第 54 卷 第 3 期 2005 年 3 月
1000-3290/2005/54(03)/1048-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.54,No.3,March,2005

螺旋光纤系统中非绝热条件几何相移*

沈建其[1)†] 庄 飞[2)]

1)(浙江大学光及电磁波研究中心,瑞典皇家工学院-浙江大学联合光子学研究中心,杭州 310027)

2)(杭州师范学院物理系,杭州 310012)

(2004 年 5 月 26 日收到;2004 年 8 月 4 日收到修改稿)

由于绝热条件几何相位量子逻辑门存在非绝热差错与退相干差错这一冲突,因此在拓扑量子计算中需要设计非绝热条件几何相门,以克服这一不足.证明螺旋光纤系统内光子有效哈密顿量恰好是一个 Wang-Matsumoto 型哈密顿量,因此螺旋光纤系统能自动产生非绝热条件几何相移.同时还证明在螺旋光纤方案中,由极化光子与螺旋光纤相互作用哈密顿量所导致的动力学相位为零(这正是拓扑量子计算所要求的),以及在螺旋光纤系统中可以通过控制极化光子初始波矢,从而较容易获得条件初始态.总之,螺旋光纤系统方案能自动满足 Wang 与 Matsumoto 的核磁共振方案中为实现非绝热条件几何相移所提出的全部条件与要求.

关键词:几何相位,螺旋光纤系统,Wang-Matsumoto 型哈密顿量,拓扑量子计算

PACC:0365,0367

1. 引 言

近年来,拓扑量子计算(topological quantum computation)在实验与理论上引起了广泛关注,很多研究者提出了实现拓扑量子计算技巧与技术的基本思想[1—8],方案有核磁共振(NMR)[6]、超导纳米电路[9]、离子阱[10]等.2000 年,Jones 等人利用核磁共振技术,完成了实现绝热条件几何相移的实验[6].众所周知,由于几何相位具有整体与拓扑禀性[11],因此作为量子比特的自旋粒子的几何相位,在其演化路径上并不受随机涨落的影响[7,8],这意味着几何相位(相移)门具有所谓的'抗错'性能.由于在量子计算机技术中,具有容错性能的量子逻辑门对于实现量子信息处理器具有根本意义上的重要性,因此基于几何相移门的量子计算不可避免地成为一个有可能实现该目的的相当理想的技术方案[7,8].的确,在上个世纪末,这样的条件几何相移门在绝热条件下在核磁共振实验中得到了实现[12—15].这里,之所以需要绝热条件,是因为只有当量子比特的哈密顿量中含时参数随时间变化足够缓慢,量子计算所得到的结果才是精确的,否则若含时参数变化过快,就会导致计算结果的非绝热差错(nonadiabatic error).但是,一旦绝热条件得到满足,就会遇到另一个麻烦——来自量子比特与环境(如热槽、热浴、噪声场)之间不可避免地相互作用所导致的量子退相干问题.我们知道,实现量子计算机的最大障碍之一正是量子退相干[16].在退相干过程中,量子比特与环境相纠缠,在效果上导致量子计算机量子态的波包塌缩,从而导致量子计算成为不可能[12].退相干的存在意味着量子计算每一步过程都必须在退相干时间(decoherence time)内迅速完成[7].如果操作不能在退相干时间内完成,那么退相干差错(decoherence error)就会不可避免地增长.

为了避免这个退相干差错,就需要让量子比特的哈密顿量参数随时间变化足够快.但是很不幸,正如上面早已提到,哈密顿量参数变化过快,会导致非绝热差错.如此看来,绝热条件这一要求与另一要求(相干保持)之间始终存在冲突.前者要求哈密顿量参数变化足够缓慢,以避免非绝热差错,后者要求哈密顿量参数变化迅速,以尽可能地在相干状态下完成量子计算操作,从而避免退相干差错.由于这一冲突的存在,看来条件几何相移门自身的局限性大大限制了它的应用.严格意义上,这样的方案也许根本不可能用于实际量子计算技术中.为了克服这个矛盾,最近,Wang 与 Matsumoto 提出了一个新方案,来

* 浙江省教育厅教研配套项目(批准号:2002ZSMN002)和浙江省自然科学基金(批准号:Y404355)资助的课题.沈建其受瑞典 Wenner-Gren 基金会资助.

