光量子もつれクラスター状態を用いた量子演算の実装実験

徳 永 裕 己

Quantum Computing Experiment Using Optical Entangled Cluster State

Yuuki TOKUNAGA

Universal quantum computation can be performed by one-qubit measurments and classical feedforward after preparing a special quantum entangled state, "cluster state". We experimentally demonstrate a simple scheme for generating a four-photon entangled cluster state with fidelity over 0.860±0.015. We show that the fidelity is high enough to guarantee that the produced state is distinguished from GHZ, W, and Dicke types of genuine four-qubit entanglement. We also demonstrate basic operations of cluster-state quantum computing using the produced state and show that the output state fidelities surpass classical bounds, which indicates that the entanglement in the produced state essentially contributes to the quantum operation.

Key words: quantum computing, entanglement, cluster state

クラスター状態とよばれる特殊な多粒子エンタングル状態が近年注目されている．なぜなら，この状態をリソースとして用いると，あとは 1 量子ビット測定と古典情報のフィードフォワードという比較的容易な処理のみで任意の量子計算が行えるからである[1]．

本稿では，4 光子クラスター状態

$$|C_4\rangle=\frac{1}{2}(|H\rangle_1|H\rangle_2|H\rangle_3|H\rangle_4+|H\rangle_1|H\rangle_2|V\rangle_3|V\rangle_4 +|V\rangle_1|V\rangle_2|H\rangle_3|H\rangle_4-|V\rangle_1|V\rangle_2|V\rangle_3|V\rangle_4) \quad (1)$$

の生成実験および，それを用いた量子計算の実験[2]を紹介する．ここで，$|H\rangle$ ($|V\rangle$) は光子の水平偏光（垂直偏光）状態を表す．今回の $|C_4\rangle$ の生成方式（図 1）は，量子テレポーテーションを利用した制御 NOT ゲート[3]のためのリソース $|\chi\rangle=\frac{1}{2}[(|HH\rangle+|VV\rangle)|HH\rangle+(|HV\rangle+|VH\rangle)|VV\rangle]$ の生成方式[4]の変更版である．この方式は，既存の 4 光子の実験方式[5-7]に比べ，実験の要求条件や成功確率の点で優れている．今回の方式は，パラメトリック下方変換（PDC）を用い生成された 4 光子と，偏光ビームスプリッター（PBS），半波長板（HWP），既存の光子検出器を用いている．特殊な割合で偏光依存するビームスプリッター[6]や波長オーダーでの光路長の安定化[5,7]は必要としない．実験で得られた状態のクラスター状態への忠実度は 0.860±0.015 を超えていた．これは，得られた状態が真の 4 量子ビットエンタングルメントをもつというだけでなく，状態が他種の 4 量子ビットエンタングル状態，例えば，GHZ 状態，W 状態，Dicke 状態などと区別できることを保証する．4 量子ビットの Dicke 状態と区別するためには，0.75 以上の忠実度が必要であるが[8]，これは既存の 4 光子の実験では達成されていなかった[5-7]．この高忠実度のクラスター状態を用いて，量子計算の基本演算の実装実験を行った．同様の既存実験[5-7]の結果では，演算の出力状態の忠実度を数値として記載するのみであった．今回，われわれは得られた出力状態の忠実度が，真にクラスター状態のエンタングルメントの効果によるものといえるのかをさらに評価した．このために，われわれは，エンタングルメントを用いた量子情報処理のためのベンチマークとして出力状態の忠実度の古典限界の評価法を提案した．

NTT 情報流通プラットフォーム研究所（〒180-8585 東京都武蔵野市緑町 3-9-11） E-mail: tokunaga.yuuki@lab.ntt.co.jp

