

双光子通道中任意初态原子比特周期量子回声的调控

周并举, 刘小娟, 詹杰, 周仁龙

(湖南科技大学 物理学院, 湖南 湘潭 411201)

摘要: 运用全量子理论, 研究了在相干光场作用下双光子通道中具有任意初态(纯态和混合态)原子比特周期量子回声的产生条件。通过分别考察原子比特初态和环境参数对其保真度演化的影响, 获得了产生和调控原子比特周期量子回声参数, 并分析了它的物理实质, 为实现量子信息高保真输出提供了一种可能的理论依据。

关键词: 原子比特; 双光子通道; 保真度; 量子回声

中图分类号: O431

文献标识码: A

文章编号: 1000-436X(2012)03-0177-06

Control of the periodical quantum echo of atom bit with arbitrary initial states in two-photon channel

ZHOU Bing-ju, LIU Xiao-juan, ZHAN Jie, ZHOU Ren-long

(School of Physics, Hunan University of Science & Technology, Xiangtan 411201, China)

Abstract: By means of the full quantum theory, the conditions of generating a periodical quantum echo in the two-photon channel of a atom bit with arbitrary (pure or mixed) initial states was investigated, in coherent light field. Having studied the effects both the atom bit initial state and the surroundings parameter on its fidelity evolution, respectively, the parameter for control the periodical quantum echo of the atom bit was got and discuss its physical characters was discussed, that may be as a possible theoretical basis to the realization of a high fidelity output of quantum information.

Key words: atom bit; two-photon channel; fidelity; quantum echo

1 引言

量子态是量子信息的载体。量子信息处理(量子通信和量子计算)是指以量子力学基本原理为基础, 通过对量子态的各种相干特性进行计算、编码和传输的全新信息处理方式, 在提高运算速度、确保信息安全、增大信息容量和提高检测精度等方面可以突破现有的经典信息系统的极限, 成为研究热点^[1]。

二能级原子是双量子态系统, 称为原子比特,

是实现量子通信和量子计算的信息载体。如原子比特在量子通用逻辑门中得到实现^[2], 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储的信息, 这一技术将是未来量子信息处理中的重要组成部分^[3]。

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, 受到环境噪声的影响。目前, 研究表明, 环境噪声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

收稿日期: 2011-03-29; 修回日期: 2012-02-10

基金项目: 湖南省自然科学湘潭联合基金资助项目(10JJ9002); 湖南省自然科学基金资助项目(09JJ3012, 10JJ6101); 湖南省教育厅重点基金资助项目(10A032); 中国科学院红外物理国家重点实验室基金资助项目(201118, 201119)

Foundation Items: The Hunan Province Natural Science (Xiangtan) Union Foundation of China (10JJ9002); The Natural Science Foundation of Hunan Province (09JJ3012, 10JJ6101); The Education Bureau of Hunan Province (10A032); The National Laboratory for Infrared Physics, Chinese Academy of Sciences (201118, 201119)

信息处理带来错误，严重阻碍了量子储存器的规模化，是阻碍量子计算的主要因素^[4]。因此，在存在环境噪声条件下，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态的保真度问题^[5]。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^[6]，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^[7]。获得原子比特量子回声成为量子信息领域中的重要任务。由于通常情况下，原子比特处于一种统计混合态，研究混合态原子比特的动力学行为不仅具有更普遍意义^[8,9]，而且对存在量子噪声条件下的量子通信亦是十分重要的。由于双光子微波激射器成功运转^[10]和双光子过程原子具有周期性量子力学通道的特性^[11]，使双光子通道成为量子通信中正确传递量子信息的重要工具，成为人们深入研究的热点。

本文选取相干光场作为原子比特的噪声环境，研究双光子通道中具有任意初态（纯态和混合态）原子比特保真度的时间演化，探索原子比特量子回声的产生条件。分别考察原子比特初态和环境参数对量子回声形成的影响，获得调控原子比特量子回声的参数，并揭示其物理实质。我们的研究结果对于存在环境噪声条件下，运用双光子通道中原子比特实验实现量子信息和量子计算是十分重要的。