† E-mail:jqshen@coer.zju.edu.cn

精确控制核磁共振量子态的锥形演化，并产生非绝热几何相移[7]．一个带电自旋粒子在含时磁场（如以 z 轴为进动轴作进动）中会获得一几何相位．这样的含时量子系统的哈密顿量为

$$H_0(t) = \omega_1(S_x\cos\gamma t + S_y\sin\gamma t) + \omega_0 S_z,$$

其中 ω_1 为水平磁场分量的幅度（单位为 s^{-1}），它以角速度 γ 绕着 z 轴转动，ω_0 为竖直磁场幅度．为了获得非绝热条件几何相移，Wang 与 Matsumoto 额外引入一个外部垂直磁场，其幅度与水平磁场绕 z 轴转动的角速度 γ 相等[7]．他们证明这一技巧能使得自旋粒子（量子比特）能在锥面上做非绝热演化．这意味着条件几何相门能非绝热运行，且有可能实现不再受到退相干差错与非绝热差错影响的真正的拓扑量子计算．当引入额外的垂直磁场后，Wang 与 Matsumoto 所考虑的核磁共振系统的哈密顿量为[7]

$$H(t) = \omega_1(S_x\cos\gamma t + S_y\sin\gamma t) + (\omega_0 + \gamma)S_z. \tag{1}$$

本文中称这个哈密顿量为 Wang-Matsumoto 型哈密顿量．在 Wang 与 Matsumoto 的方案中，自旋粒子的条件初始态为

$$\psi(0) = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|\uparrow\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|\downarrow\rangle,$$

其中

$$\theta = \arcsin(\omega_1/\sqrt{\omega_0^2 + \omega_1^2}).$$

在他们的方案中，该初始态是通过一系列对 Bloch 球的操作（所谓的 S 操作）来获得的[7]．可是本文提出该条件初始态可以用更为方便的方式得到，即只要通过控制螺旋光纤中极化光子的初始波矢即可．对这一过程本文还将进一步讨论．下面将讨论获得螺旋光纤中极化光子的非绝热条件几何相移的可能性，将要证明螺旋光纤系统的确能自动满足 Wang-Matsumoto 核磁共振系统中所要求的全部条件．因此螺旋光纤系统是一个能得到非绝热条件几何相移以及非绝热相位门的理想方案．

2．螺旋光纤系统中 Wang-Matsumoto 型哈密顿量

假设非共面（noncoplanarly）弯曲光纤可以看作一个理想波导，即：(1) 在光子波函数演化过程中，光子波矢 $\boldsymbol{k}(t)$ 的数值大小并不受弯曲波导改变，改变的仅仅是波矢 $\boldsymbol{k}(t)$ 方向；(2) 光子波矢方向在光纤内任何一点都与弯曲（螺旋）光纤切矢量一致；(3) 在演化过程中，光子螺旋度 $h(t) = \boldsymbol{k}(t)\cdot\boldsymbol{S}/k$ 是一个守恒量（其中 $k = |\boldsymbol{k}|$，$\boldsymbol{S}$ 为光子场自旋算符）．这三个假设是对在非共面弯曲光纤中光子运动状况的特征概括．其实这三个假设在 Chiao，Wu 与 Tomita 等人早期的文献（关于光纤中光子的绝热循回几何相位）中已有隐含[17,18]．本文对此做了概括总结，并进一步研究其中的非绝热（nonadiabatic）非循回（noncyclic）几何相位及其在拓扑量子计算中的潜在应用．根据 Liouville-von Neumann 方程

$$\frac{\partial h(t)}{\partial t} - i[h(t), H(t)] = 0$$ [19]

（利用自然单位制 $\hbar = 1$），可以获得光子与弯曲光纤相互作用哈密顿量 $H(t)$，进一步获得关于光子波函数的含时薛定谔方程[20,21]

$$i\frac{\partial|\sigma, \boldsymbol{k}(t)\rangle}{\partial t} = \frac{\boldsymbol{k}(t)\times\dot{\boldsymbol{k}}(t)}{k^2}\cdot\boldsymbol{S}|\sigma, \boldsymbol{k}(t)\rangle, \tag{2}$$

