在任意时刻的态矢为

$$|\psi_{fa}(t)\rangle = \sum_{n_1, n_2} \{ |\varphi_1\rangle |+\rangle + |\varphi_2\rangle |-\rangle \} \quad (11)$$

在式(11)中对光场求迹,得到任意时刻原子比特态约化密度算符

$$\rho_a(t) = \begin{bmatrix} \langle \varphi_1 | \varphi_1 \rangle & \langle \varphi_2 | \varphi_1 \rangle \\ \langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle & \langle \varphi_2 | \varphi_2 \rangle \end{bmatrix} \quad (12)$$

式中

$$\langle \varphi_1 | \varphi_1 \rangle = \frac{1}{2} \sum_{n_1, n_2} |f(n_1 n_2)|^2 \left[ 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(2vgt) \right] \quad (13)$$

$$\langle \varphi_2 | \varphi_2 \rangle = 1 - \langle \varphi_1 | \varphi_1 \rangle \quad (14)$$

$$\langle \varphi_2 | \varphi_1 \rangle = \frac{i}{2} \sum_{n_1, n_2} f_{n_1 n_2}^* f_{n_1+k, n_2+k} \exp(ik\beta) \cdot \left[ \sin(ugt - vgt) + \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \sin(ugt + vgt) - \text{icos}(ugt - vgt) \} \right] \quad (15)$$

$$\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle = \langle \varphi_2 | \varphi_1 \rangle^* \quad (16)$$

这里

$$|f(n_1 n_2)|^2 = \exp[-(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)] \frac{(\bar{n}_1)^{n_1} (\bar{n}_2)^{n_2}}{n_1! n_2!} \quad (17)$$

$$f_{n_1 n_2}^* f_{n_1+k, n_2+k} = \exp[-(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)] \cdot \frac{(\bar{n}_1)^{n_1+k/2} (\bar{n}_2)^{n_2+k/2}}{\sqrt{(n_1+k)! n_1! (n_2+k)! n_2!}} \quad (18)$$

$$v = \sqrt{\frac{n_1 n_1! n_2 n_2!}{(n_1-k)! (n_2-k)!}} \quad (19)$$

$$u = \sqrt{\frac{(n_1+k)(n_1+k)! (n_2+k)(n_2+k)!}{n_1! n_2!}} \quad (19)$$

本文计算中,已取  $\varphi_1, \varphi_2$  为 0.

## 2 量子态保真度和周期量子回声

### 2.1 保真度定义

在量子信息处理中,为了描述输入量子态和输出量子态的偏差程度,人们引入了一个重要的物理概念即量子态保真度,其定义为<sup>[5]</sup>

$$F(t) = [\text{Tr}(\sqrt{\rho_0} \rho_t \sqrt{\rho_0})^{1/2}]^2 \quad (20)$$

式中  $\rho_0$  和  $\rho_t$  为两种态所对应的态密度算符. 保真度  $F(t)$  取值范围在  $0 \sim 1$  之间, 当  $F(t) = 0$  时, 表示量子态(信息)在传输过程中完全失真, 即初态和末态相互正交; 当  $F(t) = 1$  时, 表示理想信息传输(不失真), 初态和末态相同. 一般情况下,  $0 < F(t) < 1$ , 表示信息在传输过程中存在部分失真现象. 根据式(12)~(19), 可得原子比特态保真度的数学表达式为

$$F_a(t) = \frac{1}{2} + \text{Re}\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle \quad (21)$$

