

S2 群(ナノ・量子・バイオ) - 5 編(量子通信と量子計算)

2 章 量子ネットワーク

(執筆者: 竹内繁樹)[2010 年 1 月 受領]

概要

本編第 1 章で取り上げられた量子鍵配布の基本的な構成は、送信者が量子状態を送り、伝送路を通過した量子状態を受信者が検出する、という比較的シンプルなものである。また、基本的には 1 対 1 の通信を想定している。第 2 章では、この枠を越え、量子通信をネットワークへと展開する試みである「量子ネットワーク」を取り上げる。ここで取り上げる量子ネットワークは、現代通信における各種ネットワーク技術のイメージとは大きく異なることに注意頂きたい。

その試みの一つは、量子中継である。量子鍵配布の伝送距離は、光ファイバ中のロスと検出器の雑音により制限され、200 km と考えられている。この限界をうち破るアイデアが、量子中継である。いま、2 組の量子もつれ光子対源から別々に発生した二つの光子対から、それぞれ光子を 1 個づつ選び出し、その間に量子相関測定を行う。すると、もともとは相関を持たなかった残りの二つの光子は、測定結果に依存した量子もつれ状態になる。この原理を応用すると、量子もつれ光子対源を通信路中に多数配置し、それらのもつれ光子対間で量子相関測定をおこなうことで、200 km を超える距離を隔た 2 地点で、量子もつれ合いを共有することが可能になる。量子もつれ合いを共有できれば、量子鍵配布を行うことができる。この実現のためには、相関測定結果をフィードバックする間、量子状態を保持するための量子メモリなどの技術が必要になる。

もう一つの試みが、多者間の量子もつれ状態の操作である。今回取り上げることができなかったが、理論的な研究も活発に進められており、例えばリーダー選挙問題など、古典的には不可能な多者間コミュニケーション問題を解けることが示されている。量子鍵配布と多者間量子もつれ状態の操作は、インフラとしての違いはほぼ光源に集約されるため、実現の可能性も大きい。また、もつれ合う状態数が増えると、量子コンピュータの新しい方式として注目されている一方向量子計算 [本編第 3 章参照] へもつながる。

また、これらに共通して重要なのが、異なる量子情報の担体間の情報転写である。担体としては、光子や原子核スピン、人工原子系(量子ドットや超伝導素子)など様々ある。そして、光子には伝送や制御の容易さ、原子核スピンは長時間の量子状態保持、人工原子系には制御性の良さ、といった特徴がある。これらの担体を適材適所で用いるためには、担体間で自在に量子情報を転写できる必要がある。

量子ネットワーク研究は始まったばかりであり、現在実装面での研究が活発に進められている。今後その進展とともに、現在のネットワーク技術としてまず思い浮かばれる、システム化やプロトコルの研究も将来的には重要性を増すと考えられる。

【本章の構成】

本章では、量子中継と異種担体間の量子状態転写(2-1 節)、および多者間量子もつれ状態の操作に関して量子テレポーテーションネットワーク(2-2 節)が解説される。

S2 群 - 5 編 - 2 章

2-1 量子中継

(執筆者：小坂英男)[2008年4月受領]

量子中継は量子通信の距離延長及び量子ネットワークのノード形成のために実現が期待される。情報通信の無条件安全性を保证するのが量子暗号通信の利点であるが¹⁾、現状では 200 km 程度の短距離通信にとどまる。量子（ここでは光子）が届かないような長距離で、また短距離であっても多対多の量子通信に必要な暗号鍵を生成するのが量子中継器の役割である。

2-1-1 量子中継の必要性

光ファイバは現代通信（ここでは古典通信と呼ぶ）においては十分な透明性を確保し、地球規模の光通信を可能としている。一方量子通信は 200 km 程度の目処しか立っていない。その理由は量子が再生増幅を許さないからである。今後光ファイバの透明性が格段に向上する可能性もあるが、既設の光ファイバを交換するインフラコストは膨大であり現実的ではない。光ファイバを伝播する光子の生存確率は距離に対して指数的に減衰し、200 km で 4 桁落ちと受光器の限界を下回る。この限界を克服するためには量子中継が不可欠である。

2-1-2 量子中継と古典中継

古典通信の長距離化を可能とする古典中継は光子を複製し増倍することで実現されるのに対し、量子中継では量子複製不可原理（non-cloning theorem）により増倍が許されない。しかしながら、量子暗号通信は通信したい情報（平文）自体を量子に載せて通信するのではなく、暗号鍵を効率良く安全に生成するのが目的であり信号自体を複製する必要がない。従って一般に量子状態を一方向的に伝達する必要がなく、端末間に量子もつれ状態を形成する対称的な量子操作が可能である。ここで得られる量子状態は端末での観測（射影測定）により初めて確定した情報（暗号鍵）となり、この鍵を利用して初めて量子通信が可能となる。

