IMES DISCUSSION PAPER SERIES

光量子コンピューティングの現状と展望

橋本俊和（はしもととしかず）・菅 和聖（かん かずとし）

Discussion Paper No. 2025-J-5

IMES

INSTITUTE FOR MONETARY AND ECONOMIC STUDIES

BANK OF JAPAN

日本銀行金融研究所

〒103-8660 東京都中央区日本橋本石町 2-1-1

日本銀行金融研究所が刊行している論文等はホームページからダウンロードできます。

https://www.imes.boj.or.jp

IMES Discussion Paper Series 2025-J-5
2025 年 5 月

光量子コンピューティングの現状と展望

橋本俊和(はしもととしかず)*・菅(かん)　和聖(かずとし)**

要　　旨

本稿では、光連続量量子コンピューティングの計算原理と装置を紹介し、研究開発の現状と課題を整理する。光方式は、常温でも量子性が損なわれない光量子を用いて大規模な量子もつれを容易に生成できるため、大規模かつ誤り訂正可能な量子コンピュータを実現するための有力候補である。光方式に要する技術の多くは、既往の光通信技術を転用することで実現されているが、量子誤り訂正や量子優位性の達成に必須となる3次位相ゲート演算の実現をはじめとする多くの未解決の課題が存在する。こうした要素技術にかかる課題は、ハードウェアからソフトウェアまで広範に及ぶうえに、制御回路の開発の中で一体的に解決される必要がある。このため、光方式の開発には、さまざまな強みを持つ研究機関や企業による協力が不可欠である。光方式の実現には課題が多いものの、光による量子状態の伝送および操作の技術は、他の有力な方式の量子コンピューティングや通信の技術とも互恵関係にあるため、粘り強く研究開発を続ける意義は大きいものと考えられる。

キーワード：光量子コンピューティング、測定型量子計算、GKP 符号
JEL classification: L86、L96、O36

* NTT 先端集積デバイス研究所上席特別研究員（E-mail: toshikazu.hashimoto@ntt.com）
** 日本銀行金融研究所企画役（E-mail: kazutoshi.kan@boj.or.jp）

本稿は、日本銀行金融研究所からの委託研究論文である。本稿の作成に当たっては、武田俊太郎氏（東京大学）、および、國廣昇氏（筑波大学）から有益なコメントを頂いた。ここに記して感謝したい。ただし、本稿に示されている意見は、筆者たち個人に属し、日本銀行の公式見解を示すものではない。また、ありうべき誤りはすべて筆者たち個人に属する。

目　　次

１．はじめに

量子コンピューティングは、量子力学的な性質を応用する計算技術である。あらゆる粒子は、微視的なスケールでは量子力学的な性質を持つ。これまでに、光に加えて、超伝導回路、中性原子、イオンなどを用いる量子コンピューティングの方式が研究開発されている。どの方式も、実用的な量子コンピュータを実現するための有力候補ではあるが、それぞれに長所と短所があり、最終的に実現する方式は見通せない。本稿では、光を使う方式の 1 つである光連続量量子コンピューティング（continuous variable optical quantum computing）について、研究開発の現状と課題を整理する。

光量子コンピューティング（optical quantum computing）は、光エネルギーが量子化[1]されている光子（photon）を用いる方式と、レーザ光に代表されるコヒーレント光（coherent light）[2]の複素振幅（complex amplitude）[3]と呼ばれる物理量を用いる方式に大別される。この方式が、光連続量量子コンピューティング方式と呼ばれるものである（以下、光連続量量子方式と記載する）。前者の光子を使う方式は、単一の光子を高い精度で操ることが要求されるため、技術的難度が高い。このため、後者の光の複素振幅を使う方式が、実用的な量子コンピューティングの実現に有望であるとみられている。