## 2.2 周期量子回声

当原子比特态保真度满足

$$F_a(t) = F_a(t + nT), n = 0, 1, 2, \dots \quad (22)$$

且

$$F_a(0) = F_a(nT) = 1 \quad (23)$$

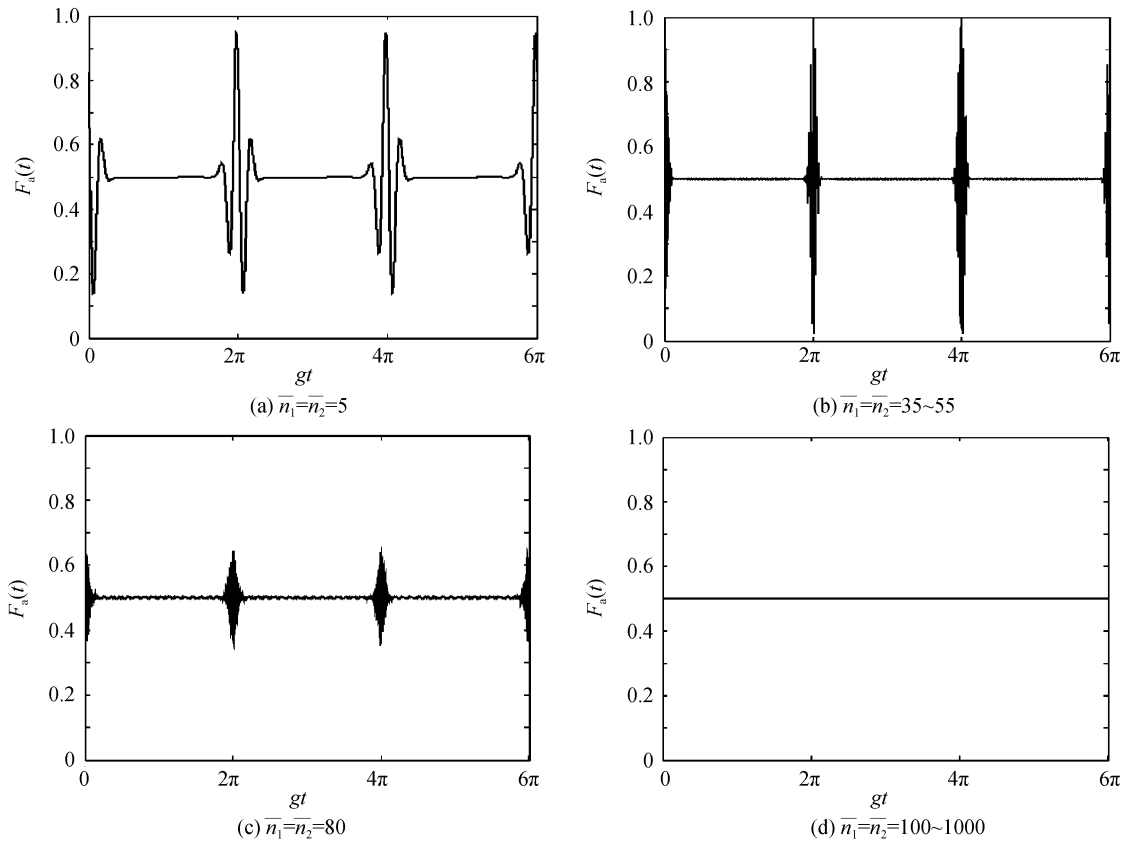


图1 保真度时间演化( $k=1$ )

Fig. 1 Time evolution of the fidelity( $k=1$ )

然后出现  $2\pi$  周期的崩塌与回复.  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2$  在  $5 \sim 80$  之间的改变, 使  $gt = 2n\pi (n = 0, 1, 2, \dots)$  时刻  $F_a(\rho_0, \rho_t)$  的振幅发生非线性变化, 几乎不改变其周期. 而图 1(d) 却反映出  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2$  在  $100 \sim 1000$  范围时,  $F_a(t)$  不再出现周期演化, 始终坍塌在  $0.5$ .

这些规律源于式(15)确定的  $\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle$  是由带权重  $f_{n_1 n_2}^* f_{n_1+k, n_2+k}$  的无穷多个频率为  $g(u-v)$ ,  $g(u+v)$  余弦和正弦函数叠加, 这使得  $F_a(t)$  随时间

当关系成立时, 称为原子比特产生了周期为  $T$  的量子回声.