2 理论模型及密度算符

考虑一个原子比特与单模辐射场相互作用双光子过程的量子系统。在旋波近似下，系统的哈密顿量表示为^[9]

$$H = \omega a^+ a + \omega_0 S_z + g(S_+ a^2 + a^{+2} S_-), \hbar = 1$$

$$H_0 = \omega a^+ a + \omega_0 S_z, H_I = g(S_+ a^2 + a^{+2} S_-) \quad (1)$$

其中， a^+ 、 a 是频率为 ω 的场模的产生和湮灭算符， S_z 和 S_{\pm} 分别为原子的反转和跃迁算符， ω_0 为原子的跃迁频率， g 为原子和辐射场的耦合系数，考虑共振情况即 $\omega = \omega_0$ 。

由相互作用哈密顿量 H_I 决定的系统时间演化 Dyson 算符即为双光子通道：

$$U(t) = \exp(-iH_I t) = \begin{bmatrix} u_{22} & -iu_{21} \\ -iu_{12} & u_{11} \end{bmatrix} \quad (2)$$

其中

$$\begin{cases} u_{22} = \cos(\hat{A}gt), u_{21} = a \frac{\sin(\hat{B}gt)}{\hat{B}} \\ u_{12} = a^2 \frac{\sin(\hat{A}gt)}{\hat{A}}, u_{11} = \cos(\hat{B}gt) \\ \hat{A} = \sqrt{a^2 a^{+2}}, \hat{B} = \sqrt{a^{+2} a^2} \end{cases} \quad (3)$$

设光场初始处于相干态：

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} f_n |n\rangle \quad (4)$$

其中，

$$f_n = \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \quad (5)$$

$$\alpha = \sqrt{\bar{n}} \exp(i\beta) \quad (6)$$

\bar{n} 为光场平均光子数， β 是光场的位相因子。

如果原子比特初始为激发态和基态任意叠加纯态，则任意时刻，双光子通道中原子比特约化密度算符可以写为式(8)。

$$|\phi_a(0)\rangle = \cos\frac{\vartheta}{2}|+\rangle + \sin\frac{\vartheta}{2}\exp(-i\varphi)|-\rangle \quad (7)$$

其中， ϑ 是原子比特分布角， φ 是它的偶极位相，文计算中取 $0 \leq \vartheta \leq \pi$ ， $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ 。

$$\rho_a(t) = \text{Tr}\{U(t)\rho(0)U^+(t)\} = \begin{bmatrix} \rho_{22} & \rho_{21} \\ \rho_{12} & \rho_{11} \end{bmatrix} \quad (8)$$

其中，全系统（光场+原子比特）初始密度矩阵：

$$\rho(0) = \rho_a(0) \otimes \rho_f(0) \quad (9)$$

而 $\rho_f(0)$ 和 $\rho_a(0)$ 分别为光场和原子比特初始密度矩阵。则 $\rho_a(t)$ 的矩阵元为

$$\rho_{22} = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \left\{ \cos\left(\frac{\vartheta}{2}\right)^2 \cos(\sqrt{(n+1)(n+2)}gt)^2 + \frac{\bar{n}^2}{(n+1)(n+2)} \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right)^2 \sin(\sqrt{(n+1)(n+2)}gt)^2 \right\} + \frac{1}{2} \frac{\bar{n}}{\sqrt{(n+1)(n+2)}} \sin(\theta) \sin(\varphi - 2\beta) \sin(2\sqrt{(n+1)(n+2)}gt) \quad (10)$$

$$\rho_{11} = 1 - \rho_{22} \quad (11)$$

$$\rho_{21} = \frac{1}{2} \sin(\theta) \sum_{n=0}^{\infty} |f_n|^2 \{ \exp[i(\varphi + 4\beta)] \cdot \cos(\sqrt{(n+1)(n+2)}gt) \cos(\sqrt{n(n-1)}gt) + \exp(-i\varphi) \sin(\sqrt{(n+1)(n+2)}gt) \cdot$$

