

# 一维量子点阵列自旋链上多比特态的信息传输\*

罗国忠<sup>†</sup>

(忻州师范学院物理系, 034000, 山西忻州)

**摘要** 利用演化算符作泰勒展开, 作用于初态的信息上; 使用湮灭算符和其所产生的算符, 作用在单比特态上, 使一维量子点阵列自旋链上的多比特态量子信息实现完美传输; 通过计算初态演化到末态的概率幅, 使保真度达到 1 时实现信息完美传输. 结果表明: 当相邻量子点之间的交换相互作用和自旋链长度都相同时, 保真度传输的比特数越大, 传输时间越短.

**关键词** 量子点阵列; 一维线性自旋链; 演化算符; 保真度; 多比特态; 信息传输

**中图分类号** O488

**DOI:** 10.12202/j.0476-0301.2021104

## 0 引言

随着科学技术的发展, 量子态在自旋链通道上传输的研究取得了很大的进展, 例如, 非均匀耦合自旋链上量子态的传输<sup>[1]</sup>, 在腔中 3 个原子的 W 态的传输<sup>[2]</sup>, 长距离相互作用的一维横向量子 Ising 链上的准粒子激发态的传输<sup>[3]</sup>, 一维可积自旋链上量子态的传输<sup>[4]</sup>, 一般的量子自旋链上的基态传输<sup>[5]</sup>, 在量子自旋链上纠缠态的完美传输<sup>[6]</sup>等. 自旋链通道被认为是最具优势的量子态信息传输通道, 在该体系中进行量子态的传输已成为量子信息研究领域的热点问题之一. 如量子比特网络<sup>[7]</sup>、 $N$  个自旋的线性链<sup>[8]</sup>、相互作用的蜂窝图自旋网络<sup>[9]</sup>、手性自旋液体组成的海森堡自旋链网络<sup>[10]</sup>、关联的  $N$  自旋网络<sup>[11]</sup>、量子 Ising 链<sup>[12]</sup>、带有缺陷的线性自旋链<sup>[13]</sup>、超导量子比特自旋链<sup>[14]</sup>等. 近年来, 量子点阵列的研究受到关注, 如: 15 个量子点组成的量子点阵列; 侧面耦合 1 个量子线的非相互作用量子点阵列<sup>[15-16]</sup>; 通过偶氮苯衍生物连接的 CdSe 2 个量子点<sup>[17]</sup>, 增加自旋弛豫时间各向异性的 CdSe 量子点阵列<sup>[18]</sup>; 二维量子点 Ge/Si 阵列<sup>[19]</sup>; 在一个量子点阵列中的量子行走<sup>[20]</sup>, 连接金属电极的半导体量子点链<sup>[21]</sup>. 在量子点阵列两端间进行量子态传输信息时提供的一种可行的量子通道. 目前, 在自旋链上传输信息的研究已经受到研究者的关注, 如: 任何量子态在线性的任意长度的量子比特链上的完美传输<sup>[22]</sup>; 任意二维量子态在量子比特网上的完美传输等<sup>[23]</sup>.

Sougato<sup>[24]</sup> 提出了一种一维的量子网络, 只考虑

最近邻相互作用的哈密顿量的海森堡自旋链, 这使量子态上的信息从自旋链的一端传输到另一端时, 实现完美传输, 他的工作激励了在自旋系统上实现信息完美传输的许多相关工作; Nikolopoulou 等<sup>[25]</sup> 首先提出了使用量子点阵列来实现量子态传输的方案, 讨论了在耦合量子点阵列中相干电子波包的传输; Petrosyan 等<sup>[26]</sup> 研究了在耦合量子点阵列中的相干布局传输, 大大提高了固态系统中的量子通信, 但缺点是在量子点系统中实现量子通信困难.

罗国忠<sup>[27]</sup> 经过研究, 得到了一维量子点阵列自旋链上单比特态信息的完美传输, 利用演化算符泰勒展开后作用于初态上的方法, 研究了一维量子点阵列自旋链上多比特态的信息传输, 使得多比特信息达到完美传输.