## 3 数值讨论

本节考察双模光场平均光子数  $\bar{n}_1, \bar{n}_2$  及原子吸收或发射光子数  $k$  对原子比特态保真度的影响, 探讨原子比特周期量子回声的产生和控制.

### 3.1 周期量子回声的产生

本小节考察原子比特在双模光场强度对称影响, 即在  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2$  同时改变条件下  $k=1$  的双光子过程. 图 1(a)~(d) 表明了该过程原子比特态保真度的时间演化. 显然, 图 1(a)~(c) 展示出  $F_a(t)$  呈周期性振荡:  $F_a(t)$  首先从初始时刻最大值作振荡幅度锐减的快速震荡, 在  $0 \sim 2\pi$  区间范围内崩塌为  $0.5$ , 在  $2\pi$  时刻附近又开始作幅度先增后减的快速震荡.

的演化不再是余弦振荡. 而  $\bar{n}_1, \bar{n}_2$  仅影响  $\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle$  的权重  $f_{n_1 n_2}^* f_{n_1+k, n_2+k}$  的取值.

首先, 图 1(b) 表明  $F_a(t)$  显然满足条件:  $F_a(t) = F_a(t + 2n\pi)$ , 其中  $T = 2\pi, n = 0, 1, 2, \dots$  对这些规律作定量分析: 将

$$\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 35 \sim 55, k = 1, gt = 2n\pi (n = 0, 1, 2, \dots)$$

条件代入式(13)~(16). 数值计算表明

$$\langle \varphi_1 | \varphi_1 \rangle = \langle \varphi_2 | \varphi_2 \rangle = 0.5, \langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle = 0.5$$

代入式(21),满足关系

$$F_a(2n\pi) = 1 = F_a(0) \quad (24)$$

另一方面,式(12)确定的原子比特约化密度矩阵为

$$\rho_a(t) = \begin{bmatrix} \langle \varphi_1 | \varphi_1 \rangle & \langle \varphi_2 | \varphi_1 \rangle \\ \langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle & \langle \varphi_2 | \varphi_2 \rangle \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} = \rho_a(0) \quad (25)$$

表明原子比特回到原始状态

$$|\psi_a(2n\pi)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + |-\rangle) = |\psi_a(0)\rangle \quad (26)$$

至此,获得了原子比特周期量子回声的条件.

其次,图 1(a)和(c)显示出,当光强较弱( $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 5$ )和较强时( $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 80$ )时,在  $gt = 2n\pi$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ )时刻附近,  $F_a(t)$  幅值达不到最大值 1, 即不产生量子回声. 这是源于在  $gt = 2n\pi$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ )时刻, 当  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 \neq 35 \sim 55$  时,  $0 \ll \langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle < 0.5$ , 至使式(21)为

$$0 < F_a(t) < 1 \quad (27)$$

表明  $\rho_a(t)$  与  $\rho_0$  部分重叠, 原子比特态部分失真. 而上述所有情况中的  $t \neq 2n\pi$  ( $n=0, 1, \dots$ )时刻和  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 100 \sim 1000$  的取值时,  $\rho_a(t)$  的非对角元  $\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle \approx 0$ , 由式(21)可知,  $F_a(t)$  始终保持在 0.5 的取值.

本小节讨论表明, 双光子过程中, 控制  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2$  的取值范围在 36~55, 原子比特产生周期为  $2\pi$  的量子回声.

### 3.2 周期量子回声的调控

量子回声的应用在于它被调节和控制.