$$\begin{aligned} & \sin(\sqrt{n(n-1)gt}) + i \exp(i2\beta) \{f_n f_{n-2}^* \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \\ & \cos(\sqrt{(n+1)(n+2)gt}) \sin(\sqrt{n(n-1)gt}) + \\ & f_{n+2} f_n^* \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)^2 \sin(\sqrt{(n+1)(n+2)gt}) \cos(\sqrt{n(n-1)gt}) \} \end{aligned} \quad (12)$$

$$\rho_{12} = \rho_{21}^* \quad (13)$$

若考虑原子比特初始处于任意混合态

$$\rho_a(0) = \chi_1 E_1 + \chi_2 E_2 \quad (14)$$

其中, $E_1 = |-\rangle\langle -|$ 表示基态, $E_2 = |+\rangle\langle +|$ 为激发态。 χ_i 为原子比特处于态 E_i ($i=1,2$) 的概率, 且 $\chi_1 + \chi_2 = 1$, 则在任意时刻 $t>0$, 原子的约化密度算符可以写为

$$\begin{aligned} \rho_{22} &= \chi_1 \sum_{n=0}^{\infty} |f_n|^2 \cos(\sqrt{(n+1)(n+2)gt})^2 + \\ & \chi_2 \sum_{n=0}^{\infty} |f_{n+2}|^2 \sin(\sqrt{(n+1)(n+2)gt})^2 \end{aligned} \quad (15)$$

$$\rho_{11} = 1 - \rho_{22} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \rho_{21} &= \rho_{12}^* = \sum_{n=0}^{\infty} \{i\chi_1 f_n f_{n-2}^* \cos(\sqrt{(n+1)(n+2)gt}) \cdot \\ & \sin(\sqrt{n(n-1)gt}) - i\chi_2 f_{n+2} f_n^* \sin(\sqrt{(n+1)(n+2)gt}) \cdot \\ & \cos(\sqrt{n(n-1)gt}) \} \end{aligned} \quad (17)$$

利用式(11)~式(17), 可以根据原子比特和光场的初态分布情况, 研究原子比特(量子)态保真度, 探讨原子比特量子回声产生的条件。

3 保真度及周期量子回声

3.1 保真度的定义

为了描述输入量子态 $\rho(0)$ (初态) 和输出量子态 $\rho(t)$ (终态) 的偏差程度, 人们引入量子态保真度, 其定义为^[5]

$$F(t) = \left[\text{Tr}(\sqrt{\rho(0)\rho(t)\rho(0)}) \right]^{1/2} \quad (18)$$

$F(t)$ 取值范围在 $0 \sim 1$ 之间, 当 $F(t) = 0$ 时, 量子态的初态和末态相互正交, 表示信息在传输过程中完全失真; 当 $F(t) = 1$ 时, 初态和末态完全相同, 表示信息理想传输过程。一般情况下, $0 < F(t) < 1$, 表示初态和末态部分重叠, 信息在传输过程中存在失真现象。

这样, 由式(7)表达的原子初始纯态, 原子比特态保真度表达式为

$$F_a(t) = \cos^2 \frac{\vartheta}{2} \rho_{22} + \text{Re}(\sin \theta e^{i\varphi} \rho_{21}) + \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \rho_{11} \quad (19)$$

而式(14)表达的原子比特初始处于任意混合态时, 原子比特态保真度表达式为

$$F_a(t) = \chi_2 \rho_{22} + \chi_1 \rho_{11} = \chi_1 + (\chi_2 - \chi_1) \rho_{22} \quad (20)$$

3.2 周期量子回声

当原子比特态保真度满足以下等式

$$F_a(t) = F_a(t+nT), n=0,1,2,\dots \text{ 时,}$$

$$\text{且} \quad F_a(0) = F_a(nT) = 1 \quad (21)$$

关系成立时, 称为原子比特产生了周期为 T 的量子回声。

4 数值讨论

在第3节的基础上, 本节分别讨论不同原子比特初态和光场(环境)参数对原子比特态保真度的影响, 研究量子回声产生和控制。

首先, 考察原子比特初态参数变化的影响。取环境参数确定, 即取光场平均光子数 $\bar{n} = 36$, 位相角 $\beta = 0$ 。

4.1 原子比特初始处于任意纯态

图1表明了原子比特初始的分布角 θ 从 $0 \rightarrow \pi/4 \rightarrow \pi/2$ 变化时, 原子比特态保真度 $F_a(t)$ 的时间演化。显然, $F_a(t)$ 呈周期性变化。

