

文章编号: 1000-8152(2008)02-0187-06

利用相位的自旋1/2量子系统的相干控制

丛 爽, 楼越升

(中国科学技术大学 自动化系, 安徽 合肥 230027)

摘要: 针对两个自旋1/2粒子组成的封闭量子系统, 建立了具有Ising相互作用的量子系统模型. 在此基础上通过具有特定幅值及相对相位的半反直觉脉冲, 制备了相应的量子相干态. 并通过系统数值仿真实验, 归纳出系统终态与相对相位之间的近似关系式, 分析了控制脉冲的幅值和时间延迟对制备过程的影响. 利用部分绝热通道技术实现了相位相干控制.

关键词: 量子相干控制; 半反直觉脉冲序列; 相干态制备; 相对相位

中图分类号: TP273 **文献标识码:** A

Coherent control of spin 1/2 quantum systems using phases

CONG Shuang, LOU Yue-sheng

(Department of Automation, University of Science and Technology of China, Hefei Anhui 230027, China)

Abstract: Model of a closed quantum system, which is composed of two spin 1/2 particles with interaction, is built. Specific quantum states are prepared by half-counterintuitive(HCI) pulses with fixed peak value and some selected relative phases. An approximate expression of the final state with relative phases as its parameter is derived from numerical system simulation experiments. The relation between the peak value, time delay of the two pulses and their effects to the preparation procedure are analyzed. Coherent control of quantum states with relative phases is achieved using partial adiabatic passage technology.

Key words: quantum coherent control; half-counterintuitive pulses; coherent states preparation; relative phase

1 引言(Introduction)

量子系统的相干性来源于量子力学系统本征态的叠加, 它使量子系统的状态产生不确定性. 量子状态的不确定性导致人们不能通过一次测量来完全获知系统的信息, 而只能得到系统处于某个本征态的几率. 量子系统的相干控制, 就是利用系统的相位关系, 根据量子干涉原理, 用激光场来控制量子系统的演变.

由于被控对象的不同(常见的有1/2自旋粒子、量子点、离子阱等), 所采用的控制手段也不尽相同. 从物理机制上可以将量子系统的控制分为两类: 微扰控制或称摄动控制(perturbative control)^[1]和非微扰控制(nonperturbative control)^[2~4]. 微扰控制的方法类似于杨氏双缝试验, 通过控制到目标态的多条通道之间的干涉来达到控制目的, 这种控制方法也称为相干控制(coherent control)或者强共振控制, 主要是依赖于偶极耦合来控制电离速度和位置定位.

具体的包括光致势(light-induced potentials)绝热通道(partial adiabatic passage)^[5]、短脉冲序列抑制自发衰退^[6]、量子相干的相干光学相位控制^[7,8]等. 这类控制在动力学过程中不改变被控系统的自由哈密顿量. 非微扰控制的系统模型基于系统的非微扰描述, 如美国的Rabitz教授提出的基于自适应成形激光脉冲非线性相互作用的反馈学习算法最优控制^[9~11], 在多原子分子的强场分裂电离及原子电离化中运用得非常成功. 从量子控制实现的技术上主要有核磁共振技术^[12]、微波技术和快速激光脉冲技术^[13,14], 其原理都是通过控制所施加场的强度、频率、相位以及不同脉冲的组合来达到控制目的^[7,8,15,16].

相干控制主要有以下几种方法: 一是使用多束不同频率的具有一定相位关系的激光, 以一定的时间顺序作用到目标系统, 形成特定的干涉场, 如绝热通道技术或部分绝热通道技术、pump-dump方法等^[17~19]; 二是使用在消相干时间内的各能态间的

相位关系,采用两个或多个相同频率的有一定时间延迟的锁相脉冲来控制系统演化,如半导体相干控制中用的双脉冲技术和脉冲序列技术^[7,8];三是使用单个调制脉冲来建立最优量子力学状态^[20].在基于拉曼耦合受激拉曼绝热通道中,初态和目标态通过中间态耦合在一起,将目标态和中间态耦合在一起的称为斯托克斯(stokes)脉冲,而将中间态和初始态耦合在一起的称为泵浦(pump)脉冲,斯托克斯脉冲要超前于泵浦脉冲,如果斯托克斯脉冲的结束部分和泵浦脉冲的起始部分重叠,则被称为反直觉(counterintuitive,简称CI)脉冲,可以实现布居数从初态到目标态的完全转移;如果斯托克斯脉冲和泵浦脉冲同时结束,则被称为半反直觉(half-counterintuitive,简称HCI)脉冲序列,可以实现初态和目标态之间的最大相干,这也被称为部分绝热通道技术.

