第 56 卷 第 4 期 2007 年 4 月
1000-3290/2007/56(04)/1875-06

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.56,No.4,April,2007
©2007 Chin.Phys.Soc.

量子隐形传送态的正交完备基展开与算符变换*

查新未

(西安邮电学院应用数学与应用物理系,西安 710061)

(2006 年 6 月 22 收到;2006 年 11 月 20 日收到修改稿)

由波函数的叠加原理与变换算符出发,以三对任意纠缠的粒子作为量子通道对一个任意的三粒子态实现隐形传送为例,将体系的总量子态按 Bell 基展开,理论上接受者只需直接对自己拥有的粒子进行相应的变换,可使这三粒子恢复原始量子态,从而实现任意量子态的隐形传送.给出了变换算符与实际操作算符的联系.进一步可得出变换算符可逆是成功实现量子隐形传送的必要条件.

关键词:Bell 基展开,隐形传送,变换算符
PACC:0365

1. 引 言

自从 Bennett 等[1] 在 1993 年提出未知单粒子量子态的隐形传送方案以来,对如何传送量子态人们已经进行了深入的理论和实验研究[2—8].文献[6]提出利用 3 个两粒子纠缠态作为量子信道,实现三粒子纠缠 W 态的隐形传态方案,在量子信道为非最大纠缠态时,通过引进一个辅助粒子并构造一个幺正变换矩阵,即可以一定的概率完成三粒子纠缠 W 态的隐形传态.与文献[6]相似,文献[7,8]提出了一个利用 3 对任意纠缠的粒子作为量子通道对一个任意的三粒子态实现隐形传送的方案,在此方案中接受者也引进一个辅助粒子对自己拥有的 3 个粒子进行相应的联合幺正变换,可重建原始的未知量子态.而文献[9]给出了利用 3 个两粒子一般纠缠态作为量子信道来隐形传送三粒子纠缠的一般 WGHZ (Greenberger-Horne-Zeilinger)态的方案,并且通过构造一个 5×5 对角投影变换矩阵,解决了不再引入辅助态并使用一般纠缠信道的一般 WGHZ 态的概率隐形传态的问题.

本文由量子力学波函数的叠加特性及算符变换出发[10,11],讨论了量子隐形传态体系的总量子态可表示为 Bell 基与变换算符的叠加展开.理论上给出变换算符对未知量子态的作用与文献[6—9]塌陷态之间的本质联系,给出变换算符与联合幺正变换及与对角投影变换矩阵的关系.如果变换算符可逆,则任意态的量子隐形传送能成功实现,即变换算符可逆为成功实现量子隐形传送的必要条件.

2. 三粒子量子态的隐形传送

假设粒子 1、粒子 2、粒子 3 处于未知的量子态 $|\chi\rangle_{123}$[11] 上,

$$\begin{aligned}|\chi\rangle_{123} = (&x_0|000\rangle + x_1|001\rangle + x_2|010\rangle \\ &+ x_3|011\rangle + x_4|100\rangle + x_5|101\rangle \\ &+ x_6|110\rangle + x_7|111\rangle)_{123},\end{aligned} \tag{1}$$

并假设 波函数满足归一化条件 $\sum_{r=0}^{7}|x_r|^2 = 1$,发送者 Alice 想把这个量子态传送给遥远的接受者 Bob.为将未知的量子态 $|\chi\rangle_{123}$ 传送给遥远的接受者 Bob,发送者 Alice 和接受者 Bob 之间建立一个非局域的 3 个两粒子纠缠对(4,5),(6,7) 和(8,9) 作为量子 通道[7,8],

$$\begin{aligned}|\psi\rangle_{45} &= a|00\rangle_{45} + b|11\rangle_{45}, \\ |\psi\rangle_{67} &= c|00\rangle_{67} + d|11\rangle_{67}, \\ |\psi\rangle_{89} &= e|00\rangle_{89} + f|11\rangle_{89}.\end{aligned} \tag{2}$$

假设(2)式中各系数满足归一化条件.粒子 4、粒子

* 陕西省自然科学基金(批准号:2004A15)和陕西省教育厅专项科研基金(批准号:05JK288)资助的课题.