由图1(a)看出, 原子比特初始处于非相干纯态(激发态)时, 在 $t=n\pi$ ($n=0,1,2,\dots$) 时刻附近, $F_a(t)$ 几乎在 $0 \sim 1$ 之间振荡, 在其余时间保持值 0.5 。随着原子分布角 θ 增大, $\theta \rightarrow \pi/4$, 在 $t=n\pi$ ($n=0,1,2,\dots$) 时刻, $F_a(t)$ 的最小值增大, 而在其余区间, 随时间呈余弦函数形演化, 如图1(b)所示。

这些规律源于式(19)。首先, 当 $\theta = 0$, $F_a(t)$ 只有第一项: 即

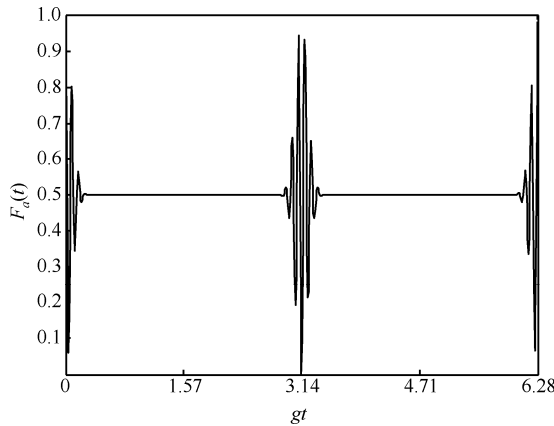
$$F_a(t) = \rho_{22} = \sum_{n=0}^{\infty} |f_n|^2 \cos(\sqrt{(n+1)(n+2)gt}) \quad (22)$$

其中,

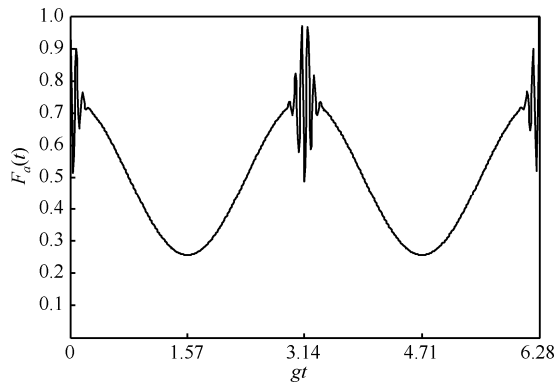
$$|f_n|^2 = \exp(-\bar{n}) \bar{n}^n / n! \quad (23)$$

显然, 这是无穷多个频率为 $g\sqrt{(n+1)(n+2)}$ 、振幅为 1 的余弦振荡的带权重 $\exp(-\bar{n}) \bar{n}^n / n!$ 叠加,

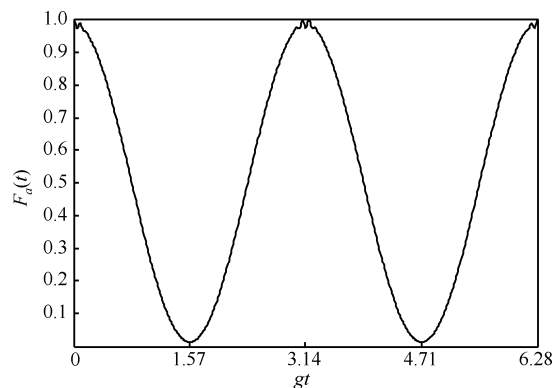
显然,这种叠加将使得 $F_a(t)$ 随时间的演化不再是余弦振荡,如图 1(a)所示。 $F_a(t)$ 首先作振荡幅度锐减的快速振荡,在 $0 \sim \pi$ 区间范围内崩塌为 0.5;在 π 时刻附近又开始作幅度先增后减的快速振荡。然后出现周期的崩塌与回复。随着原子比特分布角 θ 增大, $\theta \rightarrow \pi/4$, 即原子比特初始相干性增加,式(19)中第 2、3 对第 1 项起调制作用,使 $F_a(t)$ 在 $0 \sim \pi$ 范围呈现余弦变化;在 π 时刻附近 $F_a(t)$ 快速振荡且最小值幅度增加。