## 1 理论模型

使用一维量子点阵列实现信息传输, 量子点阵列中的量子点被用格点表示, 这些格点按顺序标示为  $1, 2, \dots, N$ , 其中  $N$  为链的长度, 如图 1 所示.

这里仅考虑阵列中量子点是单电子隧穿, 而且每个电子仅有 1 个自旋. 在只考虑最近邻格点的相互作用时, 量子点阵列的自旋链哈密顿表示为

$$H = \sum_{k=1}^N \varepsilon_k a_k^\dagger a_k + \sum_{k=1}^{N-1} J(a_{k+1}^\dagger a_k + a_k^\dagger a_{k+1}), \quad (1)$$

式中:  $1 \leq k \leq N$ , 且  $N > 3$ ;  $a_k^\dagger$  和  $a_k$  分别为作用在第  $k$  个粒

\* 2020 年度山西省高等学校本科教学质量提升工程资助项目(J2020288)

<sup>†</sup> 通信作者: 罗国忠(1977—), 男, 硕士, 副教授. 研究方向: 介观系统、拓扑绝缘体的量子输运. E-mail: luoguozechong2013@163.com

收稿日期: 2021-04-27

子态上的产生算符和湮灭算符;  $\varepsilon_k$  是第  $k$  个量子点在格点  $k$  上的能量;  $J$  代表 2 个近邻量子点之间的交换相互作用。

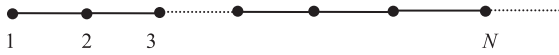


图 1 一维线性均匀有序的量子点阵列

## 2 一维量子点阵列自旋链上的单比特态信息传输

单比特态信息在自旋链上的传输, 即一维量子点自旋链上的信息传输. 假设制备输入单比特  $|1_A\rangle$  在态  $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$  上, 则一维量子点阵列自旋链上的态将变为

$$\alpha|0_A 000 \cdots 000_B\rangle + \beta|1_A 000 \cdots 000_B\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle.$$

由于  $|0\rangle$  是哈密顿量  $H$  的零能量本征态, 所以式中的系数  $\alpha$  不随时间变化而变化. 这将使态

$$|1\rangle = |1_A 000 \cdots 000_B\rangle = |1_1 0_2 0_3 \cdots 0_{N-1} 0_N\rangle$$

演化成一个自旋向上、而其他自旋向下的叠加态, 因此自旋链初态随时间的演化是

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \rightarrow \alpha|0\rangle + \sum_{n=1}^N \beta_n(t)|n\rangle.$$

量子点阵列起始端上的单比特态信息为

$$|1_1 0_2 0_3 \cdots 0_{N-1} 0_N\rangle,$$

它是由多个单粒子态组成. 为了使自旋链上的初态在  $|1\rangle$ , 即  $|1_A 000 \cdots 000_B\rangle$  的信息, 从始端的第 1 个位置上的比特  $|1_{A1}\rangle$  传输到自旋链末端上的末态  $|N\rangle$ , 即  $|0_A 000 \cdots 001_B\rangle$  第  $N$  个位置的比特  $|1_{B1}\rangle$  上.

将演化算符  $\exp\left(\frac{-i\lambda t}{h}\right)$  作用于初态上, 得

$$\exp\left(\frac{-i\lambda t}{h} H\right) |1_A 00 \cdots 00_B\rangle,$$

即可使信息传输到末端上的第  $N$  个量子比特上. 式中,  $t$  表示信息传输的时间,  $\exp\left(\frac{-i\lambda t}{h} H\right)$  为量子态的演化算符,  $\lambda$  是为平衡量纲而引入的常量. 令  $\lambda = h$ ,  $h$  为普朗克常量,  $h = (6.626\ 075\ 5 \pm 0.000\ 004\ 0) \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ .

本研究仅考虑  $\lambda t$  较小的情况. 将演化算符做泰勒展开,

$$\begin{aligned} & \exp\left(\frac{-i\lambda t}{h} H\right) |1_1 0_2 0_3 \cdots 0_{N-1} 0_N\rangle = \\ & \left(1 + \frac{(-i\lambda t/h) H}{1!} + \frac{(-i\lambda t/h)^2 H^2}{2!} + \cdots + \frac{(-i\lambda t/h)^m H^m}{m!} + \cdots\right) \\ & |1_1 0_2 0_3 \cdots 0_{N-1} 0_N\rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

再根据文献 [27], 得

$$\begin{aligned} & a_k^+ a_k |0_1 0_2 0_3 \cdots 1_k 0_{k+1} \cdots 0_{N-1} 0_N\rangle = \\ & |0_1 0_2 0_3 \cdots 1_k 0_{k+1} \cdots 0_{N-1} 0_N\rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & (a_{k+1}^+ a_k + a_k^+ a_{k+1}) |0_1 0_2 0_3 \cdots 1_k 0_{k+1} \cdots 0_{N-1} 0_N\rangle = \\ & |0_1 0_2 0_3 \cdots 0_k 1_{k+1} \cdots 0_{N-1} 0_N\rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

因此, 单比特态的信息从多粒子态  $|1_A 000 \cdots 001_B\rangle$  传输到自旋链末端的态  $|1_A 000 \cdots 000_B\rangle$ . 式 (3) 和 (4) 中,  $a_k^+$  和  $a_k$  只对第  $k$  个粒子起作用. 由文献 [7] 可知: 自旋链初态在  $|1\rangle$  经过时间  $t$  后, 演化到态  $|N\rangle$ , 即  $|0_A 000 \cdots 001_B\rangle$  的概率幅为

$$\begin{aligned} F(t) &= \langle N | \exp\left(\frac{-i\lambda t}{h} H\right) |1\rangle = \langle 0_A 000 \cdots 001_B | \cdot \\ & \exp\left(\frac{-i\lambda t}{h} H\right) |1_A 000 \cdots 000_B\rangle = \frac{(-i\lambda t/h)^{N-1}}{(N-1)!} J^{N-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

显然, 要使单比特态的信息实现完美传输, 须满足传输的保真度为 1, 即  $|F(t)| = 1$ .

## 3 一维量子点阵列自旋链上的双比特态信息传输

双比特态信息在量子点阵列的自旋链上传输时, 自旋链体系的一端初态输入比特  $|1_{A1}\rangle$  和  $|1_{A2}\rangle$  时, 即在初态  $\alpha|0_{A1} 0_{A2}\rangle + \beta|1_{B1} 1_{B2}\rangle$  上, 则自旋链体系上的态将变为

$$\begin{aligned} & \alpha|0_{A1} 0_{A2} 00 \cdots 00_{B1} 0_{B2}\rangle + \beta|1_{A1} 1_{A2} 00 \cdots 00_{B1} 0_{B2}\rangle = \\ & \alpha|00\rangle + \beta|11\rangle. \end{aligned}$$

由算符作用可知,  $|00\rangle$  仍然是哈密顿  $H$  的零能量本征态, 因此上式中, 系数  $\alpha$  不随时间的变化而变化.

在哈密顿  $H$  的作用下, 双比特态

$$|11\rangle = |1_{A1} 1_{A2} 00 \cdots 00_{B1} 0_{B2}\rangle,$$

将演化成 2 个位置自旋向上、其他位置所有自旋向下的叠加态. 自旋链初态随时间演化为

$$\alpha|00\rangle + \beta|11\rangle \rightarrow \alpha|00\rangle + \sum_{m < n}^N \beta_{mn}(t) |mn\rangle.$$

要想使双比特态的信息传输, 需要自旋链上第 1、2 位置处的比特  $|1_{A1}\rangle$ 、 $|1_{A2}\rangle$  的初始态

$$|1_{A1} 1_{A2} 00 \cdots 00_{B1} 0_{B2}\rangle$$

和第  $N-1$ 、 $N$  位置处的比特  $|1_{B1}\rangle$ 、 $|1_{B2}\rangle$  在  $t$  时刻量子态  $|0_{A1} 0_{A2} 00 \cdots 01_{B1} 1_{B2}\rangle$  一样. 自旋链上相应的初态  $|12\rangle$ , 即  $|1_{A1} 1_{A2} 00 \cdots 00_{B1} 0_{B2}\rangle$  随时间演化到相应于  $|0_{A1} 0_{A2} 00 \cdots 01_{B1} 1_{B2}\rangle$  的末态  $|(N-1)N\rangle$ . 仍然采用演化算符  $\exp\left(\frac{-i\lambda t}{h} H\right)$ ,