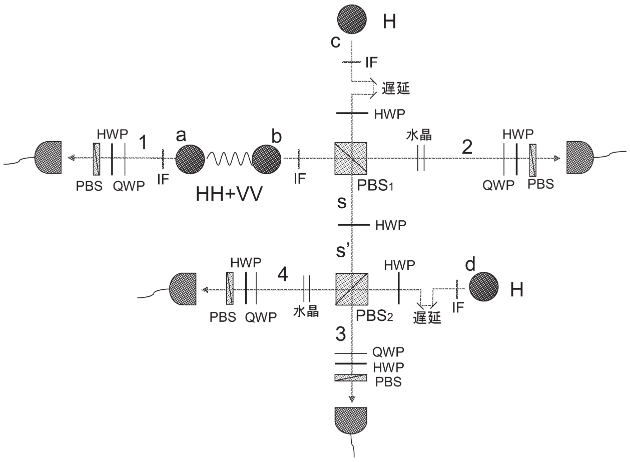

図1　$|C_4\rangle$ 生成の実装方式．

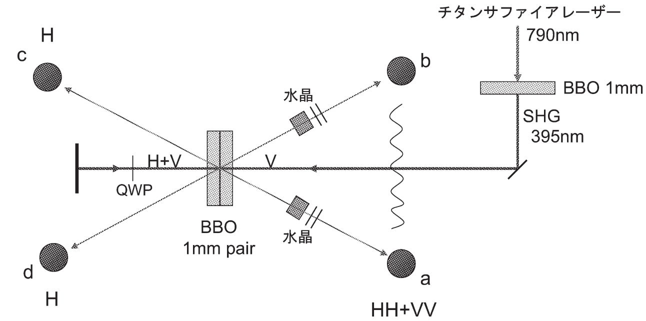

図2　2つの単一光子と1つのエンタングル光子対を準備する実装方式．

そして，実験結果がこの古典限界を超えていることを示した．すなわち，このことはクラスター状態のもつエンタングルメントが真に量子計算に貢献していることを示している．このベンチマークは，クラスター状態を用いた量子計算のみならずその他のエンタングルメントを用いた量子情報処理にも一般的に用いることができる．

1. 実 験 の 構 成

今回の実験においては，パラメトリック下方変換をエンタングル光子対[9] と2つの単一光子の生成に用いた（図2）．周波数2倍化モードロックチタンサファイアレーザー（波長 790 nm，パルス幅 140 fs，繰り返し回数 76 MHz）の第二次高調波から得られた紫外線領域のパルス光（中心波長 395 nm，平均出力 220 mW）が光学軸を直交させ貼り合せた1 mm 幅の BBO 結晶（β-Barium Borate，type-I）のペアに入射され，パラメトリック下方変換による光子対が発生する．群遅延は水晶（厚さ 12.8 mm）により補正され，光子対の発生元の情報（1枚目か2枚目の BBO）が消去されエンタングル光子対となる．水平偏光と垂直偏光の間の相対位相は水晶（厚さ 0.6 mm）の対によって調整される．2光子同時検出数はおよそ 2500/s であり，このエンタングル光子対の量子相関の明瞭度は 97% 程度である．時間モードの合わせは電動ステージ上のミラーを動かすことにより調整される（図1上の遅延）．経路2と4の水晶の対は付加的な位相のずれを補正するためにおかれている．帯域フィルタリングは半値幅（FWHM）2.7 nm の狭帯域幅干渉フィルターによって行っている．光子検出器（シリコンアバランシフォトダイオード）は高明瞭度を得るために単一モード光ファイバーのあとにおかれている．偏光の相関は，4つの光子検出器が同時に検出をしたときに記録される．PBS の手前の半波長板と 1/4 波長板の角度の設定が測定の基底を選ぶことに相当し，適切な評価のためにさまざまな角度を用いて測定される．4光子同時検出の頻度はおよそ 100/h である．

以下に，$|C_4\rangle$ の生成スキーム（図1）を簡単に説明する．エンタングル光子対が空間モード a，b に，また2つの単一光子が空間モード c，d に発生したとする．c，d の単一光子は半波長板により偏光が回転し，

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_a|H\rangle_b+|V\rangle_a|V\rangle_b)$$
$$\otimes\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_c+|V\rangle_c)\otimes\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_d+|V\rangle_d) \qquad (2)$$