6、粒子 8 属于发送者 Alice，粒子 5、粒子 7、粒子 9 属于接受者 Bob. 这时体系的总量子态为可表示为

$$|\psi\rangle_{123456789} = |\chi\rangle_{123} \otimes |\psi\rangle_{45} \otimes |\psi\rangle_{67} \otimes |\psi\rangle_{89}. \tag{3}$$

由波函数的叠加原理和变换算符，体系的总量子态按 Bell 基展开可表示为

$$|\psi\rangle_{123456789} = |\chi\rangle_{123} \otimes |\psi\rangle_{45} \otimes |\psi\rangle_{67} \otimes |\psi\rangle_{89} = \frac{1}{8}\sum_{i=1}^{4}\sum_{j=1}^{4}\sum_{k=1}^{4}\varphi_{14}^{i}\varphi_{26}^{j}\varphi_{38}^{k}\hat{\sigma}_{579}^{ijk}|\chi\rangle_{579}, \tag{4}$$

式中

$$|\chi\rangle_{579} = (x_0|000\rangle + x_1|001\rangle + x_2|010\rangle + x_3|011\rangle + x_4|100\rangle + x_5|101\rangle + x_6|110\rangle + x_7|111\rangle)_{579}, \tag{5}$$

φ_{14}^{i} 对应粒子 1 和粒子 4 的 4 个 Bell 态，φ_{26}^{j} 对应粒子 2 和粒子 6 的 4 个 Bell 态，φ_{38}^{k} 对应粒子 3 和粒子 8 的 4 个 Bell 态，例如

$$\begin{aligned}\varphi_{14}^{1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)_{14},\\ \varphi_{14}^{2} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle - |11\rangle)_{14},\\ \varphi_{14}^{3} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle + |10\rangle)_{14},\\ \varphi_{14}^{4} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle + |10\rangle)_{14}.\end{aligned} \tag{6}$$

显然，若 Alice 的 3 次 Bell 基测量为 φ_{14}^{i}，φ_{26}^{j}，φ_{38}^{k}，粒子 5、粒子 7、粒子 9 对应的塌陷态为 $\hat{\sigma}_{579}^{ijk}|\chi\rangle_{579}$，我们把 $\hat{\sigma}_{579}^{ijk}$ 称为变换算符. 在理论上，若变换算符 $\hat{\sigma}_{579}^{ijk}$ 可逆，则 Bob 对粒子 5、粒子 7、粒子 9 进行相应的变换操作 $(\hat{\sigma}_{579}^{ijk})^{-1}$ 即可获得粒子 1、粒子 2、粒子 3 的信息. 即变换算符 $\hat{\sigma}_{579}^{ijk}$ 可逆为成功实现量子隐形传送的必要条件.

如果 Alice 的 3 次 Bell 基测量为 φ_{14}^{1}，φ_{26}^{1}，φ_{38}^{1}，则属于接受者 Bob 的粒子 5、粒子 7、粒子 9 将塌陷到态 $|\psi\rangle_{579}^{111}$. 且

$$|\psi\rangle_{579}^{111} = {}_{14}\langle\varphi^{1}|_{26}\langle\varphi^{1}|_{38}\langle\varphi^{1}|\psi\rangle_{123456789} = \frac{1}{8}\hat{\sigma}_{579}^{111}|\chi\rangle_{579}. \tag{7}$$

由算符运算[10,11]可以得出

$$\hat{\sigma}_{579}^{ijk} = \hat{\sigma}_{5}^{i} \otimes \hat{\sigma}_{7}^{j} \otimes \hat{\sigma}_{9}^{k} \quad (i,j,k = 1,2,3,4). \tag{8}$$