其中 $\dot{\boldsymbol{k}}$ 为对波矢 $\boldsymbol{k}(t)$ 的时间导数，σ 为光子螺旋度 $h(t) = \boldsymbol{k}(t)\cdot\boldsymbol{S}/k$ 的本征值．从方程（2）看出，光纤中光子的运动可以用所谓的自旋模型来描述，其中的有效‘磁场’为 $\boldsymbol{k}(t)\times\dot{\boldsymbol{k}}(t)/k^2$．方程（2）描述的是光纤呈任意弯曲形状的情形．尽管能利用 Lewis-Riesenfeld 不变量理论[19]精确求解方程（2），本文却准备研究其中的一种特殊情形，即等锥角（conical）演化（锥角 θ 为常数，而光子在弯曲光纤中的进动角 $\varphi = \gamma t$）．之所以这样做，是为了让本文的螺旋光纤结果能与 Wang-Matsumoto 的核磁共振方案方便地比较．根据上面的假设（2），光子波矢能用来表征弯曲光纤的几何形状．为了使得光子波函数演化所沿的锥角 θ 为常数，需要考虑呈螺旋状弯曲的光纤，其中沿着光纤运动的光子波矢可以表示为

$$\boldsymbol{k} = k(\sin\theta\cos\gamma t, \sin\theta\sin\gamma t, \cos\theta).$$

注意，其中 γ 为光子沿着螺旋光纤做圆弧进动的角频率，它取决于光纤的几何形状，即

$$\gamma = 2\pi c/[n\sqrt{d^2 + (4\pi a)^2}],$$

其中 d 与 a 为螺旋光纤的螺距与曲率半径，n 为光纤的光学折射率．这样，该自旋模型有效‘磁场’为

$$\frac{\boldsymbol{k}(t)\times\dot{\boldsymbol{k}}(t)}{k^2} = \gamma\sin\theta(-\cos\theta\cos\gamma t, -\cos\theta\sin\gamma t, \sin\theta). \tag{3}$$

方程（2）的有效哈密顿量可以写成

$$H(t) = -\gamma\sin\theta\cos\theta(S_x\cos\gamma t + S_y\sin\gamma t) + \gamma\sin^2\theta S_z. \tag{4}$$

对比(4)与(1)式，会发现光纤中光子的有效哈密顿量(4)式实际上就是一个 Wang-Matsumoto 型哈密顿量，而且它还是一个特殊形式的 Wang-Matsumoto 型哈密顿量，其中参数 θ 与 γ 满足如下关系式：

$$\omega_0^2 + \omega_1^2 + \gamma\omega_0 = 0, \tag{5}$$

其中 ω_0 与 ω_1 通过极角 θ 来定义：

$$\theta = \arctan(\omega_1/\omega_0).$$

量子比特(自旋粒子)的哈密顿量为 Wang-Matsumoto 型哈密顿量，是实现免遭退相干差错与非绝热差错影响的非绝热条件几何相移门的前提[7]. 既然螺旋光纤系统极化光子的哈密顿量(4)式天然地是一个 Wang-Matsumoto 型哈密顿量，那么这说明螺旋光纤系统有可能是一个能自动产生非绝热条件几何相移的方案. 下面将要证明 螺旋光纤系统还满足另外两个 Wang-Matsumoto 条件[7] (极化光子因哈密顿量(4)式所导致的动力学相位自动为零 ;条件初始态可以较方便地制备).

3. 极化光子的相位与条件初始态

利用 Lewis-Riesenfeld 不变量理论，含时薛定谔方程(2)的精确解为

$$|\sigma,\boldsymbol{k}(t)\rangle = \exp\left[\frac{1}{\mathrm{i}}\phi_\sigma(t)\right]V(t)|\sigma\rangle, \tag{6}$$

其中$|\sigma\rangle$为光子自旋算符第三分量的本征态，满足 $S_z|\sigma\rangle=\sigma|\sigma\rangle$. 含时算符 $V(t)$为

$$V(t) = \exp[\beta(t)S_+ - \beta^*(t)S_-],$$

其中算符 $V(t)$ 中的含时参数 $\beta = -(\theta/2)\exp(-\mathrm{i}\gamma t)$，$\beta^* = -(\theta/2)\exp(\mathrm{i}\gamma t)$，算符 $S_\pm = S_x \pm \mathrm{i}S_y$. 精确解(6)式的含时相位定义为

$$\phi_\sigma(t) = \int_0^t \langle\sigma|V^+(t')H(t')V(t') - V^+(t')\mathrm{i}\frac{\partial}{\partial t'}V(t')|\sigma\rangle \mathrm{d}t'.$$