(a) $\theta = 0$



(b) $\theta = \pi/4$



(c) $\theta = \pi/2$

图 1 原子比特态保真度时间演化($\bar{n} = 36, \beta = 0$)

特别地,当 $\theta = \pi/2$ 时,由式(7)可知原子比特初始处于等概率叠加态,即

$$|\phi_a(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + |-\rangle) \quad (24)$$

保真度随时间作余弦周期演化,如图 1(c)所示。在 $t = n\pi (n = 0, 1, 2, \dots)$ 时刻, $F_a(t)$ 达到最大值 1,而在 $t = n\pi/2 (n = 0, 1, 2, \dots)$ 时刻, $F_a(t)$ 为 0。显然满足

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

并且有

$$F(0) = F(n\pi) = 1 \quad (25)$$

成立。这表明原子比特产生了具有周期为 π 的量子回声。其物理实质分析如下。

因与式(15)~式(17)决定的原子比特约化密度算符对应的本征矢分别为^[12]

$$\begin{aligned} |\psi_a^\pm(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2\pi_a^\pm \cosh \delta}} (\exp[1/2(i\xi \pm \delta)]|+\rangle \pm \exp[-1/2(i\xi \pm \delta)]|-\rangle) \end{aligned} \quad (26)$$

其中

$$\delta = \operatorname{arcsch} \left(\frac{\rho_{22} - \rho_{11}}{2|\rho_{21}|} \right) \quad \xi = \operatorname{arth} \left[\frac{\operatorname{Im}(\rho_{21})}{\operatorname{Re}(\rho_{21})} \right] \quad (27)$$

对应的本征值表示为^[11]

$$\pi_a^\pm(t) = \frac{1}{2}(\rho_{22} + \rho_{11}) \pm \frac{1}{2} \left[(\rho_{22} - \rho_{11})^2 + 4|\rho_{21}|^2 \right]^{1/2} \quad (28)$$

根据 Schmidt 分解定理^[12], 可把全系统任意时刻的态矢表示为

$$|\psi_{fa}(t)\rangle = \sqrt{\pi^+} |\psi_a^+\rangle |\psi_f^+\rangle + \sqrt{\pi^-} |\psi_a^-\rangle |\psi_f^-\rangle \quad (29)$$

将参数 $\theta = \pi/2, t = n\pi (n = 0, 1, 2, \dots)$ 代入式(25)和式(26),得 $\pi^+ = 1, \pi^- = 0, \delta = 0, \xi = 0$ 。显然,式(29)化为 $|\psi_{fa}(t)\rangle = |\psi_a^+\rangle |\psi_f^+\rangle$, 这正是原子比特与光场完全退纠缠的直积态。而原子比特演化到态 $|\psi_a^+(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + |-\rangle)$, 这正是原子比特初态式(24)。因此,原子比特产生周期为 π 的量子回声,物理实质是原子比特与环境完全退纠缠。

而在 $t = n\pi/2 (n = 0, 1, 2, \dots)$ 时刻, $\pi^+ = \pi^- = 1/2$,

原子与场处于 $|\psi_{fa}(t)\rangle = \sqrt{1/2}(|\psi_a^+\rangle|\psi_f^+\rangle + |\psi_a^-\rangle|\psi_f^-\rangle)$ 最大纠缠态 (EPR 态), 原子比特处于完全失真的混合态, 保真度为 0, 与数值计算结果完全一致。