一般而言,数学分析的复杂程度和控制策略的可实现性直接取决于所选择的物理对象、控制手段以及所利用的物理原理.所以对不同量子实验的控制物理机理的认识对设计出好的控制策略至关重要.从控制的角度来看,笔者希望能够通过将物理实现的方法与数学分析相结合,找到更简单有效的控制方法.

本文将针对两个自旋1/2粒子组成的封闭量子系统,建立具有Ising相互作用的量子系统模型.在此基础上利用半反直觉脉冲的部分绝热通道技术来设计控制脉冲序列,并通过固定控制脉冲幅值选择不同的控制脉冲的相对相位来达到实现相干终态制备的目的.在此基础上通过具体的系统数值仿真实验来获得系统状态几率与相位之间的关系图;通过设定不同的控制脉冲相对相位来得到系统不同的终态,根据所获得的关系图归纳出系统终态与相对相位之间的近似关系式.通过实验对脉冲幅值和时间延迟对制备过程的影响进行分析;指出使用半反直觉脉冲序列的相对相位控制方法的优点和不足.

2 基于相位实现相干态的制备(Preparation of coherent states based on phase)

二能级量子系统是最简单的、具有重要应用价值的量子系统,当一个量子系统具有彼此相互靠的很近,而同时又远离其他能级的双能级时,就可以看成是二能级系统.自旋1/2粒子是最常见的二能级系统,比如电子.在此笔者考虑自旋1/2粒子量子系统状态转移的控制脉冲设计问题.

自旋1/2量子系统的状态处于 z 方向的外加恒定磁场 B_0 中,选择在 $x-y$ 平面上施加的控制激光脉

冲为

$$B_c = B \cos(\omega t + \phi). \quad (1)$$

根据量子力学理论,封闭量子系统状态的演化服从薛定谔方程

$$i\hbar|\dot{\phi}\rangle = H|\phi\rangle. \quad (2)$$

其中,哈密顿量 H 由自由哈密顿量 H_0 和控制哈密顿量 H_c 组成:

$$H = H_0 + H_c. \quad (3)$$

考虑Ising相互作用模型,即只有相邻的量子位有 z 方向上的相互作用,此时系统自由哈密顿量为^[15]

$$H_0 = \sum_j -\hbar(\omega_j I_j^z + 2J_{j,j+1} I_j^z I_{j+1}^z - 2J_{n,n+1} I_n^z I_{n+1}^z). \quad (4)$$

在外加控制脉冲作用下系统的控制哈密顿量为

$$H_c = \sum_j -\frac{\hbar}{2} [\Omega_j (e^{-i(\omega_{pq}t + \phi_{pq})} I^- + e^{i(\omega_{pq}t + \phi_{pq})} I^+)]. \quad (5)$$

其中: $\omega_j = \gamma_j B_0$ 是右数第 j 个量子位在外加磁场中的本征频率, γ_j 为相应粒子的自旋磁比; ω_{pq} 是对应于 Ω_j 的耦合两能级 p,q 的激光脉冲的频率; $J_{j,j+1}$ 是右数第 j 与第 $j+1$ 个粒子的相互作用强度; $I^z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$, $I^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $I^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$; $\Omega_j = \gamma_j B$ 为右数第 j 个粒子的Rabi频率,为实数,其物理意义是布居数在相应能级间转移的频率,即在单量子位的情况,在控制量 B 为常数且控制脉冲频率和系统本征频率相同(即处于共振)的条件下,可得到系统的状态转移矩阵为

$$U(t) = \begin{pmatrix} e^{i\omega t/2} & 0 \\ 0 & e^{-i(\omega t + 2\phi)/2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \frac{\Omega t}{2} & i \sin \frac{\Omega t}{2} \\ i \sin \frac{\Omega t}{2} & \cos \frac{\Omega t}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

即布居数在系统两个能级之间转移的频率为 $\Omega/2$.