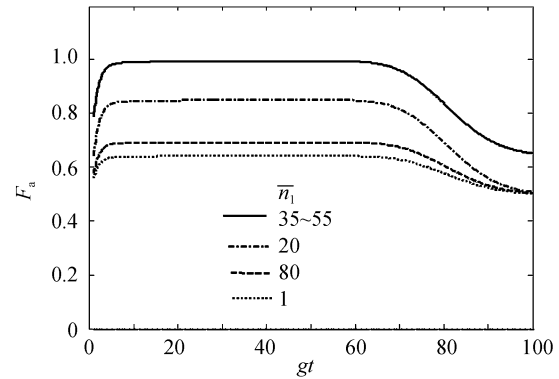
#### 3.2.1 光场两模平均光子数之差的调控

一般情况下, 光场的两模强度存在差异和涨落, 即两模平均光子数的分布是不对称的 ( $\bar{n}_1 \neq \bar{n}_2$ ). 本节通过考察两模平均光子数之差  $\Delta\bar{n} = |\bar{n}_1 - \bar{n}_2|$  对  $F_a(t)$  的影响, 实现对原子比特周期量子回声调控. 由上节的讨论可知,  $\bar{n}_1, \bar{n}_2$  只影响  $gt = 2n\pi$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ )时刻的  $F_a(t)$  振幅, 因此仅须考察  $gt = 2\pi$  时刻  $F_a(t)$  随场不同平均光子数的演化.

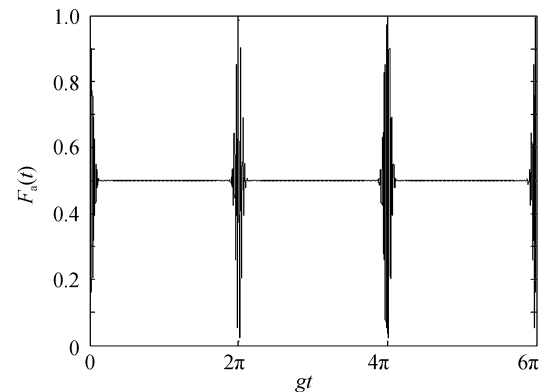
图 2(a)展示了  $2n\pi$  时刻  $F_a(t)$  随光场平均光子数的演化曲线. 在双光子过程中 ( $k=1$ ):

1) 控制场模 1 平均光子数  $\bar{n}_1 = 35 \sim 55$ , 调节场模 2 的平均光子数值. 当调节  $\bar{n}_2$  的取值在 20~60 范围时, 即控制两模平均光子数差值  $15 \leq \Delta\bar{n} \leq 25$ ,  $F_a(t)$  达到最大值 1, 即原子比特出现周期量子回声. 见图 2(a)中的实线和图 2(b).

2) 控制场模 1 的平均光子数在  $35 < \bar{n}_1 < 55$ , 如取  $\bar{n}_1 = 1, 20, 80$ . 无论怎样调节场模 2 中  $\bar{n}_2$  的值, 即改变  $\Delta\bar{n}$ , 在  $2n\pi$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ )时刻, 的振幅始终在不达到最大值 1. 说明在此情况下  $F_a(t)$ , 原子比特始终不产生量子回声. 见图 2(a)中的三条点线.



(a) The evolution curve of the fidelity with different average photon number of the two-mode light field at time  $gt=2n\pi$



(b) Time evolution curve of the fidelity in the case of  $\bar{n}_1=35\sim 55$  and  $\bar{n}_2=20\sim 60$

图 2 保真度演化曲线 ( $k=1$ )

Fig. 2 The evolution curve of the fidelity ( $k=1$ )

#### 3.2.2 原子吸收或发射光子数 $k$ 的控制

本小节考察  $k \geq 2$  的多光子过程. 图 3 表明了  $k$  从 2→10 ( $k$  从 2→5→10 与图 3 标记不符, 删掉中间的 5) 原子比特保真度的时间演化.