进一步计算显示其中几何相位为

$$\phi_\sigma^{(g)}(t) = -\int_0^t \langle\sigma|V^+(t')\mathrm{i}\frac{\partial}{\partial t'}V(t')|\sigma\rangle \mathrm{d}t' = \sigma\gamma(1-\cos\theta)t,$$

而其中的动力学相位恰为零，即

$$\phi_\sigma^{(d)}(t) = \int_0^t \langle\sigma|V^+(t')H(t')V(t')|\sigma\rangle \mathrm{d}t' = 0. \tag{7}$$

于是含时相位 $\phi_\sigma(t)$中仅仅留下非零的非绝热非循回几何相位. 与哈密顿量(4)式所联系的动力学相位之所以为零，是因为等效"磁场"$\boldsymbol{k}(t)\times\dot{\boldsymbol{k}}(t)/k^2$ 导致了一个 Lorentz 型力，它除了改变光子波矢的方向，并不改变波矢数值大小. 这一点可以从 Liouville-von Neumann 方程看出 :从 Liouville-von Neumann 方程可以得到如下恒等式：

$$\dot{\boldsymbol{k}} + \boldsymbol{k}\times(\boldsymbol{k}\times\dot{\boldsymbol{k}}/k^2) = 0, \tag{8}$$

其中 $\boldsymbol{k}\times(\boldsymbol{k}\times\dot{\boldsymbol{k}}/k^2)$为 Lorentz 型力，在光子波函数演化过程中，它与等效"磁场"$\boldsymbol{k}(t)\times\dot{\boldsymbol{k}}(t)/k^2$ 一起均始终垂直于光子波矢 $\boldsymbol{k}(t)$. 这意味着这样的 Lorentz 型力只对光子几何相位有贡献，对动力学相位没有贡献. 由于零动力学相位这一特点对于拓扑量子计算而言十分必要[7]，因此作为实现拓扑量子计算机量子比特的物理元件，螺旋光纤系统中的极化光子是一个理想的候选者.

下面讨论解(6)式的条件初始态. 当 $t=0$，算符 V 中的参数 $\beta(0)=\beta^*(0)=-\theta/2$，这样 $V(0)=\exp(-\mathrm{i}\theta S_y)$. 假设所用的光子极化态的螺旋度是 $+1$，这样(6)式的初始态为

$$\psi(0) = V(0)|\uparrow\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|\uparrow\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|\downarrow\rangle. \tag{9}$$

值得强调的是，(9)式正好就是 Wang-Matsumoto 所需要制备的条件初始态[7]. 与此同时，这里极化光子的初始波矢为 $k_x = k\sin\theta$，$k_y = 0$，$k_z = k\cos\theta$. 这给我们一个启示 :只要适当控制极化光子($\sigma=+1$)的初始波矢，让其方向平行于 x-z 平面，且满足 $k_x/k_z = \tan\theta$，那么就能自然得到条件初始态(9)式.

4. 意义与讨论

本文中的螺旋光纤系统对于实现非绝热条件几何相移门具有如下三个优点：

1)无论是螺旋光纤中的光传播，还是光纤内光子自旋(或者角动量)与有效"磁场"的相互作用，它们恰好均可以用 Wang-Matsumoto 型哈密顿量来描述. 这意味着螺旋光纤系统能自动满足 Wang-Matsumoto 方案中所提出的条件与要求，从而自动产生非绝热条件几何相移门.

2)幸运的是，对于实现非绝热条件几何相移门而言，在螺旋光纤中，由哈密顿量(4)式所导致的动力学相位恰好为零. 在 Wang-Matsumoto 的核磁共振方案中，为了移去非零的动力学相位，他们需要让水