根据量子态的叠加原理,自旋1/2量子系统的波函数是其各个本征波函数的叠加:

$$|\varphi(t)\rangle = a_1(t)|00\rangle + a_2(t)|11\rangle + a_3(t)|01\rangle + a_4(t)|10\rangle. \quad (7)$$

其中: a_k 为复系数, $\|a_k\|^2$ 为各本征态的布居,且满足 $\sum \|a_k\|^2 = 1$ 的归一化条件.

根据Ising模型,并令 $\phi_{13} = \phi_{14} = \phi_{23} = 0$,且 $\phi_{24} = -\phi$,可以得到系统得哈密顿量 H 为

$$H = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \omega_1 + \omega_2 + J & 0 & \Omega_2 e^{i\omega_{13}t} & \Omega_1 e^{i\omega_{14}t} \\ 0 & -\omega_1 - \omega_2 + J & \Omega_1 e^{-i\omega_{23}t} & \Omega_2 e^{-i\omega_{24}t} e^{i\phi} \\ \Omega_2 e^{-i\omega_{13}t} & \Omega_1 e^{i\omega_{23}t} & \omega_1 - \omega_2 - J & 0 \\ \Omega_1 e^{-i\omega_{14}t} & \Omega_2 e^{i\omega_{24}t} e^{-i\phi} & 0 & -\omega_1 + \omega_2 - J \end{pmatrix}. \quad (8)$$

将式(7)和(8)代入式(2)得到以 a_k 为变量的微分方程组:

$$\begin{cases} \dot{a}_1 = \frac{i}{2} [(\omega_1 + \omega_2 + J)a_1 + \Omega_2 e^{i\omega_{13}t} a_3 + \Omega_1 e^{i\omega_{14}t} a_4], \\ \dot{a}_2 = \frac{i}{2} [(-\omega_1 - \omega_2 + J)a_2 + \Omega_1 e^{-i\omega_{23}t} a_3 + \Omega_2 e^{-i\omega_{24}t} e^{i\phi} a_4], \\ \dot{a}_3 = \frac{i}{2} [(\omega_1 - \omega_2 - J)a_3 + \Omega_2 e^{-i\omega_{13}t} a_1 + \Omega_1 e^{i\omega_{23}t} a_2], \\ \dot{a}_4 = \frac{i}{2} [(-\omega_1 + \omega_2 - J)a_4 + \Omega_1 e^{-i\omega_{14}t} a_1 + \Omega_2 e^{i\omega_{24}t} e^{-i\phi} a_2]. \end{cases} \quad (9)$$

对本征态系数 a_k 作如下变换:

$$\begin{cases} a_1 = a'_1 e^{i(\omega_1 + \omega_2 + J)t/2}, \\ a_2 = a'_2 e^{i(-\omega_1 - \omega_2 + J)t/2}, \\ a_3 = a'_3 e^{i(\omega_1 + \omega_2 + J - 2\omega_{13})t/2} = a'_3 e^{i(-\omega_1 - \omega_2 + J + 2\omega_{23})t/2}, \\ a_4 = a'_4 e^{i(\omega_1 + \omega_2 + J - 2\omega_{14})t/2} = a'_4 e^{i(-\omega_1 - \omega_2 + J + 2\omega_{24})t/2}. \end{cases} \quad (10)$$

将式(10)代入式(9), 并将与 ω_{pq} 对应的 Ω_k 记为 Ω_{pq} , 则可得方程

$$\begin{pmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \\ \dot{a}_3 \\ \dot{a}_4 \end{pmatrix} = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_{13}(t) & \Omega_{14}(t) \\ 0 & 0 & \Omega_{23}(t) & \Omega_{24}(t) e^{i\phi} \\ \Omega_{13}(t) & \Omega_{23}(t) & 2\Delta_1 & 0 \\ \Omega_{14}(t) & \Omega_{24}(t) e^{-i\phi} & 0 & 2\Delta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

其中: $\Delta_1 = \omega_{13} - (\omega_2 + J) = (\omega_1 - J) - \omega_{23}$, $\Delta_2 = \omega_{14} - (\omega_1 + J) = (\omega_2 - J) - \omega_{24}$ 是单光子失谐量; $e^{-i\phi}$ 为相位因子, ϕ 是Rabi频率之间的相位差. 通过求解微分方程组式(11), 将获得的 a_k 代入式(10), 就能够得到任意时刻的状态 $|\varphi\rangle$. 式(11)中为书写方便, 省略了本征态系数中的撇“'”号.