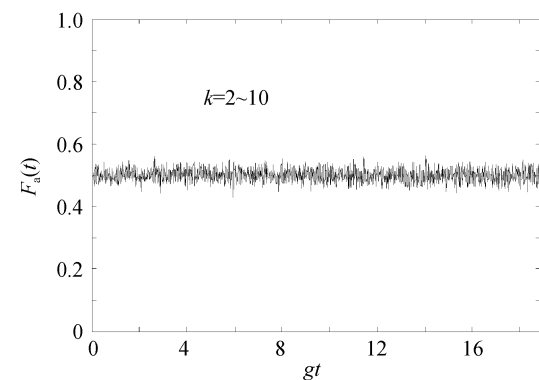


图 3 保真度时间演化 ( $k=2\sim 10, \bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 36$ )

Fig. 3 Time evolution curve of the fidelity

图 3 表明: 控制原子跃迁时吸收(或发射)的光子数在  $2 \leq k \leq 10$  时,  $F_a(t)$  演化基本保持在值 0.5, 这充分表明原子中的电子与多个光子强烈的非线性相互作用, 抑制了其它因素对保真度的影响.

## 4 物理实质的讨论

本节通过考察原子比特和光场纠缠度演化, 揭

示其高保真输出和周期量子回声产生的物理实质. 图 4(a)~(c)展示了 $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 36$ 条件下原子比特约化熵  $S_a(t)$  时间演化.  $S_a(t)$  反映原子比特与场的纠缠度<sup>[14]</sup>.

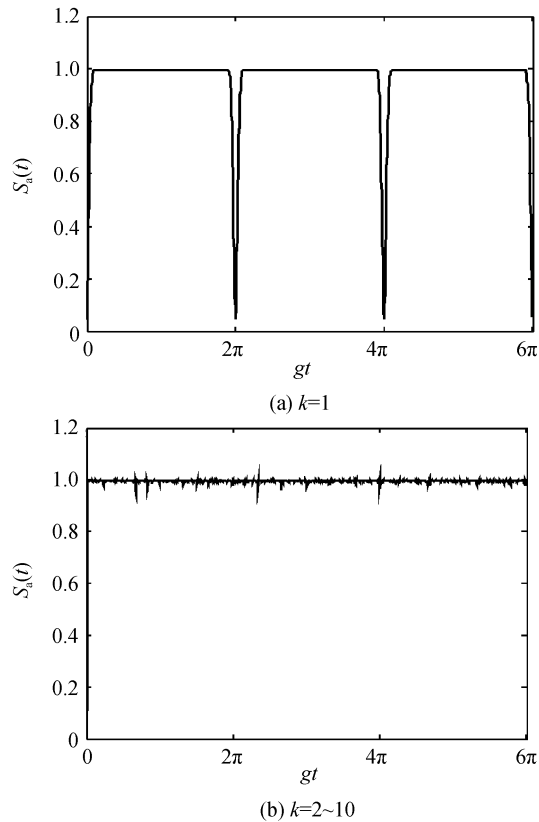


图 4 纠缠度  $S(\rho)$  随时间的演化 ( $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 36$ )

Fig. 4 Time evolution curve of the degree of entanglement  $S(\rho)$

图 4(a)表明,当  $k=1$  的双光子过程,纠缠度演化周期为  $2\pi$ . 在  $gt=2n\pi$  时刻原子比特和场纠缠度几乎为零 ( $S_a(t) \approx 0$ ), 对应图 1(b)中  $F_a(t)$  回复到 1. 而在  $gt \neq 2n\pi$  时刻,原子与场处于最大纠缠 ( $S_a(t) = 1$ ), 致使原子比特约化密度矩阵的非对角元  $\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle$  为 0, 故  $F_a(t)$  保持为 0.5, 原子比特态部分偏离初始态. 分析表明原子比特态高保真输出的物理实质是原子比特和场完全退纠缠; 正是这种周期性退纠缠, 导致了原子比特周期量子回声的产生.

进一步,由图 4(b)可知,当  $k \geq 2$  时,无论  $k$  取何值,原子约化熵  $S_a(t)$  几乎持续的保持在最大值 1, 即原子比特与光场持续的处于最大纠缠度. 数值计算  $\langle \varphi_1 | \varphi_2 \rangle$  在任何时刻均为零, 结合图 3 可知,  $F_a(t)$  几乎始终在 0.5. 物理上说明  $k \geq 2$  的多光子过程中,原子比特态始终处于部分失真的混合态,是原子比特与光场完全纠缠所导致.