为了方便，不妨设

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}_5^1 &= \hat{A}_5 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} a & 0\\ 0 & b\end{pmatrix},\\
\hat{\sigma}_5^2 &= \hat{B}_5 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} a & 0\\ 0 & -b\end{pmatrix},\\
\hat{\sigma}_5^3 &= \hat{C}_5 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & a\\ b & 0\end{pmatrix},\\
\hat{\sigma}_5^4 &= \hat{D}_5 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & a\\ -b & 0\end{pmatrix};\\
\hat{\sigma}_7^1 &= \hat{A}_7 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} c & 0\\ 0 & d\end{pmatrix},\\
\hat{\sigma}_7^2 &= \hat{B}_7 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} c & 0\\ 0 & -d\end{pmatrix},\\
\hat{\sigma}_7^3 &= \hat{C}_7 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & c\\ d & 0\end{pmatrix},\\
\hat{\sigma}_7^4 &= \hat{D}_7 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & c\\ -d & 0\end{pmatrix};\\
\hat{\sigma}_9^1 &= \hat{A}_9 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} e & 0\\ 0 & f\end{pmatrix},\\
\hat{\sigma}_9^2 &= \hat{B}_9 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} e & 0\\ 0 & -f\end{pmatrix},\\
\hat{\sigma}_9^3 &= \hat{C}_9 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & e\\ f & 0\end{pmatrix},\\
\hat{\sigma}_9^4 &= \hat{D}_9 = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & e\\ -f & 0\end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{9}$$

例如

$$\hat{\sigma}_{579}^{111} = \hat{A}_5\hat{A}_7\hat{A}_9 = (\sqrt{2})^3 \times \begin{pmatrix} a & 0\\ 0 & b\end{pmatrix}_5 \otimes \begin{pmatrix} c & 0\\ 0 & d\end{pmatrix}_7 \otimes \begin{pmatrix} e & 0\\ 0 & f\end{pmatrix}_9,$$

$$\hat{\sigma}_{579}^{222} = \hat{B}_5\hat{B}_7\hat{B}_9 = (\sqrt{2})^3 \times \begin{pmatrix} a & 0\\ 0 & -b\end{pmatrix}_5 \otimes \begin{pmatrix} c & 0\\ 0 & -d\end{pmatrix}_7 \otimes \begin{pmatrix} e & 0\\ 0 & -f\end{pmatrix}_9,$$

$$\hat{\sigma}_{579}^{333} = \hat{C}_5\hat{C}_7\hat{C}_9 = (\sqrt{2})^3 \times \begin{pmatrix} 0 & a\\ b & 0\end{pmatrix}_5 \otimes \begin{pmatrix} 0 & c\\ d & 0\end{pmatrix}_7 \otimes \begin{pmatrix} 0 & e\\ f & 0\end{pmatrix}_9,$$

$$\hat{\sigma}_{579}^{444} = \hat{D}_5\hat{D}_7\hat{D}_9 = (\sqrt{2})^3 \times \begin{pmatrix} 0 & a\\ -b & 0\end{pmatrix}_5 \otimes \begin{pmatrix} 0 & c\\ -d & 0\end{pmatrix}_7 \otimes \begin{pmatrix} 0 & e\\ -f & 0\end{pmatrix}_9.$$

同样可写出其他变换算符.

将(5)，(8)式代入(7)式得

$$|\psi\rangle_{579}^{111} = {}_{14}\langle\varphi^{1}|_{26}\langle\varphi^{1}|_{38}\langle\varphi^{1}|\psi\rangle_{123456789} = \frac{1}{8}(\sqrt{2})^3(acex_0|000\rangle + acfx_1|001\rangle + adex_2|010\rangle + adfx_3|011\rangle$$

$$+ bcex_4|100\rangle + bcfx_5|101\rangle + bdex_6|110\rangle + bdfx_7|111\rangle). \tag{10}$$

同理可得，

$$|\psi\rangle_{579}^{222} = {}_{14}\langle\varphi^2|_{26}\langle\varphi^2|_{38}\langle\varphi^2|\psi\rangle_{123456789} = \frac{1}{8}(\sqrt{2})^3(acex_0|000\rangle - acfx_1|001\rangle - adex_2|010\rangle + adfx_3|011\rangle$$
$$- bcex_4|100\rangle + bcfx_5|101\rangle + bdex_6|110\rangle - bdfx_7|111\rangle), \tag{11}$$

$$|\psi\rangle_{579}^{333} = {}_{14}\langle\varphi^3|_{26}\langle\varphi^3|_{38}\langle\varphi^3|\psi\rangle_{123456789} = \frac{1}{8}(\sqrt{2})^3(bdfx_0|111\rangle + bdex_1|110\rangle + bcfx_2|101\rangle + bcex_3|100\rangle$$
$$+ adfx_4|011\rangle + adex_5|010\rangle + acfx_6|001\rangle + acex_7|000\rangle), \tag{12}$$