4.2 原子初始为混合态

图 2 展示了原子比特初始处于混合态的情况。

定义 $\eta = |\chi_1 - \chi_2|$, 即原子比特态概率差, 与原子比特混合度成反比。当 $\eta = 1 (\chi_1, \chi_2 = 0 \text{ or } 1)$, 原子比特初始处于纯态 (基态或激发态), 混合度为 0; $\eta = 0 (\chi_1 = \chi_2 = 1/2)$, 原子比特初始处于最大混合态; $0 < \eta < 1$, 原子比特处于一般混合态。

图 2(a) 表明了 $\eta = 1$ 时 $F_a(t)$ 的演化, 与图 1(a) 完全一致。图 2(b) 表明了 $\eta = 0.4$ 时 $F_a(t)$ 的演化, 与图 2(a) 相比较, 演化周期相同, 但振幅变小; 图 2(c) 表明了 $\eta = 0$ 原子比特初始处于最大混合态保真度演化, 此时, 保真度为定值 $F_a(t) = 0.5$ 。

这些结果源于: 当 $\eta = 1 (\chi_1 = 0, \chi_2 = 1)$, 代入式 (20), 保真度表达式为

$$F_a(t) = \sum_{n=0}^{\infty} |f_2|^2 \cos(\sqrt{(n+1)(n+2)}gt)^2$$

与式 (19) 完全相同, 故图 1(a) 与图 2(a) 演化曲线一致。当 $0 < \eta < 1$, 保真度由直流成分 χ_1 和交流成分

$(\chi_1 - \chi_2)\rho_{22}$ 部分组成, $F_a(t)$ 的周期不变, 但幅度受原子的混合度调制, 随混合度的增加幅度减小, 因此 $0 < F_a(t) < 1$ 。当 $\eta = 0 (\chi_2 = \chi_1 = 0.5)$, $F_a(t)$ 的交流成分消失, 只有直流成分 χ_1 起作用, 因此, $F_a(t)$ 取稳定值 0.5, 如图 2(c) 所示。

下面, 考察环境 $F_a(t)$ 的影响, 即调节光场参数, 实现对原子比特周期量子回声的控制。选取原子初始为最大的相干态 ($\theta = \pi/2$)。

4.3 光场平均光子数的调节

图 3 表明了调节光场平均光子数 \bar{n} 从 5 到 80 时的 $F_a(t)$ 时间演化。显然, 平均光子数的变化不影响 $F_a(t)$ 的演化周期, 但其最大值和最小值发生非线性改变。这是由于只改变了 $F_a(t)$ 中 $|f_n|^2 = \exp(-\bar{n})\bar{n}^n/n!$ 的值, 而没有影响 $F_a(t)$ 中的周期性的原因。考察表明, 控制平均光子数 \bar{n} 在 36~60 左右 (如图 3(b) 所示), 可以获得稳定得原子比特周期量子回声, 光场强度可以调控原子比特量子回声的幅度。

4.4 光场位相的调节

图 4 表明, 光场位相角 β 从 $0 \rightarrow \pi/4 \rightarrow \pi/2$, 原子比特周期量子回声产生平移。 β 增加 $\pi/2$ 时, 与 $\beta = 0$ 时一致。表明光场位相可以调控原子比特量子回声的位相, 使之产生平移。

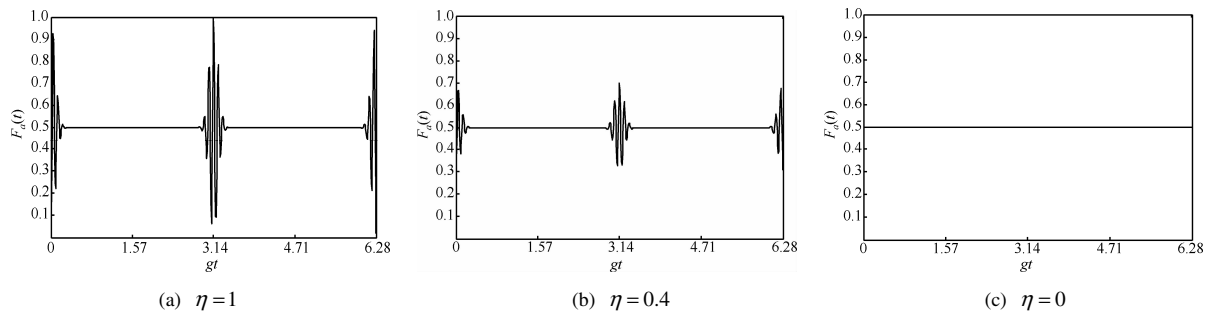


图 2 原子比特态保真度时间演化 ($\bar{n} = 36, \beta = 0$)