2-1-3 量子中継の原理

量子中継の原理は基本的にはいわゆる量子テレポーション（量子空間転移: quantum teleportation）である。これは量子もつれ状態の空間的拡張に当たる²⁾。この拡張の原理は、量子もつれ検出と呼ぶ量子相関測定が基本となる。独立な二つのもつれた量子対の間の量子相関を測定し、片方の系に補正を施すことにより拡張された一つの量子もつれ状態を生成するものである。量子メモリのない量子テレポーションの原理だけに基づくものを量子リレー（quantum relay）と呼び、量子中継（quantum repeater）とは区別する。

2-1-4 量子中継の要素機能

量子中継に必要な機能を図 2・1 を参照しながら説明する³⁾。基本要素は量子もつれ生成と量子もつれ検出であるが、これだけでは実際の量子中継は動作しない。そもそも量子中継を必要とする理由は、光子数の光ファイバ中での指数的な減衰であるが、この問題は上記の機能だけでは解決できない。これに量子状態保存（量子メモリ）の機能と量子到達識別の機能を合わせて初めて、指数的な減衰を多項式的な減衰に抑えられる。理想的には距離にほぼ比例し減衰する。量子到着識別とは光ファイバ中を伝送して到達した光子が量子メモリに保存

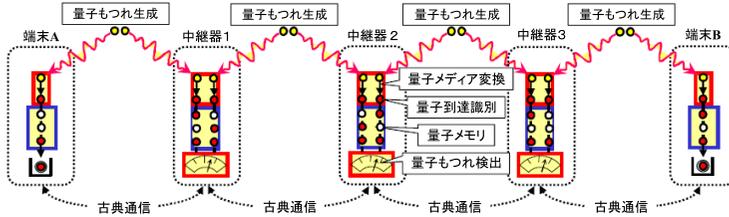


図 2-1 量子中継システムの基本構成

されたことを確認する機能である。この機能がなければメモリを有しながらも空状態を空とは認識せず信号処理することがほとんどとなり、暗号鍵生成の信頼性が極端に低下する。例えば、中継区間を 100 km と仮定すると光子の到達確率は約 1 % であり、残り 99 % は不達となる。1 パルス当たりの光子数は 1 以下でなければ盗聴の安全性を保証できない。実際のシステムでは量子エラー訂正を中継器が分散処理することが望ましい。

2-1-5 量子中継の原理実証

実証レベルに合わせ、物理系が異なる。第 1 段階の量子テレポテーションの実証では、非線形光学素子による量子もつれ生成と線形光学素子による量子もつれ検出を用いる。第 2 段階の量子メモリ機能を付加した実証では、真空中の原子やイオンを用いるものが提案され実験されている^{4,5)}。第 3 段階の量子到着識別機能を付加した実証では、半導体など固体中の電子スピンを用いるものが提案され実験が行われている³⁾。

(1) 量子もつれ生成

量子もつれ状態とは、複数の量子が互いに量子力学的な相関をもつ状態である。つまり、任意基底での観測結果に古典状態にない相関をもつ状態である。その生成法には大きく 2 通りある。伝統的には非線形光学結晶を利用したものが一般的に利用されるが、量子ドット中の 2 励起子 (Bi-exciton) を利用するものも実現されている^{6,7)}。これにより、1 パルスに正確に 1 光子が入るオンデマンド (on demand) な光子対発生が可能である。この方法では理想的には偶発的な 2 光子対発生がなく、ビームスプリッタ攻撃による盗聴の可能性を排除できる。現状では光励起による量子もつれ光子対の発生実験にとどまるが、既に実現している電流注入単一光子光源⁸⁾と同様に電流注入による光子対発生も可能とされる。

原子系では誘導ラマン散乱による量子もつれ生成が提案されている^{4,5)}。この方法では光子対ではなく原子と光子の間の量子もつれを生成するため、自動的に量子メモリが実現できる。図 2-2 のように原子の擬似 3 準位を用い、基底状態 $|g\rangle$ から励起状態 $|e\rangle$ に準共鳴する光照射により仮想的に励起した際、準安定状態 $|s\rangle$ に遷移して放出 (散乱) される光子は残された原子の集団的素励起状態 (Dicke 状態) と量子的にもつれていることを利用する。しかしながら、上記非線形光学結晶の場合と同様、偶発的な 2 原子励起の可能性を排除できない課題がある。また、原子集団を一様均一に光学励起すること、光ファイバ中を光子が伝播する際に生ずる様々な要因のタイミングジッタを回避することなど技術的課題も残されている。