平磁场的转动角频率(以及额外引入的磁场强度)取特殊数值,从而让量子比特沿着所谓的动力学相位路径(dynamical phase path)演化才能奏效.为此目的,他们要求水平与垂直磁场强度 ω_0 与 ω_1 以及水平磁场转动角频率 γ 满足如下关系:$\gamma = -(\omega_0^2 + \omega_1^2)/\omega_0$.有必要指出,Wang 与 Matsumoto 提出的这一要求其实正好与本文(5)式等价.亦即为了避免产生动力学相位,Wang 与 Matsumoto 在他们的文章最后还是选择了本文中特殊情形的 Wang-Matsumoto 型哈密顿量(4)式.但是,在本文的螺旋光纤系统中,Wang 与 Matsumoto 提出的这一要求,即方程(4)却是得到天然的满足的.在 Wang-Matsumoto 的核磁共振方案中,他们还研究了当参数 $\omega_0, \omega_1, \gamma$ 随时间变化的一般情况.为了避免动力学相位,他们提出了与 $\gamma = -(\omega_0^2 + \omega_1^2)/\omega_0$ 类似的相应的条件.我们认为,由于其中所有参数(如 $\omega_0, \omega_1, \gamma$)都与时间有关,所以这一条件的实现在实际操作中会有一定困难.但在本文的螺旋光纤系统方案中,这一条件却仍然能自动精确地得到满足.所以,我们强调,为移去不必要的动力学相位,螺旋光纤系统具有这一特别的优越性,因为无论光纤中的极化光子如何做非绝热非循回演化,与 Wang-Matsumoto 型哈密顿量(4)式有关的动力学相位始终为零.

3) 在 Wang-Matsumoto 方案中,为了实现非绝热条件几何相移门所必须的条件初始态(9)式,Wang 与 Matsumoto 提出了对 Bloch 球进行一系列操作的非绝热方法(他们称之为 S 操作).但在螺旋光纤方案中,相对而言,这一条件初始态可以较容易地获得,亦即只要让极化光子的初始动量各个 Cartesian 分量满足一定关系,即可使得极化光子自动进入条件初始态(9)式.

尽管为获得非绝热条件几何相移,螺旋光纤方案具有以上这些优点,但是至少在目前这样的几何相移门恐怕还难以在实验中实现.目前文献中采用了很多方案或者技术作为量子计算机模型,包括核磁共振、离子阱、腔量子电动力学、量子点、超导量子干涉技术等[6,9,10].但是就我们所知,可能因为某些技术上的困难,文献上用极化光子干涉来实现拓扑量子相位逻辑门(以及相应的拓扑量子计算)却鲜有人涉足.所以,我们认为有可能螺旋光纤方案在实际拓扑量子计算实践中可能并不一定会比 Wang-Matsumoto 的核磁共振方案更有效.可是,本文中发现螺旋光纤系统能自动满足 Wang 与 Matsumoto 的核磁共振方案中所提出的全部条件与要求,这一点很吸引人.为此,我们认为无论如何,本文所提出的用螺旋光纤系统来实现非绝热条件几何相移这一方案仍值得进一步研究.

5. 结 论

自旋模型[20—22]能描述螺旋光纤系统中极化光子的传播行为.极化光子在螺旋光纤中的传播问题是一个含时问题,因此极化光子波函数在演化过程中能获得几何相位[17,18,20,21].

由于几何相位的整体与拓扑性质[23—25]能免受演化路径中的随机涨落的影响,拓扑量子计算将成为未来量子计算技术中引人入胜的途径之一.绝热几何相移量子逻辑门存在着退相干出错与非绝热出错之间不可避免的冲突,因此必须发展非绝热几何相门.用核磁共振方案实现可靠的拓扑量子计算过程中,为了使得条件几何相移门能非绝热运行,Wang 与 Matsumoto 需要在核磁共振系统中额外引入一个垂直磁场;为了制取条件初始态,他们需要对 Bloch 球进行一系列 S 操作;为了移去在拓扑量子计算中不必要的动力学相位,他们需要令核磁共振系统中的垂直磁场、水平磁场、额外引入的垂直磁场诸强度以及水平磁场进动角频率满足一定的条件.本文证明,Wang 与 Matsumoto 提出的所有以上条件与要求在本文的螺旋光纤方案中恰好都能自动满足或者自动实现(其中用数学关系所表述的条件还能得到严格精确的满足).因此我们相信螺旋光纤系统有可能成为实现对退相干出错与非绝热出错均具有抗错性能的拓扑量子计算机基本单元(非绝热条件几何相移门)的理想方案.

感谢东京 Hongo Bunkyo ERATO Wang Xiang-Bin 对我们选题上的帮助.