となる．モード a(=1)，b，c の光子は PBS_1 を経由し，モード 1，2，s に光子が1つずつある場合の項を残すと，

$$\frac{1}{2}(|H\rangle_1|H\rangle_2|H\rangle_s+|V\rangle_1|V\rangle_2|V\rangle_s) \qquad (3)$$

となる．半波長板により，モード s の光子の偏光が 45° 回転され

$$\frac{1}{2\sqrt{2}}(|H\rangle_1|H\rangle_2|H\rangle_{s'}+|H\rangle_1|H\rangle_2|V\rangle_{s'}$$
$$+|V\rangle_1|V\rangle_2|H\rangle_{s'}-|V\rangle_1|V\rangle_2|V\rangle_{s'}) \qquad (4)$$

となる．モード s′ と d の光子が PBS_2 を経由し，モード 1，2，3，4 にそれぞれ1個ずつの光子がある項を残すと4光子クラスター状態

$$\frac{1}{4}[|H\rangle_5|H\rangle_6|H\rangle_7|H\rangle_8+|H\rangle_5|H\rangle_6|V\rangle_7|V\rangle_8$$
$$+|V\rangle_5|V\rangle_6|H\rangle_7|H\rangle_8-|V\rangle_5|V\rangle_6|V\rangle_7|V\rangle_8] \qquad (5)$$

を得る．4光子同時計数をとることにより，$|C_4\rangle$ を得る成功のイベントは事後選択でき，その成功確率は4分の1である．

2. 生成状態の忠実度評価

生成した状態の忠実度 F の下限を，文献 8，10）の方法

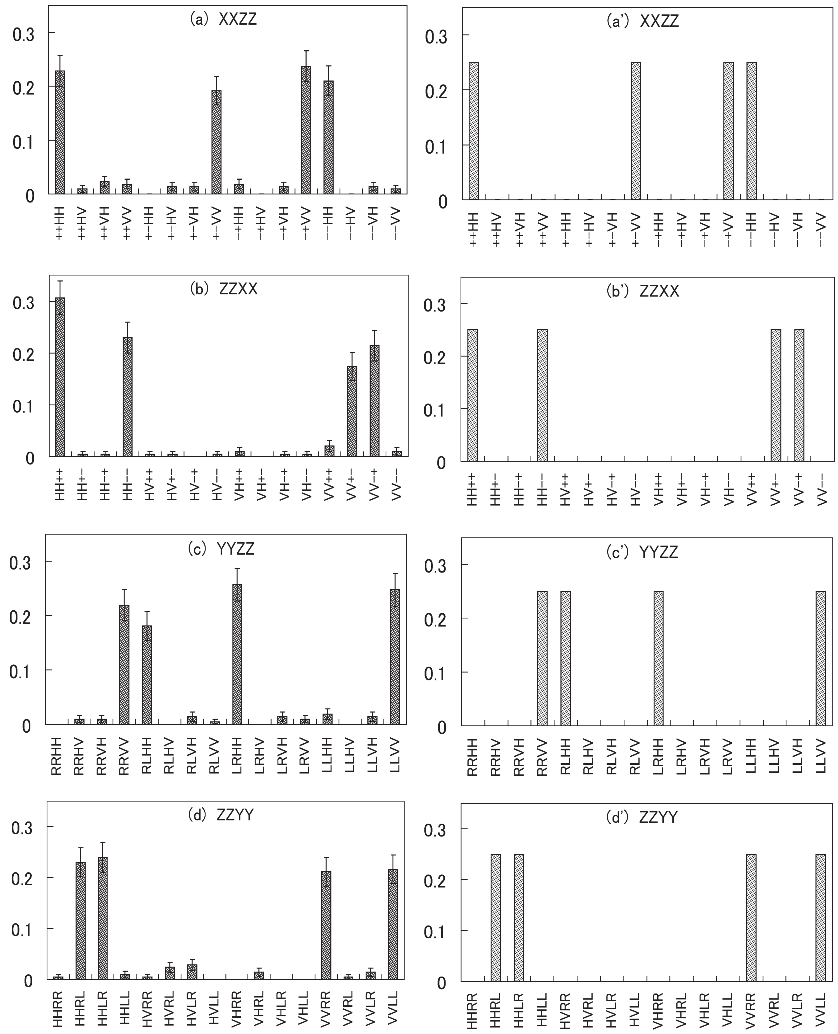

図3　測定の設定．(a) $XXZZ$，(b) $ZZXX$，(c) $YYZZ$，(d) $ZZYY$ に対する4光子同時検出確率．(a′)～(d′) は理想的な場合．