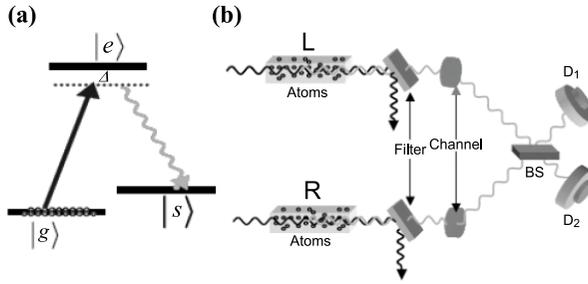


図 2-2 原子間の量子もつれ生成の原理

(2) 量子もつれ検出

量子もつれ検出とは、複数量子の量子相関測定である。2 量子の場合には、ベルの 4 状態への射影測定となる。4 状態すべてへの射影測定を行う完全ベル測定が理想的ではあるが、一般的には 1 重項状態に相当する Ψ^- 状態だけに射影する部分的ベル測定が行われている。このような測定は行路の違いで量子状態を表現するバスキュービットの場合には、線形光学素子のビームスプリッターで実現できる。偏光の違いで表現する偏光キュービットの場合でも、偏光ビームスプリッターによりバスキュービットに変換できる。

一方、電子スピンを利用した提案⁹⁾⁻¹²⁾では、光に戻すことなく電子スピンそのもので量子もつれ検出を行うことができる。量子ドット中では Ψ^- 状態の 2 電子のみが一つの軌道を占有するというパウリ排他律がこれを可能とする。既にこの原理を利用したスピブロックード (spin blockade) の実験やスピン位相緩和時間の測定¹³⁾、また 2 重量子ドット中の電子スピンの交換操作 (swapping)¹³⁾や電気的量子位相操作の実験にも成功している¹⁴⁾。

(3) 量子メモリ、量子バッファ、量子シフトレジスタ

量子中継器の実用的意義は、距離に応じ指数的に増大する資源 (光子) 消費の抑制であるが、量子もつれ生成と検出だけでは実現できない。これは量子複製不可能原理に由来し、古典中継のように光子増倍できないためである。従って量子中継器の使命は極力資源の消費を抑えることである。量子メモリの機能により減衰関数を指数から多項式的な関数に抑えられるが、これは中継の各区間で得られる量子資源を有効に利用することが前提である。

量子メモリのメディアには様々な候補があるが、原子・イオンや固体中の電子スピンは光通信帯の光子から直接変換できる点で超伝導キュービットや核スピンなどより量子通信に向く。特に固体キュービットでは光子 \rightarrow 励起子 \rightarrow 電子スピン \leftrightarrow 核スピンのように適宜形を変えて伝送、入出力、処理、保存の機能を分担することが可能となる。現実的な量子通信では光子が中継部に到着する確率は 1% 程度と低く、有効な量子ビットのみを抽出し一時的にバッファしておく必要がある。この間に隣接する両側の中継部と有効なアドレス情報を照合し、もつれ検出すべきキュービット対を検出部に移送する量子シフトレジスタの機能が必要となる。例えば中継区間を 100 km としたときに必要なバッファ時間は約 1 ms である。電子スピンの量子メモリ時間は現状の技術では数 μ s であるが、原理的には 1 ms 以上も可能という理論予測もある¹⁵⁾。核スピンへの転写はこの課題の有効な解決策として研究が進んでいる¹⁶⁾。

(4) 量子状態転写

伝送キュービットとなる光子からメモリキュービットへの量子メディア変換について説明する。

(a) 光子から原子系への量子メディア変換

原子集団を用いた量子もつれ生成では、図 2・2 のように原子から放出される光子どうしのもつれ検出により原子集団どうしがもつれ合い、原理的には量子状態転写は不要である。しかしながら実用上は光子の状態を原子に転写する方が有利な場合がある。これは量子もつれ生成における $|g\rangle$ から $|e\rangle$ への制御光を入射光子とした構成で実現できる⁵⁾。この際、光子の量子位相は原子集団の絶対位相ではなく二つの原子集団の相対位相として保存される。