运用泰勒展开的方法作用到初态上, 可得自旋链初态在 $|11\rangle$ 经过时间 $t$ 后, 演化到态 $|(N-1)N\rangle$ 的概率幅为

$$F(t) = \langle (N-1)N | \exp\left(\frac{-i\lambda t}{\hbar} H\right) | 12 \rangle = \langle 0_{A_1} 0_{A_2} 00 \cdots 01_{B_1} 1_{B_2} | \exp\left(\frac{-i\lambda t}{\hbar} H\right) | 1_{A_1} 1_{A_2} 00 \cdots 00_{B_1} 0_{B_2} \rangle = \frac{(-i\lambda t/\hbar)^{N-2}}{(N-2)!} J^{N-2}, \quad (6)$$

显然, 要想使双比特态的信息实现完美传输, 需要使信息传输保真度为 1, 即 $|F(t)| = 1$ .

#### 4 一维量子点阵列自旋链上的 3 比特态信息传输

由第 3 章推导可知, 3 比特态的初态信息发生传输时, 在量子点阵列自旋链体系的左端上, 初态输入比特 $|1_{A_1}\rangle$ 、 $|1_{A_2}\rangle$ 和 $|1_{A_3}\rangle$ 时, 即在初态 $\alpha|0_{A_1}0_{A_2}0_{A_3}\rangle + \beta|1_{B_1}1_{B_2}1_{B_3}\rangle$ 上, 自旋链体系上的态将变为

$$\alpha|0_{A_1}0_{A_2}0_{A_3}00 \cdots 00_{B_1}0_{B_2}0_{B_3}\rangle + \beta|1_{A_1}1_{A_2}1_{A_3}00 \cdots 00_{B_1}0_{B_2}0_{B_3}\rangle = \alpha|000\rangle + \beta|111\rangle.$$

由算符的作用可知,  $|000\rangle$ 仍然是哈密顿 $H$ 的零能量本征态, 故系数 $\alpha$ 不随时间的变化而变化. 在哈密顿 $H$ 的作用下, 态 $|111\rangle = |1_{A_1}1_{A_2}1_{A_3}00 \cdots 00_{B_1}0_{B_2}0_{B_3}\rangle$ 将演化成 3 个位置自旋向上、其他位置所有自旋向下的叠加态. 自旋链初态随时间的演化为

$$\alpha|000\rangle + \beta|111\rangle \rightarrow \alpha|000\rangle + \sum_{m < n < l} \beta_{mnl}(t) |mnl\rangle.$$

要想使 3 比特态的信息传输, 那么自旋链上相应的初态 $|123\rangle$ , 即 $|1_{A_1}1_{A_2}1_{A_3}00 \cdots 00_{B_1}0_{B_2}0_{B_3}\rangle$ 随时间演化到相应于 $|0_{A_1}0_{A_2}0_{A_3}00 \cdots 01_{B_1}1_{B_2}1_{B_3}\rangle$ 的末态 $|(N-2)(N-1)N\rangle$ .

仍采用演化算符方法, 可得自旋链初态在 $|123\rangle$ 经过时间 $t$ 后, 演化到态 $|(N-2)(N-1)N\rangle$ 的概率幅为

$$F(t) = \langle (N-2)(N-1)N | \exp\left(\frac{-i\lambda t}{\hbar} H\right) | 123 \rangle = \langle 0_{A_1}0_{A_2}0_{A_3}00 \cdots 01_{B_1}1_{B_2}1_{B_3} | \exp\left(\frac{-i\lambda t}{\hbar} H\right) | 1_{A_1}1_{A_2}1_{A_3}00 \cdots 00_{B_1}0_{B_2}0_{B_3} \rangle = \frac{(-i\lambda t/\hbar)^{N-3}}{(N-3)!} J^{N-3}. \quad (7)$$

依此类推多比特态信息传输. 由推导可知,  $m$ 比特态的信息传输的概率幅为

$$F(t) = \frac{(-i\lambda t/\hbar)^{N-m}}{(N-m)!} J^{N-m}. \quad (8)$$

#### 5 数值结果与讨论

由已知推导可知, 要想实现单比特态量子信息从

态 $|1_1 0_2 0_3 \cdots 0_{N-1} 0_N\rangle$ 传输到末端态,  $|0_1 0_2 0_3 \cdots 0_{N-1} 1_N\rangle$ 的保真度 $|F(t)| = 1$ . 在这里取 $J = 0.095$ 、 $N = 10$ . 一维量子点阵列中自旋链上的单比特信息传输的保真度随时间变化示意如图 2 所示.