$$|\psi\rangle_{579}^{444} = {}_{14}\langle\varphi^4|_{26}\langle\varphi^4|_{38}\langle\varphi^4|\psi\rangle_{123456789} = \frac{1}{8}(\sqrt{2})^3(- bdfx_0|111\rangle + bdex_1|110\rangle + bcfx_2|101\rangle - bcex_3|100\rangle$$
$$+ adfx_4|011\rangle - adex_5|010\rangle - acfx_6|001\rangle + acex_7|000\rangle). \tag{13}$$

由(10)—(13)式可以看出，其塌陷态与文献[7,8]的结果完全相同.

如果传送给接受者 Bob 的量子态为一般 WGHZ 态[9]，即

$$|\chi_{\mathrm{WGHZ}}\rangle_{123} = a_0|000\rangle + a_1|001\rangle + a_2|010\rangle + a_4|100\rangle + a_7|111\rangle, \tag{14}$$

由(10)式可以得到

$$|\psi\rangle_{579}^{111} = {}_{14}\langle\varphi^1|_{26}\langle\varphi^1|_{38}\langle\varphi^1|\psi\rangle_{123456789}$$
$$= \frac{1}{8}(\sqrt{2})^3(acea_0|000\rangle + acfa_1|001\rangle + adea_2|010\rangle + bcea_4|100\rangle + bdfa_7|111\rangle). \tag{15}$$

(15)式的塌陷态与文献[9]的结果一致.

同理，假设传送给接受者 Bob 的量子态为[6]

$$|\chi\rangle_{123} = \alpha|001\rangle_{123} + \beta|010\rangle_{123} + \gamma|100\rangle_{123} + \chi|000\rangle_{123}, \tag{16}$$

则

$$|\psi\rangle_{579}^{111} = {}_{14}\langle\varphi^1|_{26}\langle\varphi^1|_{38}\langle\varphi^1|\psi\rangle_{123456789}$$
$$= \frac{1}{8}(\sqrt{2})^3(ace\chi|000\rangle + acf\alpha|001\rangle + ade\beta|010\rangle + bce\gamma|100\rangle). \tag{17}$$

(17)式的塌陷态与文献[6]的结果完全一致.

3. 讨　论

由以上结果可知，若算符 $\hat{\sigma}_{579}^{ijki}$ 的行列式不为零，则算符 $\hat{\sigma}_{579}^{ijk}$ 可逆，那么 Bob 对粒子 5、粒子 7、粒子 9 进行相应的变换操作$(\hat{\sigma}_{579}^{ijk})^{-1}$即可获得粒子 1、粒子 2、粒子 3 的信息. 在物理上，由于算符 $\hat{\sigma}_{579}^{ijk}$ 不一定是幺正算符，因而$(\hat{\sigma}_{579}^{ijk})^{-1}$也不是幺正算符. 但是，由

$$\hat{\sigma}_{579}^{111} = \hat{A}_5\hat{A}_7\hat{A}_9 = (\sqrt{2})^3\begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & b\end{pmatrix}_5 \otimes \begin{pmatrix} c & 0 \\ 0 & d\end{pmatrix}_7 \otimes \begin{pmatrix} e & 0 \\ 0 & f\end{pmatrix}_9,$$

可得

$$(\hat{\sigma}_{579}^{111})^{-1} = \frac{1}{2\sqrt{2}\,abcdef}\begin{pmatrix} b & 0 \\ 0 & a\end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} d & 0 \\ 0 & c\end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} f & 0 \\ 0 & e\end{pmatrix}$$
$$= \frac{1}{2\sqrt{2}\,abcdef}\begin{pmatrix} bdf & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & bde & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & bcf & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & bce & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & adf & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ade & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & acf & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & ace \end{pmatrix}. \tag{18}$$