により評価した．この方法では正確な忠実度を求める場合に比べて少ない測定数で忠実度の下限を得ることができる．本稿では，$\{|0\rangle \equiv |H\rangle, |1\rangle \equiv |V\rangle\}$ を標準基底として用い，X，Y，Z はそれぞれパウリ行列 σ_x，σ_y，σ_z を示す．すなわち，以下で X，Y，Z を測定の設定として用いるときは，X，Y，Z はそれぞれ $\{|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle), |-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle - |V\rangle)\}$，$\{|R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + \mathrm{i}|V\rangle), |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle - \mathrm{i}|V\rangle)\}$，$\{|H\rangle, |V\rangle\}$ への射影測定を表している．自己共役演算子 B が

$$|C_4\rangle\langle C_4| \geq B \qquad (6)$$

を満たすとき，忠実度の下限を $F \equiv \mathrm{Tr}[|C_4\rangle\langle C_4|\rho] \geq \langle B\rangle \equiv \mathrm{Tr}[B\rho]$ によって得ることができる[8]．演算子

$$B_2 := \frac{1}{4}(ZZII + IZXX + ZIXX + XXZI + IIZZ + XXIZ) - \frac{1}{2}\mathbf{1} \qquad (7)$$

と

$$B_4 := \frac{1}{8}(XXZI + IZXX + ZIXX + XXIZ - YYZI - IZYY - ZIYY - YYIZ) \qquad (8)$$

は式（6）を満たす．よって，期待値 $\langle B_2\rangle$ や $\langle B_4\rangle$ を求めることにより忠実度の下限を求めることができる．B_2 の測定には2つの設定 $XXZZ$，$ZZXX$ が必要であり[10]，B_4 の測定には $XXZZ$，$ZZXX$，$YYZZ$，$ZZYY$ の4つの設定が必要である[8]．B_4 を用いるとより高い忠実度の下限が求められる．

図3 (a)～(d) は測定の設定 $XXZZ$，$ZZXX$，$YYZZ$，$ZZYY$ に対してそれぞれ16種の取りうる4光子同時検出の確率を示している．図3 (a′)～(d′) は理想的なクラスター状態 $|C_4\rangle$ に対して対応する同時検出確率を示している．