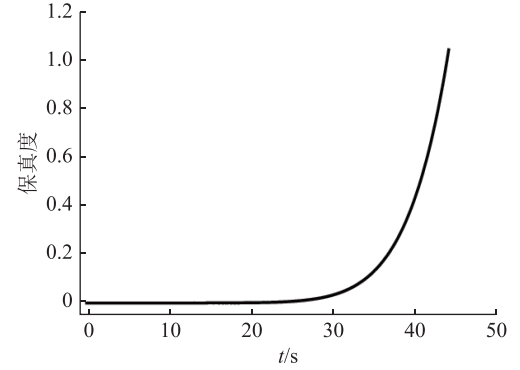


图 2  $J = 0.095$ 、 $N = 10$ 时单比特态信息传输保真度

要想实现双比特态信息从态 $|1_{A_1}1_{A_2}00 \cdots 00_{B_1}0_{B_2}\rangle$ 完美传输到末端态,  $|0_{A_1}0_{A_2}00 \cdots 01_{B_1}1_{B_2}\rangle$ 的保真度 $|F(t)| = 1$ . 这时取 $J = 0.095$ 、 $N = 10$ . 一维量子点阵列中自旋链上的双比特信息传输的保真度随时间变化示意如图 3 所示.

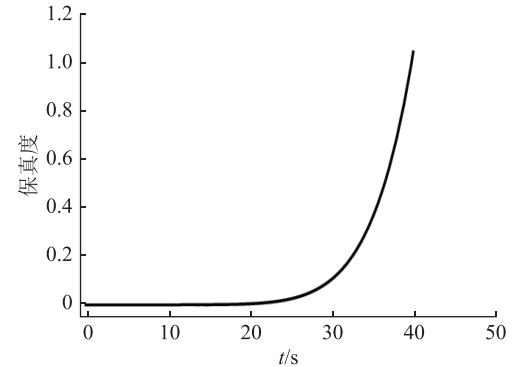


图 3  $J = 0.095$ 、 $N = 10$ 时双比特态信息传输保真度

要想实现 3 比特态信息从态

$$|1_{A_1}1_{A_2}1_{A_3}00 \cdots 00_{B_1}0_{B_2}0_{B_3}\rangle$$

完美传输到末端态,  $|0_{A_1}0_{A_2}0_{A_3}00 \cdots 01_{B_1}1_{B_2}1_{B_3}\rangle$ 的保真度为 $|F(t)| = 1$ . 这时取 $J = 0.095$ 、 $N = 10$ . 一维量子点阵列中自旋链上的 3 比特信息传输的保真度随时间变化示意如图 4 所示.

从图 2~4 可以看出, 在相邻量子点之间的交换相互作用和自旋链长度都相同时的保真度随时间的变化情况如下: 双比特态信息完美传输的时间比单比特态信息传输时间要短; 3 比特态信息的完美传输的时间比双比特态信息传输时间要更短; 依此类推多比特态信息完美传输总能传输到目标态, 但是传输的比特数越大, 传输时间越短.