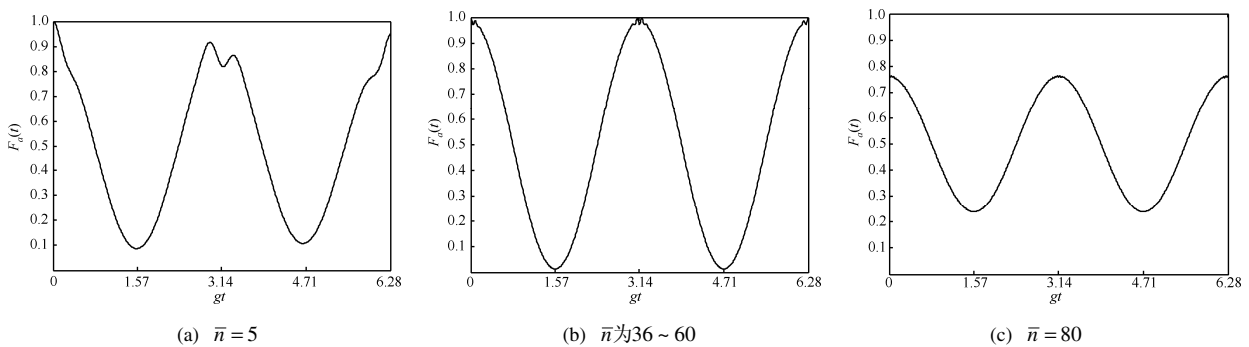


图 3 原子比特态保真度时间演化 ($\theta = \pi/2, \beta = 0$)

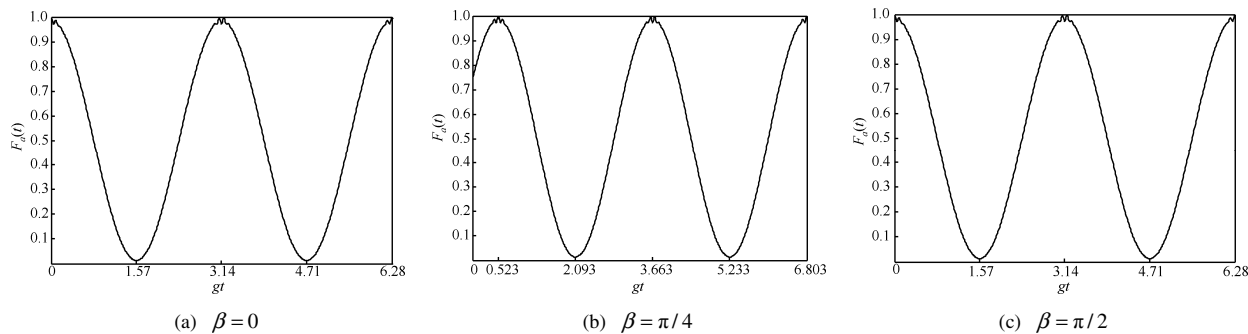


图 4 原子比特态保真度时间演化($\theta = \pi/2, \bar{n} = 36$)

5 结束语

本文运用全量子理论,研究了相干光场为环境下的双光子通道中任意初态原子比特的量子态保真度的演化,探讨了原子比特周期量子回声的产生与调控。结果表明如下: 1) 在光场参数一定的情况下,原子比特态保真度呈周期性演化,选择原子比特初始处于最大相干纯态($\theta = \pi/2$),产生周期量子回声,其物理实质是原子比特与光场完全退纠缠; 2) 原子比特初始处于任意混合态时,原子比特态保真度振幅受混合度调制,不出现周期量子回声; 3) 光场平均光子对原子比特量子回声振幅产生非线性影响,控制平均光子数在 36~60 左右,可以获得稳定的原子比特周期量子回声; 4) 调节光场位相角 β , 可控制原子比特量子周期回声的位相,使之产生平移。