这里将采用受激拉曼部分绝热通道技术, 通过调整相对相位的相干控制方法来进行相干态的

制备.

考虑两个粒子在状态 $|00\rangle$ 和 $|11\rangle$ 之间振荡的情况, 为简单起见, 选择

$$\begin{cases} \Omega_{13}(t) = \Omega_{14}(t) = \Omega_p(t), \\ \Omega_{23}(t) = \Omega_{24}(t) = \Omega_s(t), \\ \Delta_{1,2} = 0. \end{cases} \quad (12)$$

从式(11)中哈密顿算符的一般结构上可以很清楚地看到控制状态从 $|00\rangle$ 到 $|11\rangle$ 有两条途径 $|00\rangle \xrightarrow{\Omega_{13}(t)} |01\rangle \xrightarrow{\Omega_{23}(t)} |11\rangle$, $|00\rangle \xrightarrow{\Omega_{14}(t)} |10\rangle \xrightarrow{\Omega_{24}(t)} |11\rangle$.

相位 ϕ 表示了两条途径的相干性, 通过选择相位 ϕ 便可控制两条途径的相干性从而达到控制目的. 下面将利用 $\Omega_s(t)$ 超前 $\Omega_p(t)$ (但是同时结束的)半反直觉脉冲序列来制备期望的量子态. 对控制过程的分析基于绝热假设, 即若在某一个时刻系统处于哈密顿量的本征态, 则在那以后系统将一直处于哈密顿量的本征态. 也就是说如果某时刻系统的状态 $|\Psi(t_0)\rangle = \sum_k \beta_k |\varphi_k(t_0)\rangle$, $|\varphi_k(t_0)\rangle$ 是 t_0 时刻系统哈密顿量的本征态, 则在之后的任意时刻 t , 系统的状态 $|\Psi(t)\rangle = \sum_k \beta_k |\varphi_k(t)\rangle$, $|\varphi_k(t)\rangle$ 是 t 时刻系统哈密顿量的本征态.

一般来说, 式(11)的哈密顿具有的本征值的形式为: $\lambda_{1,2} = \mp \frac{1}{2} \lambda_-$; $\lambda_{3,4} = \mp \frac{1}{2} \lambda_+$,

其中: $\lambda_{\mp} = \sqrt{\Omega_p^2(t) + \Omega_s^2(t) \mp \overline{\Omega}^2(t)}$, $\overline{\Omega}^2(t) = \sqrt{\Omega_p^4(t) + \Omega_s^4(t) + 2 \cos \phi \Omega_p^2(t) \Omega_s^2(t)}$. 当反直觉脉冲开始作用时, 即 $\Omega_s(t)$ 超前 $\Omega_p(t)$ 部分, 可在哈密顿量本征状态的一般表达式中取极限 $\Omega_p(t)/\Omega_s(t) \rightarrow 0$, 即此时仅有 $\Omega_s(t)$ 脉冲起作用, 可得系统初始本征态为

$$\begin{cases} |c_1(0)\rangle \doteq \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, -\frac{1}{2}ie^{i\phi/2}, \frac{1}{2}ie^{-i\phi/2}\right), \\ |c_2(0)\rangle \doteq \left(\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, \frac{1}{2}ie^{i\phi/2}, -\frac{1}{2}ie^{-i\phi/2}\right), \\ |c_3(0)\rangle \doteq \left(0, \frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}e^{-i\phi}\right), \\ |c_4(0)\rangle \doteq \left(0, \frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}e^{-i\phi}\right). \end{cases} \quad (13)$$

由此可得, 系统的初始态是本征态的叠加态:

$|00\rangle = (1/\sqrt{2})(|c_1(0)\rangle + |c_2(0)\rangle)$.