(b) 光子から電子スピンへの量子状態転写⁹⁾

量子ドット中の電子スピンの提案では、量子状態は光子の偏光自由度から電子のスピ自由度へと転写される^{10, 11)}。この原理を図 2・3 に示す。図 2・3(a) は光子及び電子の量子状態をそれぞれポアンカレ球、ブロッホ球で表現したものである。このときの量子位相が 1 対 1 に対応するよう工夫した電子と正孔のバンド構造を図 2・3(b) に示す。量子井戸の面内方向に磁場を印加することにより、軽い正孔のエネルギー準位は二つにゼーマン分裂する。このとき、電子のエネルギーは分裂しないように g 因子が 0 となるよう、量子井戸の膜厚を制御する(重い正孔は波動関数の対称性によりゼーマン分裂しない)。この状況で軽い正孔励起子のゼーマン分裂した片方のエネルギーに対応する光子を入射すると、光子の偏光状態に従って生成される電子のスピ状態は変化するが、正孔の状態は常に一つの固有状態に定まる。これにより電子と正孔の量子もつれは解け、光子の状態が電子のみに転写される。実験では磁場に垂直な面内にある光子の偏光状態から電子のスピ状態への 1 対 1 対応を確認している¹²⁾。この方法では、完全な 2 準位量子の内部自由度に転写されるため、高い安定性と制御性が期待される。また、電子スピンの g 因子制御¹⁷⁾により量子位相の時間変化を通常より桁違いに遅くすることが可能であり、量子状態の完全な凍結も期待される¹⁸⁾。

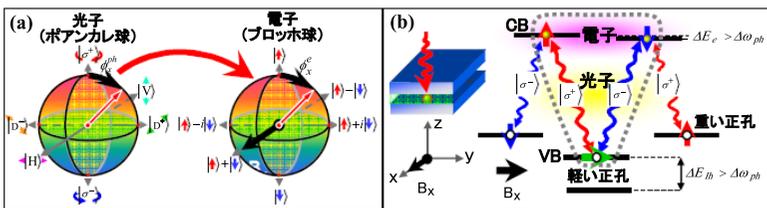


図 2・3 光子から電子スピンへの量子状態転写の原理

(5) 量子到着識別

量子が到達したことを識別するこの機能は、量子中継のスケラビリティを確保するうえで不可欠な機能である。量子状態転写はこの到達識別機能を有して初めて量子メディア変換といえ、その効率と忠実度が量子ネットワークの性能を左右する。この機能は量子状態転写の完了を識別するもので、転写された量子を破壊してはならない。ただし、量子非破壊測定のように量子状態を測定する必要はない。半導体量子ドット内に捕獲された電子スピンは、

その近傍に形成された量子ポイントコンタクトを流れる電流をモニターすることにより、ドット内への電子捕獲を高効率で検出でき、量子中継に不可欠な高い忠実度を実現できる。実際に量子ドットに光子を注入し、生成された単一電子を検出する実験に成功している¹¹⁾。

(6) 量子エラー訂正

電界閉じ込め型の量子ドットでは、ゲート電圧制御により電子スピンの1ビット操作や2ビット操作が既の実証されており^{13, 14)}、量子メディア変換されたメモリキュービットに量子エラー訂正を加えて忠実度を更に向上させることも可能と期待される。

2-1-6 まとめ

長距離量子通信及び量子ネットワークの構築に不可欠な量子中継システムの構成と最新動向について解説した。いまだ原理実証の段階にあるものの、着実に道具立てが揃いつつある。今後は、原理実証の域を出て実際のシステム構築に役立つ物理系の選択と集中が望まれる。

参考文献

- 1) C.H. Bennett and G. Brassard, "Quantum cryptography, Public key distribution and coin tossing," Proc. Int. Conf. Comput. Syst. Signal Process., pp.175-179, 1984.
- 2) H.-J. Briegel, et al., "Quantum repeaters, the role of imperfect local operations in quantum communication," Phys. Rev. Lett., vol.81, pp.5932-5935, 1998.
- 3) 小坂英男, "光子と電子スピンを用いた量子リピーター・量子メモリーへ向けた取り組み," 応用物理, 最近の展望欄, vol.75, no.11, pp.1335-1339, 2006.
- 4) L.M. Duan, et al., "Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics," Nature, vol.414, pp.413-418, 2001.
- 5) D.N. Matsukevich and A. Kuzmich, "Quantum state transfer between matter and light," Science, vol.306, pp.663-666, 2004.
- 6) K. Edamatsu, et al., "Generation of ultraviolet entangled photons in a semiconductor," Nature, vol.431, pp.167-170, 2004.
- 7) R.M. Stevenson, et al., "A semiconductor source of triggered entangled photon pairs," Nature, vol.439, pp.179-182, 2006.
- 8) Z. Yuan, et al., "Electrically driven single-photon source," Science, vol.295, pp.102-105, 2002.
- 9) 小坂英男, "光子キュービットから電子スピנקュービットへの量子メディア変換と g 因子エンジニアリング - 量子中継器の実現に向けて -," 固体物理, vol.39, no.2, pp.106-116, 2004.
- 10) R. Vrijen and E. Yablonovitch, "A spin-coherent semiconductor photodetector for quantum communication," Physica E, vol.10, pp.569-575, 2001.
- 11) H. Kosaka, et al., "Single Photoelectron Trapping, Storage, and Detection in a Field Effect Transistor," Phys. Rev. B, vol.67, p.045104, 2003.
- 12) H. Kosaka, et al., "Coherent transfer of light polarization to electron spins in a semiconductor," Phys. Rev. Lett., vol.100, p.096602, 2008.
- 13) J.R. Petta, et al., "Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots," Science, vol.309, pp.2180-2184, 2005.
- 14) F.H.L. Koppens, et al., "Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot," Nature, vol.442, pp.766-771, 2006.
- 15) V.N. Golovach, et al., "Phonon-induced decay of the electron spin in quantum dots," Phys. Rev. Lett., vol.93, p.016601, 2004.