## 5 结论

本文运用全量子理论,通过研究与双模相干光

场依赖强度耦合多光子过程中原子比特态保真度的演化,探讨了原子比特周期量子回声的产生与调控:

1) 对于  $k=1$  双光子过程,原子比特态保真度呈周期性演化. 光场两模平均光子数对称分布  $\bar{n}_1 = \bar{n}_2$  且在 35~55 之间条件下,原子比特产生周期为  $2\pi$  的量子回声;光场两模平均光子数不对称分布  $\bar{n}_1 \neq \bar{n}_2$  时,模 1 为控制模. 控制  $\bar{n}_1 = 35 \sim 55$ , 调节  $15 \leq \Delta \bar{n} \leq 25$  范围内,原子比特保持良好的相干性,出现周期量子回声.

2) 对于  $k \geq 2$  的多光子过程,原子比特与光场处于最大纠缠,始终处于部分失真状态,不产生周期量子回声.

3) 原子比特态高保真输出的物理实质是原子比特和场完全退纠缠;原子比特与光场周期性退纠缠导致了其周期量子回声的产生.

本文的研究结果对于噪音环境下实验实现原子比特周期量子回声以及量子保密通信和量子计算具有重要意义.

### 参考文献

- [1] BENNET C H, DIVINCENZO D P. Quantum information and computation[J]. *Nature*, 2000, **404**(16): 247-255.
- [2] MEIER F, LEVY J, LOSS D. Quantum computing with spin Cluster qubits[J]. *Physical Review Letters*, 2003, **90**(4): 7901-7904.
- [3] WU Chang-fen. Quantum teleportation between the photon bits and atoms bits first is completed in China[J]. *Frontier Science*, 2008, **2**(5): 92. 吴长锋. 我国首次实现光子比特与原子比特间的量子隐形传态[J]. *前沿科学*, 2008, **2**(5): 92.
- [4] LONG Gui-lu, YAN Song-li, ZHANG Wei-lin, et al. Dominant gate imperfection in Grover's quantum search algorithm[J]. *Physical Review A*, 2000, **61**(4): 23051-23055.
- [5] LIU Tang-kun, WANG Ji-suo, LIU Xiao-jun, et al. Fidelity of quantum information in a pair atoms of entanglement state interacting with cohere state[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(11): 1449-1455. 刘堂昆, 王继锁, 柳晓军, 等. 纠缠态原子与相干光场作用的量子信息保真度[J]. *光学学报*, 2000, **20**(11): 1449-1455.
- [6] SANKARANARAYANAN R, JANC H, LAKSHMANAN M. Quantum dynamical echo in two-level systems[J]. *arxiv: org/abs/nlin/050618v1*, 2005, 1-6.
- [7] SANKARANARAYANAN R, JANC H, LAKSHMANAN M. Dynamical echo in two-state quantum systems[J]. *Chaos, Solitons and Fractals*, 2007, **33**(4): 1618-1624.
- [8] TIAN Yong-hong, ZHANG Feng-qing, JIANG Long. Nonclassical properties of an initial two-mode squeezed vacuum field Interacting with a cascade three-level atom via intensity-dependent coupling[J]. *Journal of Atomic and Molecular Physics*, 2010, **27**(4): 705-714. 田永红, 张凤琴, 蒋龙. 依赖强度耦合的级联三能级原子系统中双模压缩真空初态场的非经典性质[J]. *原子与分子学报*, 2010, **27**(4): 705-714.
- [9] ZHAO Ming-zhuo, LIU Xiao-juan, LIU Yi-man. Evolution of entanglement two-photon process in the two-mode coherent State field interacting with an atom via intensity-dependent