誤差範囲は検出数のポアソン分布を仮定して定められている．理想的な場合との差は，おもに光子の区別不可能性

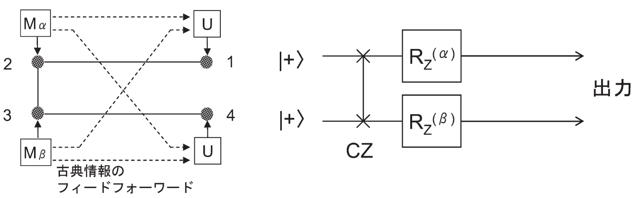

図4　2量子ビットゲートの実装図とその量子回路．

表1　2量子ビットゲートの出力状態の忠実度．

α	β	出力状態	忠実度
0	0	$\|\psi_1\rangle=\|H\rangle\|+\rangle+\|V\rangle\|-\rangle$	0.831 ± 0.033
0	$\pi/2$	$\|\psi_2\rangle=\|H\rangle\|R\rangle+\|V\rangle\|L\rangle$	0.847 ± 0.036
0	π	$\|\psi_3\rangle=\|H\rangle\|-\rangle+\|V\rangle\|+\rangle$	0.924 ± 0.025
0	$-\pi/2$	$\|\psi_4\rangle=\|H\rangle\|L\rangle+\|V\rangle\|R\rangle$	0.899 ± 0.028
π	0	$\|\psi_5\rangle=\|H\rangle\|+\rangle-\|V\rangle\|-\rangle$	0.912 ± 0.028
π	$\pi/2$	$\|\psi_6\rangle=\|H\rangle\|R\rangle-\|V\rangle\|L\rangle$	0.913 ± 0.028
π	π	$\|\psi_7\rangle=\|H\rangle\|-\rangle-\|V\rangle\|+\rangle$	0.925 ± 0.024
π	$-\pi/2$	$\|\psi_8\rangle=\|H\rangle\|L\rangle-\|V\rangle\|R\rangle$	0.910 ± 0.027

の不完全さと5光子以上の光子が発生した場合のエラーによる．図3 (a) と3 (b) の4光子同時検出確率から忠実度の下限，$F\geq\mathrm{Tr}[B_2\rho]=0.791\pm0.030$ を得ることができる．図3 (a)～(d) の4つの設定のすべてのデータからは，より高い忠実度の下限，$F\geq\mathrm{Tr}[B_4\rho]=0.860\pm0.015$ が得られる．

3．多粒子エンタングル状態の区別

測定された忠実度 $F>1/2$ から，生成した状態が真に4量子ビットがエンタングルした状態であることは確認できる[10]．さらに，今回得られた忠実度からは，生成した状態が他種の4量子ビットエンタングル状態から区別できることもいえる．文献8) の中で，真の4量子ビットエンタングルメントの識別法が示されている．この方法はシュミット数を用いた二者間エンタングルメントの識別法[11] を多者間に拡張することで得られている．ここで，二分割混合状態 ρ がシュミット数 k をもつとは，状態 ρ が（同じ分割において）シュミットランク k 以下の純粋状態からなる混合状態で表されることをいう．また二分割純粋状態 $|\psi\rangle$ がシュミットランク r をもつとは，$|\psi\rangle$ のシュミット分解が $|\psi\rangle=\sum_{i=1}^{r}\sqrt{\lambda_i}|a_i\rangle|b_i\rangle$ と記述されることをいう．ここでは，その識別方法の基本アイデアを記述する．4量子ビット1，2，3，4を2量子ビットのペア（12)(34)，(13)(24)，(14)(23) に分割する3種類の方法を考える．単純のために，それらを12，13，14とそれぞれ記述する．4量子ビットの純粋状態は分割 $1j$ に対する二分割状態として記述でき，r_{1j} をそのシュミットランクとする．シュミットランクは局所演算と古典通信の下では，確率的にですら増えることはないので，ランクの集合（r_{12}，r_{13}，r_{14}）はその状態のエンタングルメントの指標とみなすことができる．クラスター状態 $|C_4\rangle$ は指標（2，4，4）をもつのに対して，4量子ビットGHZ状態 $|\mathrm{GHZ}\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|0000\rangle+|1111\rangle)$ と W 状態 $|W\rangle=\frac{1}{2}(|0001\rangle+|0010\rangle+|0100\rangle+|1000\rangle)$ はともに（2，2，2）をもつ．この違いは以下のように忠実度を通して検知することができる．文献8) において，$r_{13}\leq2$ または $r_{14}\leq2$ をもつどんな状態 $|\eta_2\rangle$ も，クラスター状態への忠実度 $|\langle\eta_2|C_4\rangle|^2$ は1/2より大きくならないことが示されている．よって測定された忠実度 $F>1/2$ は生成された状態がGHZ状態やW状態を含むようなランク $r_{13}\leq2$ や $r_{14}\leq2$ をもつ状態の混合状態でないことを保証している．同様に，$r_{13}\leq3$ や $r_{14}\leq3$ をもつ状態からクラスター状態への忠実度は3/4を超えることはなく，よって $F>3/4$ は生成された状態が指標（3，3，3）をもつ4量子ビットDicke状態 $|D_4\rangle=\frac{1}{\sqrt{6}}(|0011\rangle+|0101\rangle+|0110\rangle+|1001\rangle+|1010\rangle+|1100\rangle)$ を含むようなランク $r_{13}\leq3$ や $r_{14}\leq3$ をもつ状態の混合状態でないことを保証している．よって実験で得られた忠実度 $F\geq0.860\pm0.015$ は，生成された状態が，GHZ状態，W状態，Dicke状態を含むような分割13や14において4より小さいシュミットランクをもつエンタングル状態のクラスと区別できることを保証するものである．