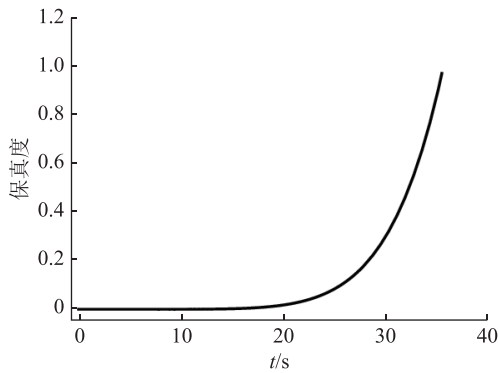


图 4  $J = 0.095$ 、 $N = 10$  时 3 比特态信息传输保真度

从图 5~6 可以看出,在相邻量子点之间的交换相互作用和自旋链长度都相同时的保真度随时间的变化情况下:8 比特态的信息完美传输时,比 5 比特态的信息完美传输时间要短,保真度都能达到 1,说明都能完美传输,而且传输的比特数越大,传输时间越短。

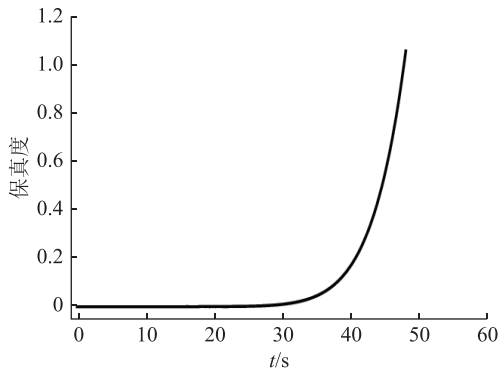


图 5  $J = 0.095$ 、 $N = 15$  时 5 比特态信息传输保真度

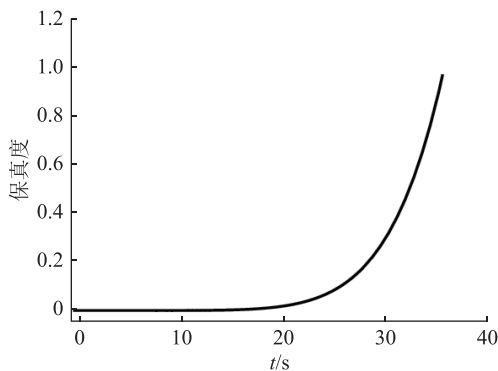


图 6  $J = 0.095$ 、 $N = 10$  时 8 比特态信息传输保真度

从图 5~6 与图 2~4 的对比中可以看出,自旋链的长度变长时,多比特态的信息传输时间相对会变长。这是因为随着量子点数的增大,多比特态的信息穿过量子点时间会变得较长,即量子点阵列的自旋链在信息传输时量子点具有单电子隧穿特性,会发生库仑阻塞,使信息传输变得不通畅,因此时间会变长。

## 6 结论

本研究利用演化算符作泰勒展开后,作用于初态的方法,使一维量子点阵列自旋链上多比特态的信息完美传输。通过计算初态演化到末态的概率幅,使保真度达到 1 时,实现信息完美传输。总之,多比特态的信息在一维量子点阵列的自旋链上实现完美传输时是完全可能的。希望利用该方法研究二维线性均匀有序的量子点阵列自旋链上的信息传输。

## 7 参考文献

- [1] CHRISTANDL M, VINET L, ZHEDANOV A. Analytic next-to-nearest-neighbor X X models with perfect state transfer and fractional revival[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(3): 032335-1
- [2] ZHANG C L, LIU W W. Generation of W state by combining adiabatic passage and quantum Zeno techniques[J]. *Indian Journal of Physics*, 2019, 93(1): 67
- [3] FANGLI L, REX L, PARAJ T, et al. Confined quasiparticle dynamics in long-range interacting quantum spin chains[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(15): 150601-1
- [4] BALAZS P. Algebraic construction of current operators in integrable spin chains[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(7): 070602-1
- [5] LAURENS V, MAARTEN V D, HANS P B, et al. Quasiparticles in quantum spin chains with long-range interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 121(9): 090603-1
- [6] GABRIEL F, FLAVIA B R, REINHOLD E, et al. Spin chain network construction of chiral spin liquids[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(13): 137202-1
- [7] CHRISTANDL M, DATTA N, EKERT A, et al. Perfect state transfer in quantum spin networks[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(18): 187902-1
- [8] BENJAMIN S C, BOSE S. Quantum computing with an always-on Heisenberg interaction[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(24): 247901-1
- [9] CHRISTANDL M, DATTA N, DORLAS T C, et al. Perfect transfer of arbitrary states in quantum spin networks[J]. *Physical Review A*, 2005, 71(3): 032312-1
- [10] CHEN J L, WANG Q L. Perfect transfer of entangled states on spin chain[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2007, 46(3): 614
- [11] AJAY A, CAPPELLARO P. Mixed-state quantum transport in correlated spin networks[J]. *Physical Review A*, 2012, 85(4): 042305-1
- [12] HUANG Y C, MOORE J E. Excited-state entanglement and thermal mutual information in random spin chains[J]. *Physical Review B*, 2014, 90(22): 220202-1
- [13] RONKE R, SPILLER T P, DAMID I. Effect of perturbations on information transfer in spin chains[J].