为获得使用HCI脉冲的终态,可取极限 $\Omega_p(t)/\Omega_s(t) \rightarrow 1$,此时 $\Omega_s(t)$ 与 $\Omega_p(t)$ 同时作用,可得到

$$\begin{cases} |c_1(\infty)\rangle \doteq \frac{1}{2}(e^{-i\phi/4}, -e^{i\phi/4}, -i, ie^{-i\phi/2}), \\ |c_2(\infty)\rangle \doteq \frac{1}{2}(e^{-i\phi/4}, -e^{i\phi/4}, i, -ie^{-i\phi/2}), \\ |c_3(\infty)\rangle \doteq \frac{1}{2}(e^{-i\phi/4}, e^{i\phi/4}, 1, e^{-i\phi/2}), \\ |c_4(\infty)\rangle \doteq \frac{1}{2}(e^{-i\phi/4}, e^{i\phi/4}, -1, -e^{-i\phi/2}). \end{cases} \quad (14)$$

因此,可以得出结论,HCI序列在绝热限制下可以制备态

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle - e^{i\phi/2}|11\rangle), \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle - e^{-i\phi/2}|10\rangle). \quad (15)$$

(后者是由于 $-\varphi_k(t)$ 也是哈密顿量的本征态)这样可以根据选择不同的相位 ϕ 来制备期望的终态.

3 系统数值仿真实验及结果分析(Numerical system simulation experiments and results analyses)

采用相对相位的相干控制方法,对由两个自旋1/2粒子组成的封闭量子系统进行了相干态制备的系统仿真实验.在控制脉冲的设计以及物理实现上,此方法的关键是两组控制脉冲必须同时结束,这时4个Rabi频率之间的比要固定不变.

通过固定幅值,即 Ω_{pq} 的大小,以及 $\Omega_p(t)$ 滞后 $\Omega_s(t)$ 的时间,选择不同的相位来制备不同的量子终态.在时间段为(0,3)内设计控制脉冲序列,所选用的 $\Omega_s(t)$ 和 $\Omega_p(t)$ 函数分别为

$$\Omega_s(t) = \begin{cases} k(1 - \cos(\pi t))^2/4, & 0 < t \leq 1, \\ k, & 1 < t \leq 2, \\ k(\cos(\pi(t-2)) + 1)^2/4, & 2 < t \leq 3, \\ 0, & \text{其他}, \end{cases} \quad \Omega_p(t) = \begin{cases} k(1 - \cos(\pi(t-1)))^2/4, & 1 < t \leq 3, \\ 0, & \text{其他}. \end{cases} \quad (16)$$

在固定幅值 k 为37.5, $\Omega_p(t)$ 滞后 $\Omega_s(t)$ 的时间为1s时,进行系统仿真实验.

首先根据式(11),选择不同的相对相位 ϕ ,进行系统终态几率随控制相位变化的系统实验,结果如图1所示,其中,实线表示状态 $|00\rangle$ 的几率变化曲线,为 $\|a_1(T)\|^2$,虚线表示状态 $|11\rangle$ 的几率变化

$\|a_2(T)\|^2$,双划线和点划线分别为状态 $|01\rangle$ 和 $|10\rangle$ 的几率变化,分别为 $\|a_3(T)\|^2$ 和 $\|a_4(T)\|^2$.从图1中可以看出,状态 $|01\rangle$ 和 $|10\rangle$ 的几率变化曲线是重合的,并且当相位 $|\phi|$ 在一定范围内的时候,比如小于 $\pi/2$ 时,状态 $|00\rangle$ 和 $|11\rangle$ 的几率相同,状态 $|01\rangle$ 和 $|10\rangle$ 的几率相同,它们的几率做周期性的振荡.

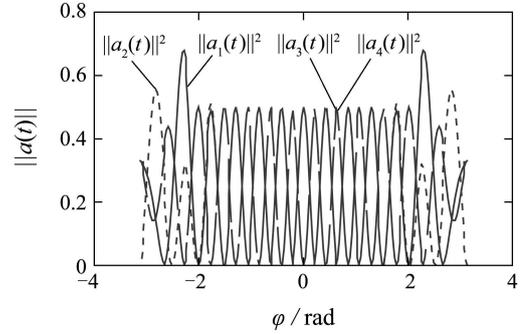


图1 系统终态本征态几率与控制场相位关系图.