以上结果对于应用双光子通道中原子比特量子回声的实现量子信息处理有着重要意义。

参考文献:

[1] BENNETT C H, DIVINCENZO D P. Quantum information and computation[J]. Nature (London), 2000, 404: 247-255.
 [2] MEIER F, LEVY J, LOSSL D. Quantum computing with spin cluster qubits[J]. Phys Rev Lett, 2003, 90(4): 047901-047904.
 [3] 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.
 WU C F. Quantum teleportation between the photon bits and atoms bits first is completed in China[J]. Frontier Science, 2008, 2(5):92.
 [4] LONG G L, LI Y S, ZHANG W L, et al. Dominant gate imperfection in grover's quantum search algorithm[J]. Phys Rev A, 2000, 61(4): 0423051-0423055.
 [5] LIU T K, WANG J S, LIU X J, et al. Fidelity of quantum information in a pair atoms of entanglement state interacting with cohere state[J]. Acta Optica Sinica, 2000,20:1449-1455.
 [6] SANKARANARAYANAN R, JANC H, LAKSHMANAN M. Quantum Dynamical Echo in Two-Level Systems[P]. SI/050618v1-6,2005.
 [7] SANKARANARAYANAN R, JANC H, LAKSHMANAN M. Dynamical echo in two-state quantum systems[J]. Chaos, Solitons and Fractals, 2007, 33: 1618-1624.

[8] 聂义友, 郑富年, 刘三秋等. 混合态二能级原子双光子过程中原子的压缩效应[J]. 电子学报, 2002, 19(1):38.
 NIE Y Y, ZHENG F N, LIU S Q, et al. Atomic squeezing effects in a two-photon with two-level atomic mixed-state[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2002, 19(1):38.
 [9] 刘小娟, 周并举, 方卯发等. 双光子过程中任意初态原子信息熵压缩[J]. 物理学报, 2006, 55(2):704-711.
 LIU X J, ZHOU B J, FANG M F, et al. Information entropy squeezing of the atom of an arbitrary initial state via the two-photon process[J]. Acta Phys Sin, 2006, 55(2): 704-711.
 [10] 方卯发, 刘翔. 双光子 Jaynes-Cummings 模型中量子力学通道与量子互熵[J]. 物理学报, 2000, 49(3): 0435-0440.
 FANG M F, LIU X. Quantum mechanical channel and quantum mutual entropy in the two-photon Jaynes-Cummings[J]. Acta Phys, Sin, 2000, 49(3): 0435-0440.
 [11] 刘小娟, 方卯发, 周清平. 具有原子运动的双光子 J-C 模型中量子力学通道与量子互熵[J]. 物理学报, 2005, 54(2): 703-709.
 LIU X J, FANG M F, ZHOU Q P. Quantum mechanical channel and quantum mutual entropy in the two-photon Jaynes-Cummings with atomic motion[J]. Acta Phys Sin, 2005, 54(2): 703-709.
 [12] ZHOU B J, LIU Y M, ZHAO M Z, et al. Preparation and control of atomic optimal entropy squeezing states for a moving two-level atom under control of the two-mode squeezing vacuum fields[J]. Chin Phys B, 2010, 19(12): 1242071-1242076.

作者简介:



周并举 (1957-), 男, 湖南长沙人, 湖南科技大学教授, 湖南科技大学物理学院院长, 主要研究方向为信号与系统理论及量子信息。

刘小娟 (1959-), 女, 湖南长沙人, 湖南科技大学教授, 主要研究方向为量子通信。

詹杰 (1973-), 男, 湖南常德人, 博士, 湖南科技大学副教授, 主要研究方向为无线传感器网络、移动通信等。

周仁龙 (1975-), 男, 湖南邵阳人, 湖南科技大学副教授, 主要研究方向为光子晶体及微纳光学。