若令

$$(\hat{\sigma}_{579}^{111})^{-1} = \frac{1}{2\sqrt{2}\,ace}\hat{A}_1,$$

则

$$\hat{A}_1=\begin{pmatrix}1&0&0&0&0&0&0&0\\0&\frac{e}{f}&0&0&0&0&0&0\\0&0&\frac{c}{d}&0&0&0&0&0\\0&0&0&\frac{ce}{df}&0&0&0&0\\0&0&0&0&\frac{a}{b}&0&0&0\\0&0&0&0&0&\frac{ae}{bf}&0&0\\0&0&0&0&0&0&\frac{ac}{bd}&0\\0&0&0&0&0&0&0&\frac{ace}{bdf}\end{pmatrix}. \tag{19}$$

(19)式的 $\hat{A}_1$ 与文献[8]中的 $\hat{A}_1$ 完全相同.实际上,在文献[4]中接受者 Bob 引进一个辅助两态粒子 a 并使其初态为 $|0\rangle_a$,对粒子 5、粒子 7、粒子 9 和辅助粒子 a 的系统进行幺正变换,且幺正变换为 16×16 的矩阵,

$$U_1=\begin{pmatrix}A_1&A_2\\A_2&-A_1\end{pmatrix},$$

则有

$$U_1|\psi\rangle_{579}|0\rangle_a=A_1|\psi\rangle_{579}|0\rangle_a+A_2|\psi\rangle_{579}|1\rangle_a. \tag{20}$$

显然,Bob 测量辅助粒子 a 的量子态,如果测量结果是 $|0\rangle_a$,则隐形传送成功.这是由于

$$(\hat{\sigma}_{579}^{111})^{-1}=\frac{1}{2\sqrt{2}ace}\hat{A}_1,$$

所以传送成功.如果测量结果是 $|1\rangle_a$,则隐形传送失败.这是因为 $\hat{A}_2$ 与 $(\hat{\sigma}_{579}^{111})^{-1}$ 不是相差一个常数.

若只考虑对态矢 $|001\rangle$,$|010\rangle$,$|100\rangle$,$|000\rangle$,$|111\rangle$ 的作用,则(18)式矩阵可表示为

$$U_{111}=\frac{1}{2\sqrt{2}bdf}\begin{pmatrix}\frac{bd}{ac}&0&0&0&0\\0&\frac{bf}{ae}&0&0&0\\0&0&\frac{df}{ce}&0&0\\0&0&0&\frac{bdf}{ace}&0\\0&0&0&0&1\end{pmatrix}. \tag{21}$$

显然,这一结果与文献[9]的完全相同.

同样,由于文献[6]传送给接受者 Bob 的量子态的基矢只有 $|001\rangle$,$|010\rangle$,$|100\rangle$,$|000\rangle$,因此,$\hat{A}_1$ 可取为 4×4,且为

$$\hat{A}_1=\frac{1}{2\sqrt{2}bdf}\begin{pmatrix}\frac{bd}{ac}&0&0&0\\0&\frac{bf}{ae}&0&0\\0&0&\frac{df}{ce}&0\\0&0&0&\frac{bdf}{ace}\end{pmatrix}. \tag{22}$$

显然,(22)式与文献[6]中只相差一个常数.

由(9)式知,

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_5^2&=\hat{B}_5\\&=\sqrt{2}\begin{pmatrix}a&0\\0&-b\end{pmatrix}\\&=\sqrt{2}\begin{pmatrix}a&0\\0&b\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}\\&=\hat{A}_5\hat{\sigma}_{5z},\end{aligned}$$

即

$$\hat{B}_5=\hat{A}_5\hat{\sigma}_{5z}.$$

同理,

$$\hat{C}_5=\hat{A}_5\hat{\sigma}_{5x},$$

$$\hat{D}_5=-\mathrm{i}\hat{A}_5\hat{\sigma}_{5y},$$

$$\hat{B}_7=\hat{A}_7\hat{\sigma}_{7z},$$

$$\hat{B}_9 = \hat{A}_9 \hat{\sigma}_{9z},$$

$$\hat{C}_7 = \hat{A}_7 \hat{\sigma}_{7x},$$

$$\hat{C}_9 = \hat{A}_9 \hat{\sigma}_{9x},$$

$$\hat{D}_7 = -\mathrm{i}\hat{A}_7 \hat{\sigma}_{7y},$$

$$\hat{D}_9 = -\mathrm{i}\hat{A}_9 \hat{\sigma}_{9y}.$$

因此，文献[9]中先对粒子 5、粒子 7、粒子 9 作幺正变换 $U_{zx} = U(\sigma_z)U(\sigma_x)$，再作投影变换矩阵 U_m，这与直接变换操作$(\hat{\sigma}_{579}^{ijk})^{-1}$是等价的.