Fig. 1 The relation between the eigenstate probabilities of the system final state and the control fields phase

在获得系统终态几率随控制相位关系的基础上,可以根据期望获得的目标态,通过图1的关系图来获得不同的控制相位.图2为控制相位选为零的情况下,系统状态几率在所设计的控制脉冲作用下的动态响应,其中,上图是输入系统的控制脉冲序列,实线为 $\Omega_s(t)$,虚线为 $\Omega_p(t)$,下图为系统状态随时间变化的几率.从图2的下图中可以看到,状态几率在 $\Omega_p(t)$ 开始作用后才开始改变,在脉冲结束时达到终态.根据图2的系统仿真结果可得终态为

$$|\varphi_1\rangle = 0.707|00\rangle - 0.707|11\rangle - 0.00267i|01\rangle - 0.00267i|10\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle - |11\rangle). \quad (17)$$

这是一个Bell纠缠态.

图3为相位取 $\pi/30$ 时,在所设计的控制脉冲作用下,系统状态几率的变化曲线,各曲线所表示的意义与图2相同.此时所获得的终态为

$$|\varphi\rangle = 0.500|00\rangle - (0.499 + 0.0262i)|11\rangle + (0.500 + 0.0106i)|01\rangle - (0.500 - 0.0106i)|10\rangle \approx \frac{1}{2}(|00\rangle - |11\rangle + |01\rangle - |10\rangle). \quad (18)$$

图4为相位取 $\pi/15$ 时,在所设计的控制脉冲作用下,系统状态几率的变化曲线,各曲线所表示的意义与图2相同.此时所获得的终态为

$$|\varphi_2\rangle = (0.706 + 0.0351i)|01\rangle - (0.706 -$$

$$0.0351i)|10\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle - |10\rangle). \quad (19)$$

此状态也是一个Bell纠缠态.

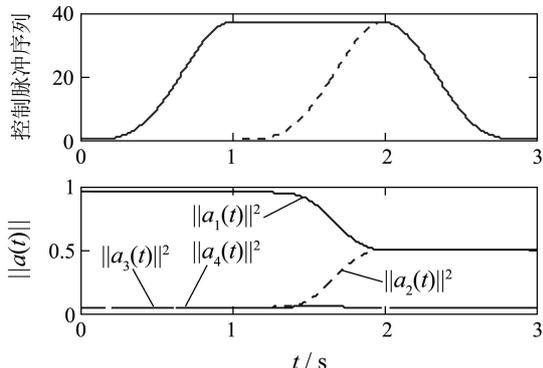


图 2 相位为零时被控状态本征态几率变化曲线
Fig. 2 The performances of the controlled eigenstate probabilities during the process when the phase is zero

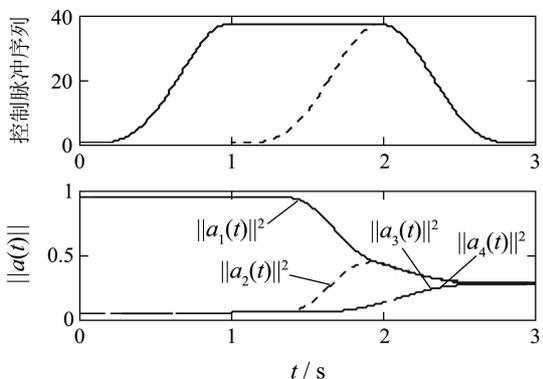


图 3 相位为 $\pi/30$ 时被控状态几率变化曲线
Fig. 3 The performances of the controlled eigenstate probabilities during the process when the phase is $\pi/30$