4．クラスター状態を用いた量子計算

次に，生成した4光子クラスター状態を用いた量子計算の基本演算の実証実験を紹介する．ここで明確にしたいことは，生成した4光子状態のもつエンタングルメントが真に量子計算の基本演算に貢献しているのかということである．クラスター状態を用いた量子計算では，クラスター状態のもつエンタングルメントと古典情報フィードフォワードの補助により正しい出力状態が得られている．ここで，もしエンタングルメントが存在しなければ，多くの種類のゲート操作に対して同量の古典通信のみでは正しい出力状態を用意することはできないであろう．このことは，入力側の量子ビット（ゲート操作指示のため）と出力側の量子ビットの間にエンタングルメントがない場合の平均忠実度に古典限界を導く．以下では，まずクラスター状態を用いた量子計算の基本演算の実装法について説明し，その後，古典限界を導入し，実験結果が古典限界を超えていることを示す．

4.1　2量子ビットゲート

クラスター状態を用いた量子計算のモデルにおいて，図4の量子回路を実装する．入力状態は $|\psi_{\mathrm{in}}\rangle=|+\rangle|+\rangle$ であ

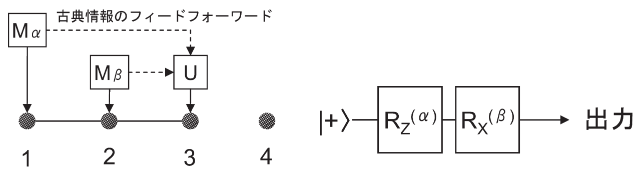

図5　1量子ビット回転の実装図とその量子回路．

表2　1量子ビット回転の出力状態の忠実度．

α	β	出力状態	忠実度
0	0	$\lvert+\rangle$	0.944±0.022
π	0	$\lvert-\rangle$	0.888±0.029
$\pi/2$	0	$\lvert R\rangle$	0.928±0.026
$-\pi/2$	0	$\lvert L\rangle$	0.969±0.017
$\pi/2$	$\pi/2$	$\lvert H\rangle$	0.915±0.029
$\pi/2$	$-\pi/2$	$\lvert V\rangle$	0.917±0.027