- 16) M.V.G. Dutt, et al., "Quantum register based on individual electronic and nuclear spin qubits in diamond," *Science*, vol.316, pp.1312-1316, 2007.
- 17) H. Kosaka, A.A. Kiselev, F.A. Baron, Kim Ki Wook, and E. Yablonovitch, "Electron g factor engineering in III-V semiconductors for quantum communications," *Electron. Lett.*, vol.37, pp.464-465, 2001.
- 18) H. Kosaka, et al., "Spin state tomography of optically injected electrons in a semiconductor," *Nature*, vol.457, pp.702-705, 2009.

S2 群 - 5 編 - 2 章

2-2 量子テレポテーションネットワーク

(執筆者：古澤 明)[2008 年 5 月受領]

量子テレポテーションとは量子状態伝送のことであり、最初は送受信それぞれ 1 者の 2 者間における量子ビット $c_0|0\rangle + c_1|1\rangle$ ($|c_0|^2 + |c_1|^2 = 1$, $\langle i|j\rangle = \delta_{ij}$) の伝送として提案された¹⁾。その後、一般の量子状態に拡張され^{2, 3)}、初めての決定論的量子テレポテーション実験が行われた⁴⁾。更に、一般の状態における量子テレポテーションネットワークが提案され⁵⁾、3 者間における量子テレポテーションネットワーク実験が行われた⁶⁾。この節では、この 3 者間量子テレポテーションネットワーク実験について解説する。

2-2-1 量子テレポテーションネットワーク理論

量子テレポテーションネットワークとは、ネットワークを構成するメンバー全員で多者間エンタングルメントを共有し、メンバー中の任意の 2 者間で量子テレポテーションが可能となるプロトコルである。全体としてエンタングルしているため、それぞれの 2 者間ではエンタングルしておらず、どんな場合でも全員が協調して動かなければならない。ただし、このお陰で、誰が送受信者になるかが一定の多者間量子エンタングルメントを共有していればよい。送受信者が替わるたびに、違ったかたちの量子エンタングルメントは必要ないし、量子チャンネルの変更（交換器）も必要ない。

ここからは主にハイゼンベルグ描像で説明する。必要とされる 3 者間 (A, B, C 間) 量子エンタングルド状態は、以下の演算子の同時固有状態である (固有値 0)。

$$\begin{aligned} \hat{x}_A - \hat{x}_B \\ \hat{x}_B - \hat{x}_C \\ \hat{x}_C - \hat{x}_A \\ \hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで、電磁場の消滅演算子 \hat{a} は $\hat{a} = \hat{x} + i\hat{p}$ ($\hbar = 1/2$) のように二つのエルミート演算子に分解でき、 \hat{x} , \hat{p} はそれぞれ電磁波の \sin , \cos 成分とみなせる (\hat{a} は複素振幅と同様な取り扱いができる)⁹⁾。もちろん、同時固有状態が存在するためには、これらの演算子は交換可能でなければならない。それは、 $[\hat{x}_k, \hat{p}_l] = i\delta_{kl}/2$ から容易に確かめられる。

更に、固有値が 0 であることは、以下のように表現される。

$$\begin{aligned} \hat{x}_A - \hat{x}_B &\rightarrow 0 \\ \hat{x}_B - \hat{x}_C &\rightarrow 0 \\ \hat{x}_C - \hat{x}_A &\rightarrow 0 \\ \hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C &\rightarrow 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここで、この状態は、連続量版グリーンバーガー・ホーン・ザイリナー (GHZ) 状態⁷⁾と呼ばれている。ちなみにこれはシュレディンガー描像では $\int dx|x\rangle_A \otimes |x\rangle_B \otimes |x\rangle_C$ となる。

一方、3 者間量子エンタングルメント存在の十分条件として、以下の不等式が知られてい

る（これらのうち 2 式が成立すればよい）⁸⁾。

$$\begin{aligned}
 \text{I.} & \quad \langle [\Delta(\hat{x}_A - \hat{x}_B)]^2 \rangle + \langle [\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C)]^2 \rangle < 1 \\
 \text{II.} & \quad \langle [\Delta(\hat{x}_B - \hat{x}_C)]^2 \rangle + \langle [\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C)]^2 \rangle < 1 \\
 \text{III.} & \quad \langle [\Delta(\hat{x}_C - \hat{x}_A)]^2 \rangle + \langle [\Delta(\hat{p}_A + \hat{p}_B + \hat{p}_C)]^2 \rangle < 1
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