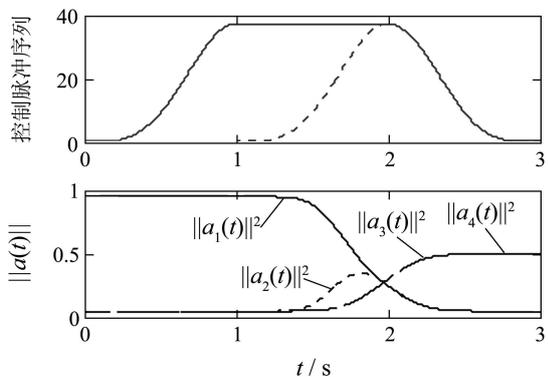


图 4 相位为 $\pi/15$ 时被控状态本征态几率变化曲线
Fig. 4 The performances of the controlled eigenstate probabilities during the process when the phase is $\pi/15$

事实上, 通过研究可以得出在一定的范围内, 比如 $\phi \in (-2, 2)$ 时, 通过设定控制脉冲的相对相位

所制备的终态和相对相位 ϕ 之间的关系可以用统一的公式来近似表示

$$|\Psi(t)\rangle \doteq \frac{1}{\sqrt{2}}[\cos(\omega_\varphi\phi)(|00\rangle - e^{ir_1\phi}|11\rangle) + \sin(\omega_\varphi\phi)e^{ir_3\phi}(|01\rangle - e^{ir_2\phi}|10\rangle)]. \quad (20)$$

式中的 r_1, r_2, r_3 分别为: $r_1 = 1/2, r_2 = -1/2, r_3 = 1/4$, 在脉冲函数的幅值 $k = 37.5$ 时, $\omega_\varphi \approx 7.3488 \approx 0.196k$.

通过系统仿真实验还可以得到以下结果:

1) 改变脉冲函数的幅值, 幅值越大, 达到目标态所需时间越短. 脉冲的幅值对结果也有影响, 比如强度太小, 则无法完成状态的转化, 太大会引起动态响应过快从而产生振动, 使得最终结果达不到目标状态. 另外, 幅值的增大会引起 ω_φ 的增大, 使得状态 $(|00\rangle - e^{i\phi/2}|11\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $(|01\rangle - e^{-i\phi/2}|10\rangle)/\sqrt{2}$ 的几率振荡加快;

2) 改变 $\Omega_p(t)$ 滞后 $\Omega_s(t)$ 的时间, 不改变状态 $(|00\rangle - e^{i\phi/2}|11\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $(|01\rangle - e^{-i\phi/2}|10\rangle)/\sqrt{2}$ 的成分比重, 也不改变 $|01\rangle$ 和 $|10\rangle$ 之间的比重, 只对 $|00\rangle$ 和 $|11\rangle$ 之间的成分比重略有影响. 时延取的太小, 引起的几率振动很大. 当时延大于 0.7 s , 则最终结果没什么变化;

3) 若压缩控制脉冲的时间, 如从原来的 $0\text{ s} \sim 3\text{ s}$, 到 $0\ \mu\text{s} \sim 3\ \mu\text{s}$, 只要保持脉冲的强度(面积)不变, 得到的结果是不变的.

4 结论(Conclusion)

本文通过使用有一定时间延迟的具有相对相位的半反直觉脉冲来制备相干态, 并通过系统数值仿真来研究终态与控制脉冲相对相位的关系, 指出在使用具有特定相对相位的控制脉冲时, 可以制备bell纠缠态, 并根据仿真结果归纳出在一定范围内终态随相对相位变化的近似表达式(20). 另外, 也研究了脉冲的幅值、延迟时间对终态制备的影响. 由此可以得出结论, 在选择了合适的脉冲幅值和时间延迟之后, 脉冲间的相对相位可以作为制备量子状态的控制参数. 并且, 使用半反直觉脉冲的控制方法, 对脉冲的形状并不敏感, 对两个脉冲之间的时间延迟也不敏感, 而是对两个脉冲的有效的面积比以及脉冲之间的相对相位敏感, 前者可以增加这种控制方法的鲁棒性, 后者可以通过锁相技术解决, 因此这种方法在实现上具有较大的优势. 其不足是控制中要求两个脉冲同时结束, 这对实现带来一定的困难. 另外, 这种方法在超快领域也有其局限性, 取而代之的是Cao, Bardeen和Wilson(CBW)提出的“分子 π 脉冲”方法^[21].