4. 结　论

由以上分析可以看出，如果 $\hat{\sigma}_{579}^{ijki}$ 的行列式为零，即 $abcdef = 0$，则不能对粒子 5、粒子 7、粒子 9 进行操作变换. 显而易见，如果 $abcdef = 0$，说明 3 对粒子量子通道(4，5)，(6，7)和(8，9)中至少有一对不是纠缠的. 如果发送者 Alice 和接受者 Bob 之间建立了 3 对纠缠的粒子对作为量子通道，则 Bob 对粒子 5、粒子 7、粒子 9 进行相应的变换操作就可获得粒子 1、粒子 2、粒子 3 的信息. 而且当 $a = b = \frac{1}{\sqrt{2}}$，$c = d = \frac{1}{\sqrt{2}}$，$e = f = \frac{1}{\sqrt{2}}$时，则变换算符 $\hat{\sigma}_{579}^{111} = A_5 A_7 A_9 = \hat{I}_5 \otimes \hat{I}_7 \otimes \hat{I}_9$，其中 $\hat{I}$为单位算符. 此正是 EPR(Einstein-Podolsy-Rosen)对量子通道的情形. 由此可以看出，变换算符与量子通道的纠缠特性有直接的关系.

[1] Bennett C H，Brassard G，Crepeau C *et al* 1993 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **70** 1895

[2] Zhou J D，Hou G，Zhang Y D 2001 *Phys*. *Rev*. A **64** 012301

[3] Sun L L，Fan Q B，Zhang S 2005 *Chin*. *Phys*. **14** 1313

[4] Lin X，Li H C 2005 *Chin*. *Phys*. **14** 1724

[5] Can H J，Guo Y Q，Soug H S 2006 *Chin*. *Phys*. **15** 915

[6] Zheng Y Z，Dai L Y，Guo G C 2003 *Acta Phys*. *Sin*. **52** 2678 (in Chinese)［郑亦庄、戴玲玉、郭光灿 2003 物理学报 **52** 2678］

[7] Fang J X，Lin Y S，Zhu S Q *et al* 2003 *Phys*. *Rev*. A **67** 014305

[8] Xi Y J，Fang J X，Zhu S Q *et al* 2006 *Chin*. *J*. *Quantum Electron*. **23** 61 (in Chinese)［席拥军、方建兴、朱士群等 2006 量子电子学报 **23** 61］

[9] Huang Y C，Liu M 2005 *Acta Phys*. *Sin*. **54** 4517 (in Chinese)［黄永畅、刘　敏 2005 物理学报 **54** 4517］

[10] Zha X W 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 723 (in Chinese)［查新未 2002 物理学报 **51** 723］

[11] Zha X W，Zhang C M 2006 *J*. *Xi' an Jiaotong Univ*. **40** 243 (in Chinese)［查新未、张淳民 2006 西安交通大学学报 **40** 243］

The expansion of orthogonal complete set and transformation operator in teleportation*

Zha Xin-Wei

(*Department of Applied Mathematics and Applied Physics*, *Xi'an Institute of Posts and Telecommunications*, *Xi'an* 710061, *China*)

(Received 22 June 2006; revised manuscript received 20 November 2006)

Abstract

In accordance with the principle of superposition, for the teleportation of an arbitrary three-particle state via three pair nonmaximally entangled particles, the system state of particles can be expanded by Bell bases and transformation operator, and the teleportation can be realized only by performing a inverse transformation. The relation of transformation operators with unitary operation is discussed. The necessary condition to realize the teleportation is that the transformation operators have inverse operators.

Keywords: Bell bases expansion, teleportation, transformations operator

PACC: 0365

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2004A15) and the Special Science Foundation of Education Bureau of Shaanxi Province, China (Grant No. 05JK288).