る．量子ビット2と3はそれぞれ基底$B(\alpha)$とB(β)で測定される．ここで，$B(\theta)=\left\{\frac{|0\rangle+e^{-i\theta}|1\rangle}{\sqrt{2}}, \frac{|0\rangle-e^{-i\theta}|1\rangle}{\sqrt{2}}\right\}$である．ここでは，$\{|0\rangle\equiv|H\rangle, |1\rangle\equiv|V\rangle\}$を標準基底として用いる．測定結果はフィードフォワードされて，適切なパウリ演算が量子ビット1と4にそれぞれ施される．この結果，量子ビット1と4に出力$|\psi_{\mathrm{out}}\rangle=(R_Z(\alpha)\otimes R_Z(\beta))\,\mathrm{CZ}|\psi_{\mathrm{in}}\rangle$を得る．ここで，$R_Z(\theta)=\exp(-\mathrm{i}\theta\sigma_Z/2)$であり，CZ演算は$|j\rangle|k\rangle\mapsto(-1)^{jk}|j\rangle|k\rangle$と定義される．ここで$j,k\in 0,1$である．ゲート操作指示$(\alpha,\beta)$は量子ビット2と3の測定により与えられ，2古典ビットの情報のみがフィードフォワード情報として量子ビット1と4に通信されていることに注意する．この量子計算のモデルにおいては，遠隔地状態生成プロトコル（remote state preparation: RSP）[12]のように，クラスター状態のもつエンタングルメントがあるため，2ビット通信の補助を得ることで出力に正しい状態を得ることができている．もし，エンタングルメントが存在しなければ，すべての(α,β)の値に対して正しい出力を得ることは不可能になり，平均忠実度に限界が生じる．実験においては，われわれは，8つの(α,β)の組み合わせを選び，出力の忠実度を測定した（フィードフォワードとパウリ演算は量子ビット1と4の測定基底の適切な再設定により代用した）．表1に結果を示す．エンタングルメントがなかった場合の平均フィデリティーの上限を求めてみよう．量子ビット2，3において8つの演算のどれが選ばれたのかを知る手がかりは量子ビット1，4に送られた2ビットの情報のみである．よって，可能な戦略としては8つの状態を4グループに分け，例えば，(i) $|\psi_1\rangle,|\psi_2\rangle$，(ii) $|\psi_3\rangle,|\psi_4\rangle$，(iii) $|\psi_5\rangle,|\psi_6\rangle$，(iv) $|\psi_7\rangle,|\psi_8\rangle$と分けて，そのグループのインデックスを送る．この情報を用いて，量子ビット1と4を以下の4つの状態のどれか (i) $|\psi_1\rangle+|\psi_2\rangle$，(ii) $|\psi_3\rangle+|\psi_4\rangle$，(iii) $|\psi_5\rangle+|\psi_6\rangle$，(iv) $|\psi_7\rangle+|\psi_8\rangle$（正規化のための係数は省略）に準備する．これらの状態は平均忠実度が最大になるよう最適なものを選ぶ．この具体的な戦略では，8つの状態の平均フィデリティーは$\cos^2(\pi/8)\approx 0.854$となる．戦略の確率的な選択により最適な忠実度があがることはないので，可能な戦略は8つの状態のグループ分けの場合を尽くすことにより得られ，上記の戦略が最適であることが示される．一方，表1の実験による8つの状態の平均忠実度は0.895±0.010である．このことは，実験により得られた出力の忠実度は生成したクラスター状態のもつエンタングルメントの貢献によって初めて可能だったことを示唆するものである．

4.2　1量子ビット回転

図5の量子回路は1量子ビット回転のシンプルな実装を示している．量子ビット4は，クラスター状態のエンタングルメントから基底$\{|+\rangle,|-\rangle\}$による測定で分離されている．入力状態は$|\psi_{\mathrm{in}}\rangle=|+\rangle$である．量子ビット1，2は基底$B'(\alpha)$，$B(\beta)$でそれぞれ測定される．ここで$B'(\theta)=\left\{\frac{|+\rangle+e^{-i\theta}|-\rangle}{\sqrt{2}}, \frac{|+\rangle-e^{-i\theta}|-\rangle}{\sqrt{2}}\right\}$である．出力はフィードフォワードされパウリ演算が量子ビット3に適切に施されることにより，出力$|\psi_{\mathrm{out}}\rangle=R_X(\beta)R_Z(\alpha)|+\rangle$が得られる．ここで，$R_X(\theta)=\exp(-\mathrm{i}\theta\sigma_X/2)$である．ゲート操作指示$(\alpha,\beta)$は量子ビット1，2の測定により与えられ，2ビットのみが量子ビット3に通信される．実験では，6つの(α,β)の組み合わせを選び，出力状態の忠実度を測定した．表2がその結果である．2量子ビットゲートのときのように，エンタングルメントがない場合の平均忠実度の上限を求める．最適な戦略は6状態を以下のように4グループにわけ，(i) $|H\rangle$，(ii) $|V\rangle$，(iii) $|+\rangle,|R\rangle$，(iv) $|-\rangle,|L\rangle$，そのグループのインデックスを送ることである．この情報を用いて，量子ビット3は以下の状態の中の1つに準備される．(i) $|H\rangle$，(ii) $|V\rangle$，(iii) $|+\rangle+|R\rangle$，(iv) $|-\rangle+|L\rangle$（正規化の係数は省略）．この戦略は6つの状態の平均忠実度$(2/6)\times 1+(4/6)\times\cos^2(\pi/8)\approx 0.902$を与える．一方，表2での6つの状態の平均忠実度は0.926±0.010であり，これは，生成したエンタングルメントが量子演算に真に貢献していることを示唆している．