- Physical Review A, 2011, 83(1): 012325-1
- [14] LI X, MA Y, HAN J, et al. Perfect quantum state transfer in a superconducting qubit chain with parametrically tunable couplings[J]. Physical Review Applied, 2018, 10(5): 054009-1
- [15] KOUWENHOVEN L P, HEKKING F W J, VAN WEES B J, et al. Transport through a finite one-dimensional crystal[J]. Physical Review Letters, 1990, 65(3): 361
- [16] ORELLANA P A, DOMÍNGUEZ-ADAME F, GÓMEZ I, et al. Transport through a quantum wire with a side quantum-dot array[J]. Physical Review B, 2003, 67: 085321
- [17] CHU I H, TRINASTIC J, WANG L, et al. Using light-switching molecules to modulate charge mobility in a quantum dot array[J]. Physical Review B, 2014, 89: 115415
- [18] KULIK L V, NIKIFOROV A I, STEPINAET N P, et al. Spin relaxation in inhomogeneous quantum dot arrays studied by electron spin resonance[J]. Physical Review B, 2014, 89: 045305
- [19] STEPINA N P, KOPTEV E S, POGOSOV A G, et al. Universal behavior of magnetoresistance in quantum dot arrays with different degree of disorder[J]. Journal of Physics: Condensed Matter, 2013, 25(50): 505801
- [20] MANOUCHEHRI K, WANG J B. Quantum walks in an array of quantum dots[J]. Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 2008, 41(6): 065304
- [21] KUO D M T, CHANG Y C. Thermoelectric properties of a quantum dot array connected to metallic electrodes[J]. Nanotechnology, 2013, 24(17): 175403
- [22] CHRISTANDL M, DATTA N, EKERT A, et al. Perfect state transfer in quantum spin networks[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(18): 187902
- [23] CHRISTANDL M, DATTA N, DORLAS T C, et al. Perfect transfer of arbitrary states in quantum spin networks[J]. Physical Review A, 2005, 71(3): 032312
- [24] SOUGATO B. Quantum communication through an unmodulated spin chain[J]. Physical Review Letters, 2003, 91(20): 207901-1
- [25] NIKOLOPOULOSE G M, PETROSYAN D, LAMBROPOULOS P. Coherent electron wavepacket propagation and entanglement in array of coupled quantum dots[J]. Europhys Letter, 2004, 65(3): 297
- [26] PETROSYAN D, LAMBROPOULOS P. Coherent population transfer in a chain of tunnel coupled quantum dots[J]. Optics Communications, 2006, 264(2): 419
- [27] 罗国忠. 一维量子点阵列自旋链上的信息传输[J]. 量子电子学报, 2015, 32(5): 595

## Multi-bit state information transfer on the spin chain of one dimensional quantum dot array

LUO Guozhong<sup>†</sup>

( Department of Physics Xin Zhou Teachers University, 034000, Xinzhou, Shanxi, China )

**Abstract** The evolution operator is first used to act on the initial state after its Taylor expansion. The annihilation operator and production operator are then employed in acting on single bit state. The quantum information of the multi-bit state on the spin chain of one-dimensional quantum dot array can finally be transferred perfectly by using this method. By calculating the probability amplitude from the initial state to the final state, when the fidelity reaches 1, the perfect transfer of information is realized. It is found that when exchange interaction between adjacent quantum dots and spin chain length remain the same, larger of the number of bits in fidelity transfer, shorter the transfer time is.

**Keywords** quantum dot array; one dimensional linear spin chain; evolution operator; fidelity; multi-bit state; information transmission

【责任编辑: 陆有忠】