これらの左辺が 0 に近づくとき、式 (2.2) で示した連続量版 GHZ 状態に近づく。従って、不等式 (2.3) を満たし、左辺が十分小さいとき、GHZ 型の量子エンタングルメントをもつことになる（3 者間では量子エンタングルメントが存在するが、2 者間には存在しない）⁸⁾。

3 者間の量子テレポテーションネットワークでは、このような 3 者間量子エンタングルメントをネットワークのメンバーである Alice, Bob, Claire で共有する。そのトリックは、後述するように、量子エンタングルした光ビーム A, B, C は個々で測定すると大きなノイズであるが、量子相関を有するため、そのノイズは受信者側でキャンセルできるというものである。具体的には、Alice から Bob への量子テレポテーションの場合、Bob での出力は以下のようになる（Claire は制御者と呼ばれる）^{5, 6)}。

$$\begin{aligned}
 \hat{x}_{\text{tel}} &= \hat{x}_{\text{in}} - (\hat{x}_A - \hat{x}_B) \\
 \hat{p}_{\text{tel}} &= \hat{p}_{\text{in}} + (\hat{p}_A + \hat{p}_B + g_C \hat{p}_C)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

ここで、 $(\hat{x}_{\text{in}}, \hat{p}_{\text{in}})$ は送りたい入力状態の情報、 $(\hat{x}_{\text{tel}}, \hat{p}_{\text{tel}})$ は Bob での出力状態の情報、 g_C は後述する制御者からの規格化された情報ゲインである。上述した式 (2.2) の GHZ 状態の場合、 $g_C = 1$ のとき式 (2.4) の右辺の () で括った項が 0 になるから、入力と出力が等しくなり、量子テレポテーション成功となる。

2-2-2 量子テレポテーションネットワーク実験

3 者間量子テレポテーションネットワークの実験配置を図 2.4 に示す。以下で述べる式 (2.6) で示す 3 者間でエンタングルした光ビーム（GHZ ビーム）を Alice, Bob, Claire で共有する。また、図 2.4 では、Alice が情報の送信者、Bob が受信者、Claire が制御者になっているが、役割を入れ替えることが可能である。

実験で用いられる GHZ ビームは、次式 (2.6) で示すような状態にある⁵⁾。

$$\begin{aligned}
 \hat{x}_A &= \frac{1}{\sqrt{3}} e^{+r_A} \hat{x}_A^{(0)} + \sqrt{\frac{2}{3}} e^{-r_B} \hat{x}_B^{(0)} \\
 \hat{p}_A &= \frac{1}{\sqrt{3}} e^{-r_A} \hat{p}_A^{(0)} + \sqrt{\frac{2}{3}} e^{+r_B} \hat{p}_B^{(0)} \\
 \hat{x}_B &= \frac{1}{\sqrt{3}} e^{+r_A} \hat{x}_A^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{6}} e^{-r_B} \hat{x}_B^{(0)} + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-r_C} \hat{x}_C^{(0)} \\
 \hat{p}_B &= \frac{1}{\sqrt{3}} e^{-r_A} \hat{p}_A^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{6}} e^{+r_B} \hat{p}_B^{(0)} + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{+r_C} \hat{p}_C^{(0)} \\
 \hat{x}_C &= \frac{1}{\sqrt{3}} e^{+r_A} \hat{x}_A^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{6}} e^{-r_B} \hat{x}_B^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-r_C} \hat{x}_C^{(0)} \\
 \hat{p}_C &= \frac{1}{\sqrt{3}} e^{-r_A} \hat{p}_A^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{6}} e^{+r_B} \hat{p}_B^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{2}} e^{+r_C} \hat{p}_C^{(0)}
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

ここで、 r_j ($j = A, B, C$) はスクイーミングパラメータ、 (0) は真空場を示している。GHZ ビームは図 2・4 に示すように、三つのスクイズド光により生成される⁵⁾。ビームスプリッタ出力の 3 本の光ビーム、つまり GHZ ビームは、スクイーミングパラメータが 0 でないとき、不等式 (2・3) を満たすから、3 者間の量子エンタングルメントを有することが分かる。更に、スクイーミングパラメータが十分に大きいとき ($r_j \rightarrow \infty$)、式 (2・2) のように連続量版 GHZ 状態に近づく。