[1] Zanardi P and Rasetti M 1999 *Phys. Lett.* A **264** 94

[2] Margolin A E, Strazhev V I and Tregubovich A Y 2001 *arXiv*: quant-ph/0102030

[3] Zhu S L and Wang Z D 2002 *Phys. Rev.* A **66** 42322

[4] Zhu S L and Wang Z D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 97902

[5] Vedral V 2002 *arXiv*: quant-ph/0212133

[6] Jones J A, Vedral V, Ekert A and Castagnoli G 2000 *Nature* **403** 869

[7] Wang X B and Matsumoto K 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 97901
Wang X B and Matsumoto K 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 179901

[8] Wang X B and Matsumoto K 2002 *Phys. Rev.* B **65** 172508

[9] Falci G *et al* 2000 *Nature* **407** 355

[10] Duan L M, Cirac J I and Zoller P 2001 *Science* **292** 1695

[11] Berry M V 1984 *Proc. Roy. Soc. London* A **392** 45

[12] Cory D G, Fahmy A F and Havel T F 1997 *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **94** 1634

[13] Gershenfeld N A and Chung I L 1997 *Science* **275** 350

[14] Jones J A and Mosca M 1998 *J. Chem. Phys.* **109** 1648

[15] Jones J A, Hansen R H and Mosca M 1998 *J. Magn. Reson.* **135** 353

[16] Shor P W 1995 *Phys. Rev.* A **52** R2493

[17] Chiao R Y and Wu Y S 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 933

[18] Tomita A and Chiao R Y 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 937

[19] Lewis H R and Riesenfeld W B 1969 *J. Math. Phys.* **10** 1458

[20] Shen J Q and Ma L H 2003 *Phys. Lett.* A **308** 355

[21] Shen J Q, Zhu H Y and Shi S L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 536 (in Chinese) [沈建其、朱红毅、施申蕾 2002 物理学报 **51** 536]

[22] Shen J Q and He S L 2003 *Phys. Rev.* B **68** 195421

[23] Li B Z, Hou B P and Yu W L 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 712 (in Chinese) [李伯臧、侯邦品、余万伦 1998 物理学报 **47** 712]

[24] Liu D Y 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1233 (in Chinese) [刘登云 1998 物理学报 **47** 1233]

[25] Zhang R D, Yan F L and Li B Z 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1585 (in Chinese) [张润东、阎凤利、李伯臧 1998 物理学报 **47** 1585]

The nonadiabatic conditional geometric phase shift in a coiled fiber system*

Shen Jian-Qi[1)]† Zhuang Fei[2)]

[1)] (*Centre for Optical and Electromagnetic Research, Joint Research Centre of Photonics of the Royal Institute of Technology (Sweden) and Zhejiang University, Zhejiang University, Hangzhou* 310027, *China*)

[2)] (*Department of Physics, Hangzhou Teacher's College, Hangzhou* 310012, *China*)

(Received 26 May 2004; revised manuscript received 4 August 2004)

Abstract

The nonadiabatic conditional geometric phase gate is required in the topological quantum computation in order to overcome the conflict between the requirement of adiabatic condition (to avoid the severe distortion from the nonadiabaticity to the results) and the removal of decoherence effects. It was demonstrated that the effective Hamiltonian that describes the propagation of photon fields inside the coiled fiber is just the Wang-Matsumoto type of Hamiltonian. Thus, the coiled fiber system will automatically generate the nonadiabatic conditional geometric phase shift. In addition, it was shown that the dynamical phase (resulting from the effective Hamiltonian) acquired by the polarized photons vanishes, and the conditional initial state can be easily prepared only by controlling the initial wave vector of photons. In a word, the coiled fiber system can automatically satisfy the requirements and conditions, which were proposed by Wang and Matsumoto in order to create the nonadiabatic conditional geometric phase shift in their NMR scheme.

Keywords: geometric phases, coiled fiber system, Wang-Matsumoto Hamiltonian, topological quantum computation

PACC: 0365, 0367

* Project supported by the Education-Research Conveyance Program from the Education Bureau, Zhejiang Province, China (Grant No. 2002ZSMN002), and the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. Y404355). Shen is financed by the Wenner-Gren Foundation, Sweden.

† E-mail: jqshen@coer.zju.edu.cn