本稿では，高忠実度の4光子クラスター状態を生成する実験およびそれを用いた量子計算の実験を紹介した．生成

した状態は，他種の 4 量子ビットエンタングル状態である GHZ 状態，W 状態，Dicke 状態と区別可能である．またクラスター状態を用いた量子計算の基本演算を実装し，実験結果が古典限界を超えていることを示した．これは，クラスター状態のもつエンタングルメントが真に量子演算に貢献していることを示すものである．クラスター状態を用いた量子計算は，非局所的なリソース（クラスター状態）の準備と局所的な測定および古典通信による動的な実行処理に計算過程が分かれているという点で特徴的な計算モデルである．このことは，量子通信のさまざまな問題や古典限界と関連があるだろう．ここで提案した「古典 RSP 限界」とよべる限界は量子情報処理の実現のためのベンチマークとして役立つと期待する．このような限界と計算能力の関係も興味深く，量子計算におけるエンタングルメントの役割について深い理解を与えてくれるかもしれない．

謝辞　本研究は阪大井元研究室との共同研究であり，研究室のメンバーに感謝します．

文　　献

1) R. Raussendorf and H. J. Briegel: “A one-way quantum computer,” Phys. Rev. Lett., **86** (2001) 5188–5191.
2) Y. Tokunaga, S. Kuwashiro, T. Yamamoto, M. Koashi and N. Imoto: “Generation of high-fidelity four-photon cluster state and quantum-domain demonstration of one-way quantum computing,” Phys. Rev. Lett., **100** (2008) 210501.
3) D. Gottesman and I. L. Chuang: “Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations,” Nature, **402** (1999) 390–393.
4) Y. Tokunaga T. Yamamoto, M. Koashi and N. Imoto: “Simple experimental scheme of preparing a four-photon entangled state for the teleportation-based realization of a linear optical controlled-NOT gate,” Phys. Rev. A, **71** (2005) 030301(R).
5) P. Walther, K. J. Resch, T. Rudolph, E. Schenck, H. Weinfurter, V. Vedral, M. Aspelmeyer and A. Zeilinger: “Experimental one-way quantum computing,” Nature, **434** (2005a) 169–176.
6) N. Kiesel, C. Schmid, U. Weber, G. Tőth, O. Gühne, R. Ursin and H. Weinfurter: “Experimental analysis of a four-qubit photon cluster state,” Phys. Rev. Lett., **95** (2005) 210502.
7) R. Prevedel, P. Walther, F. Tiefenbacher, P. Böhi, R. Kaltenbaek, T. Jennewein and A. Zeilinger: “High-speed linear optics quantum computing using active feed-forward,” Nature, **445** (2007) 65–69.
8) Y. Tokunaga T. Yamamoto, M. Koashi and N. Imoto: “Fidelity estimation and entanglement verification methods for experimentally produced four-qubit cluster states,” Phys. Rev. A, **74** (2006) 020301(R).
9) P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum and P. H. Eberhard: “Ultrabright source of polarization-entangled photons,” Phys. Rev. A, **60** (1999) R773–R776.
10) G. Tőth and O. Gühne: “Detecting genuine multipartite entanglement with two local measurements,” Phys. Rev. Lett., **94** (2005) 060501.
11) A. Sanpera, D. Bruß and M. Lewenstein: “Schmidt-number witnesses and bound entanglement,” Phys. Rev. A, **63** (2001) 050301(R).
12) C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, P. W. Shor, J. A. Smolin, B. M. Terhal and W. K. Wootters: “Remote state preparation,” Phys. Rev. Lett., **87** (2001) 077902.

（2008 年 7 月 14 日受理）