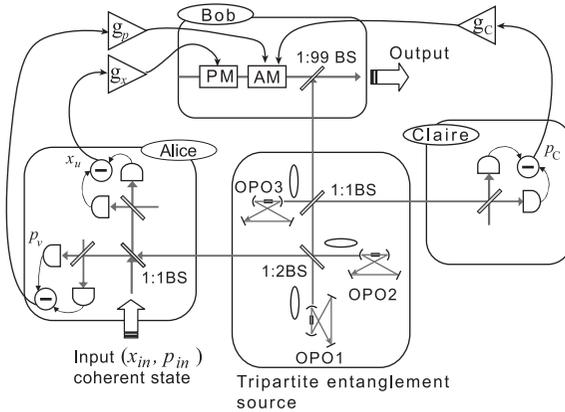


図 2・4 3 者間量子テレポーションネットワーク実験配置⁶⁾

三つの光パラメトリック発振器 (OPO) から独立に三つのスクイズド光を生成し、それらを二つのビームスプリッタにより合波することにより GHZ ビームを生成している

量子テレポーションネットワークは次のように理解できる。式 (2・6) から明らかなように、 e^{+r_A} などから GHZ ビームは非常に大きなノイズとみなすことができる。Alice ではこのノイズと入力を合わせ、直交位相成分 \hat{x} 、 \hat{p} を測定する。ノイズは非常に大きいため、Alice は入力に関する情報 (\hat{x}_{in} 、 \hat{p}_{in}) の値を得ることはできないが、その測定結果を Bob に送る。Claire もこのノイズに関して測定 (p 成分を測定) を行い、結果を Bob に送る。GHZ ビームには前述したように量子相関 (量子エンタングルメント) があるから、3 人の所に来ているノイズには相関があり、この相関を用いて Bob はノイズを消去でき* (式 (2・4))、ノイズに埋もれた入力状態を再現できる。これが量子テレポーションネットワークの動作原理である。しかし、GHZ 状態において、2 者間のエンタングルメントは存在しないから、送信者と受信者の 2 者だけでは量子テレポーションは成立しない。そのため、3 人目を制御者と呼んでいる。3 人目の参加いかんによってテレポーションの成否が決まるからである。

残念ながら、実際の実験で用いる GHZ ビームは完全な GHZ 状態にはない。これは無限にスクイズした光を用意することはできないからである[†]。この場合、相関は完全ではない

* 例えば、 $\hat{x}_A - \hat{x}_B = \sqrt{\frac{3}{2}} e^{-r_B} \hat{x}_B^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-r_C} \hat{x}_C^{(0)}$ となるから、 $r_B = r_C \rightarrow \infty$ となれば、 $\hat{x}_A - \hat{x}_B \rightarrow 0$ となる。

† スクイーミングレベルは年々向上し、2007 年には 9 dB¹⁰⁾、2008 年には 10 dB¹¹⁾ に達している。20 dB も視野に入りつつある。

から、Bob におけるノイズ消去は不完全となる。つまり、入力を完全には再現できない。しかし、エンタングルメントを用いず、古典的な操作のみでできる限界も知られており、これを超えれば量子テレポーションネットワークが動作したといってもそれほど誇大宣伝ではないであろう。詳しくは述べないが、量子テレポーションを評価する指標として、入力状態と出力状態がどれだけ似ているかに相当するフィデリティ $F = \langle \psi_{in} | \hat{\rho}_{out} | \psi_{in} \rangle$ がある。ここで、 $|\psi_{in}\rangle$ は入力の状態ベクトル、 $\hat{\rho}_{out}$ は出力の密度演算子である。このフィデリティを用いると、入力がコヒーレント状態の場合の古典限界は $F = 0.5$ であり、これを超えれば量子テレポーションネットワーク実験成功といえる[‡]。図 2・5 に、米澤らが行った量子テレポーションネットワーク実験⁶⁾の結果を示す。ここで、縦軸はテレポーションのフィデリティであり、横軸は制御者からの規格化された情報伝達ゲインである。情報伝達ゲインは $g = 0$ で制御者からの情報は 0、 $g = 1$ で制御者の測定結果を増幅も減衰もせずそのままの大きさで送ることを意味している。

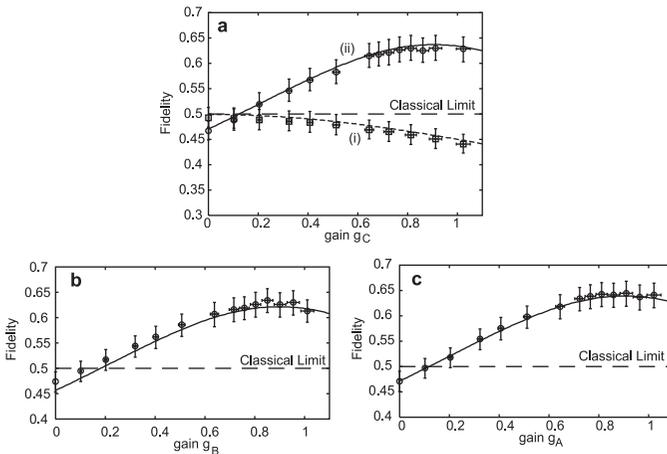


図 2・5 量子テレポーションネットワーク実験結果⁶⁾

a. Alice から Bob, b. Alice から Claire, c. Claire から Bob へのテレポーションにおける制御者からの情報伝達ゲイン依存性。a において (i)GHZ ビームを用いない場合、(ii)GHZ ビームを用いた場合である