- coupling[J]. *Journal of Atomic and Molecular Physics*, 2010, **27**(6): 1141-1147.
- 赵明卓, 刘小娟, 刘一曼. 与双模相干场赖强度耦合相互作用下双光子过程中纠缠演化[J]. 原子与分子学报, 2010, **27**(6): 1141-1147.
- [10] CHEN Hai-bo, YANG Jiao-jun, YANG Xiao-hua, *et al.* Experimental investigation on the (1+1)REMPI spectra of Ti atom within 315 nm ~ 321 nm region[J]. *Journal of Atomic and Molecular Physics*, 2009, **26**(5): 783-786.
- 陈海波, 杨家君, 杨晓华, 等. Ti 原子 315 nm~321 nm 区(1+1)共振增强多光子电离谱的实验研究[J]. 原子与分子学报, 2009, **26**(5): 783-786.
- [11] LU Dao-ming. Squeezing effects of field with a time-varying frequency in the multiphoton Jaynes-Cummings model[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(7): 1840-1845.
- 卢道明. 多光子 J-C 模型中频率随时间变化场的压缩效应[J]. 光子学报, 2009, **38**(7): 1840-1845.
- [12] LIU Xiao-juan, ZHOU Bing-ju, FANG Mao-fa, *et al.* Information entropy squeezing of the atom of an arbitrary initial state via the two-photon process[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(2): 704-708.
- 刘小娟, 周并举, 方卯发, 等. 双光子过程中任意初态原子的信息熵压缩[J]. 物理学报, 2006, **55**(2): 704-708.
- [13] ZHANG Deng-yu. The suppression of two-level atom's decoherence through an external driving field in degenerate multi-photon processes[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2002, **31**(5): 537-540.
- 张登玉. 简并多光子过程中两能级原子消相干性的消除[J]. 光子学报, 2002, **31**(5): 537-540.
- [14] LIU Xiao-juan, LIU Yi-man, ZHOU Bing-ju. Entanglement and preparation for an atom interacting with two mode coherent strong field via intensity dependent coupling multiphoton processes[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, **59**(12): 8518-8525.
- 刘小娟, 刘一曼, 周并举. 原子与双模相干强场依赖强度耦合多光子过程中纠缠量度与制备[J]. 物理学报, 2010, **59**(12): 8518-8525.

## Preparation and Control for Periodic Quantum Echo of Atom Bit via Two-mode Light Field Intensity-dependent Coupling Multiphoton Channel

ZHOU Bing-ju, LIU Xiao-juan, LIU Ming-wei, WANG Yan-hui,  
PENG Zhao-hui, JIANG Chun-lei, LIU Yi-man

(Department of Physics, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan, Hunan 411201, China)

**Abstract:** In the rotating-wave approximation, the produce and control for periodic quantum echo of atom bit interacting with a two-mode coherent light field is investigated via intensity-dependent coupling multiphoton channel by means of the full quantum theory. The effects on the evolution of the fidelity of atom bit for both the distribution form and distribution range of the average photon number of the two-mode coherent light field, and the photon number  $k$  of absorbed (emitted) as the atoms transition are discussed by numerical calculations, respectively. The system parameter of preparation and control for periodic quantum echo of atomic bits are obtained. According to the entanglement theory, the relation of the fidelity of atom bit with atomic reduced entropy is analyzed. The results show that atom bit keeps good coherence and fidelity, and will produce periodic quantum echo for the two photon process as  $k=1$ , by regulation average photon number of the light fields being symmetrical or asymmetrical distribution and its value in a certain range. For  $k \geq 2$  multiphoton process, the atom bit is always in a maximally entangled with the two-mode coherent light field so that the atom bit is in a state of partial distortion without periodic quantum echo. It is shown that the physical nature of the periodic quantum echo produce is periodic disentangled between the atom bit and the light field.

**Key words:** Intensity-dependent coupling; Multiphoton channel; Atom bit; Fidelity; Periodic quantum echo