参考文献(References):

- [1] BERMAN G P, DOOLEN G D, KAMENEV D I, et al. Perturbation theory for quantum computation with a large number of qubits[J]. *Physical Review A*, 2001, 65: 012321.
- [2] BENJAMIN J S, MISHA Y I, ALBERT S. Nonperturbative quantum control via the nonresonant dynamic Stark effect[J]. *Physical Review A*, 2005, 71: 051401.
- [3] NAZIR A, LOVETT B W, BRIGGS G A D. Creating excitonic entanglement in quantum dots through the optical Stark effect[J]. *Physical Review A*, 2004, 70: 052301.
- [4] UNDERWOOD J G, MICHAEL S, MISHA Y I, et al. Switched wave packets: A route to nonperturbative quantum control[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90: 223001.
- [5] GARRAWAY B M, SUOMINEN K A. Adiabatic passage by light-induced potentials in molecules[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(5): 932 – 935.
- [6] FRISHMAN E, SHAPIRO M. Complete suppression of spontaneous decay of a manifold of states by infrequent interruptions[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87: 253001.
- [7] MALINOVSKY V S. Quantum control of entanglement by phase manipulation of time-delayed pulse sequences[J]. *Physical Review A*, 2004, 70: 042305.
- [8] MALINOVSKY V S, SOLA I R. Quantum phase control of entanglement[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93: 190502.
- [9] JUDSON R S, RABITZ H. Teaching lasers to control molecules[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 68(10): 1500 – 1503.
- [10] PEARSON B J, WHITE J L, WEINACHT T C, et al. Coherent control using adaptive learning algorithms[J]. *Physical Review A*, 2001, 63: 063412.
- [11] BARTELS R A. *Coherent control of atoms and molecules*[D]. Michigan: The University of Michigan, 2002.
- [12] VANDERSYPEN L M K, CHUANG I L. NMR techniques for quantum control and computation[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2004, 76(4): 1037 – 1069.
- [13] HOSSEINI S A, GOSWAMI D. Coherent control of multiphoton transitions with femtosecond pulse shaping[J]. *Physical Review A*, 2001, 64: 033410.
- [14] BALLARD J B, ARROWSMITH A N, HUWEL L, et al. Inducing a sign inversion in one state of a two-state superposition using ultrafast pulse shaping[J]. *Physical Review A*, 2003, 68: 043409.
- [15] 丛爽. 量子力学系统控制导论[M]. 北京: 科学出版社, 2006. (CONG Shuang. *Introduction to Quantum Mechanical Systems Control*[M]. Beijing: Science Press, 2006.)
- [16] MALINOVSKY V S, KRAUSE J L. Efficiency and robustness of coherent population transfer with intense, chirped laser pulses[J]. *Physical Review A*, 2001, 63: 043415.
- [17] RANGELOV A A, VITANOV N V, YATSENKO L P, et al. Stark-shift-chirped rapid-adiabatic-passage technique among three states[J]. *Physical Review A*, 2005, 72: 053403.
- [18] 周艳微, 叶存云, 林强, 等. 基于绝热快速通道控制原子布居数及其相干性的研究[J]. 物理学报, 2005, 54(6): 2799 – 2803. (ZHOU Yanwei, YE Cunyun, LIN Qiang, et al. Control of population and atomic coherence by adiabatic rapid passage[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, 54(6): 2799 – 2803.)
- [19] 吴嵩, 旷冶. 激光诱导的四能级系统电子布居转移[J]. 原子与分子物理学报, 2004, 21(2): 210 – 214. (WU Song, KUANG Ye. Laser induced four-level system population transfer[J]. *Journal of Atomic and Molecular Physics*, 2004, 21(2): 210 – 214.)
- [20] KALUŽA M, MUCKERMAN J T. Short-pulse population inversion and transmittance[J]. *Physical Review A*, 1995, 51(2): 1694 – 1697.
- [21] CAO J, BARDEEN C J, WILSON K R. Molecular “Pulse” for total inversion of electronic state population[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(7): 1406 – 1409.

作者简介:

丛爽 (1961—), 女, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为神经模糊系统、运动控制、机器人控制、量子控制等, E-mail: scong@ustc.edu.cn;

楼越升 (1983—), 男, 硕博连读生, 主要研究方向为量子系统相干控制, E-mail: lusion@mail.ustc.edu.cn.