図 2・5 から分かることは大きく分けて二つある。一つ目は三つの組み合わせで、量子テレポーションが成功していることである。どの組み合わせでもフィデリティは最高で 0.64 程度であり、古典限界の 0.5 を超えている。二つ目は制御者からの情報がない、つまり $g = 0$ の場合、いずれの場合もフィデリティが 0.5 を下回り、量子テレポーションに失敗していることである。これは、我々の用いている 3 者間エンタングルメントが「真の」3 者間エン

[‡] スクイーミングレベル向上に伴い、量子テレポーションのフィデリティも年々向上している。2008 年現在、フィデリティの世界記録は 0.83 に達している¹²⁾。スクイーミングレベルは 20 dB 程度まで視野に入っており、その場合原理的にはフィデリティは 0.99 を超えるから、そこまで行けば事実上「無限」のスクイズと同程度のパワーをもつと考えられる。今後の発展に期待したい。

タングルメントであることを示している。つまり、GHZ 状態に近い「真の」3 者間エンタングルメントでは、2 者間エンタングルメントは存在していないことを示している。以上より、量子テレポテーションネットワーク実験の成功は「真の」3 者間量子エンタングルメントを使って行われた初めての量子演算の成功ともいえる。

図 2・6 に 3 者間の量子テレポテーションネットワークの量子回路を示す。量子コンピューティングの視点から量子テレポテーションネットワーク実験の価値を考えてみる。この量子回路では 3 者間の量子エンタングルメントを生成させ、それを制御していることから、多量子系量子エンタングルメント制御であるユニバーサルな量子コンピュータへの一歩となっていることが分かる。

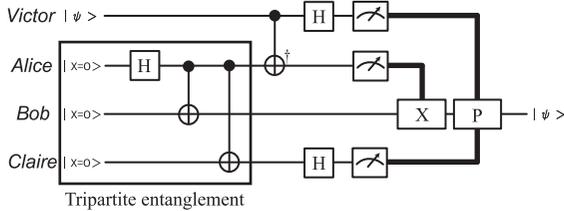


図 2・6 量子テレポテーションネットワークの量子回路⁹⁾

この量子回路では Alice が送信者、Bob が受信者、Claire が制御者であるが、その役割は入れ替えることができる。Tripartite entanglement で囲んだ部分で 3 者間量子エンタングルメントを生成している。入力 $|x=0\rangle$ は理想的には無限にスクイズされた真空場であるが、現実の実験では有限なスクイズに留まっている

参考文献

- 1) C.H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W.K. Wootters, Phys. Rev. Lett., vol.70, pp.1895-1899, 1993.
- 2) L. Vaidman, Phys. Rev. A, vol.49, p.1473, 1994.
- 3) S.L. Braunstein and H.J. Kimble, Phys. Rev. Lett., vol.80, p.869, 1998.
- 4) A. Furusawa, J.L. Sørensen, S.L. Braunstein, C.A. Fuchs, H.J. Kimble, and E.S. Polzik, Science, vol.282, pp.706-709, 1998.
- 5) P. van Loock and S.L. Braunstein, Phys. Rev. Lett., vol.84, p.3482, 2000.
- 6) H. Yonezawa, T. Aoki, and A. Furusawa, Nature, vol.431, p.430, 2004.
- 7) D.M. Greenberger, M.A. Horne, A. Shimony, and A. Zeilinger, Am. J. Phys., vol.58, pp.1131-1143, 1990.
- 8) P. van Loock and A. Furusawa, Phys. Rev. A, vol.67, p.052315, 2003.
- 9) 古澤明, “量子情報と量子情報科学,” 数理工学社, 2005.
- 10) Y. Takeono, et al., Opt. Exp., vol.15, p.4321, 2007.
- 11) H. Vahlbruch, M. Mehmet, S. Chelkowski, B. Hage, A. Franzen, N. Lastzka, S. Gosler, K. Danzmann, and R. Schnabel, Phys. Rev. Lett., vol.100, p.033602, 2008.
- 12) M. Yukawa, H. Benichi, and A. Furusawa, Phys. Rev. A, vol.77, p.022314, 2008.