光連続量量子方式の利点として、次の 3 点が挙げられる。第 1 に、光は常温でも安定している。より正確にいえば、光の量子状態が熱によるノイズ（または、擾乱〈じょうらん〉）を受けることがない。このため、経済的負担の大きい冷却装置や大型の装置が不要である。これに対して、超伝導回路を用いる方式では、熱によるノイズを除去するために量子コンピュータ全体を冷却装置に格納して極低温に保つ必要がある。あるいは、中性原子やイオンを利用する方式では、電場や光を使ってイオンや中性原子を空間中で静止させ外部環境からのノイズを受けないようにする。このため、装置が大型化してしまう。

第 2 に、大規模計算に必須となる大規模な量子もつれ（量子エンタングルメント）と呼ばれる状態を生成、維持、および操作することが、比較的容易である。第 3 に、光のパルス[4]で量子状態を表すため、高速の光通信技術を応用すること

[1] 物理分野における「量子（quantum）」は、数学分野における「離散（discrete）」を意味する。ごく弱い光が持つエネルギーは、連続的な値をとることができず離散的になる。物理分野では、こうした自然法則を慣用的に「量子化されている」と表現する。なお、連続量量子系は、量子力学的な性質を発現しつつ、その状態が連続的な値で記述される特殊な物理系を指す。

[2] コヒーレント光とは、状態の揃った多数の光子からなる光である。詳しくは 2 節を参照。

[3] 複素振幅は、量子状態の波の位相と振幅を同時に表す複素数である。その実部と虚部が定まると振幅と位相も一意に定まる。

[4] 光パルスとは、短い時間だけ発生する光の波を指す。光通信技術で信号として利用される。

により、現在の古典コンピュータのクロック周波数でテラヘルツ（THz）級に相当する情報処理（1秒当たり10の12乗個のパルスの処理）が可能であると考えられており、高速で動作する量子コンピュータの実現に有利である。

光連続量量子方式には、難点もある。第1に、任意の量子演算を実行するために必要となる非線形現象を引き起こす操作が、現在知られている光学材料をもとにしたデバイスだけでは実現が難しいことが知られている。第2に、光は常に光速で移動し、周波数も非常に高いため、わずかな経路の違いが光の干渉条件を変えてしまう。その結果、計算結果にも大きな誤差をもたらす。同期させた多数の光を空間的に並べて伝搬させながら、互いに影響させて計算を進めることは、極めて難しい。第3に、光は熱によるノイズを受けないものの、光子の消滅に相当する損失（減衰）の影響を受ける。この点は、中性原子やイオンなどを用いる他の方式にはない光特有の論点である。光連続量量子方式では、光の量子状態の生成・維持・操作のすべての過程で損失の抑制が必要となる。

第1と第2の難点を克服するために、測定型量子計算と呼ばれる計算技法が提案された（詳細は、3節を参照）。この技法の登場により、強い非線形操作が困難であった光連続量量子方式に活路が見いだされた。もっとも、測定型量子計算においても、第3の難点である損失の抑制は、依然として大きな課題である。

光連続量量子方式に要する技術の多くは、既存の光学部品や光ファイバ通信で培われた技術で賄うことができるものの、未解決課題もある。その多くは、計算途中に生じるノイズの影響を除去するための量子誤り訂正技術に関するものである。これには、理論と実装の両面での技術の改良が求められる。光連続量量子方式の現状と課題、将来の展望については、5節で解説する。

なお、量子コンピューティングが金融分野に与える影響については、暗号解読の脅威が懸念される一方で、証券化商品の価格づけの高速化や、計算に要するエネルギーの低減といった恩恵も考えられる。例えば、ビットコインのマイニングに要する電力需要の低下が期待できる。さらに、高い動作周波数（クロック）の光コンピューティングは、量子優位性（quantum advantage）[5]が得られずとも、低エネルギーかつ高速の計算によってコスト削減と環境負荷低減を実現しうる。したがって、実用に足る量子コンピュータの開発には未だ遠いながら、金融業界としても、光連続量量子方式のリスクと意義を理解しておくことは有益である。

本稿の構成は、以下のとおりである。2節では、光連続量量子方式の計算に用いられる状態を解説する。3節では、測定型量子計算の原理を解説する。4節では、実機開発のための光デバイス技術を紹介する。5節では、光連続量量子方式の課題を洗い出して整理する。6節は結びである。

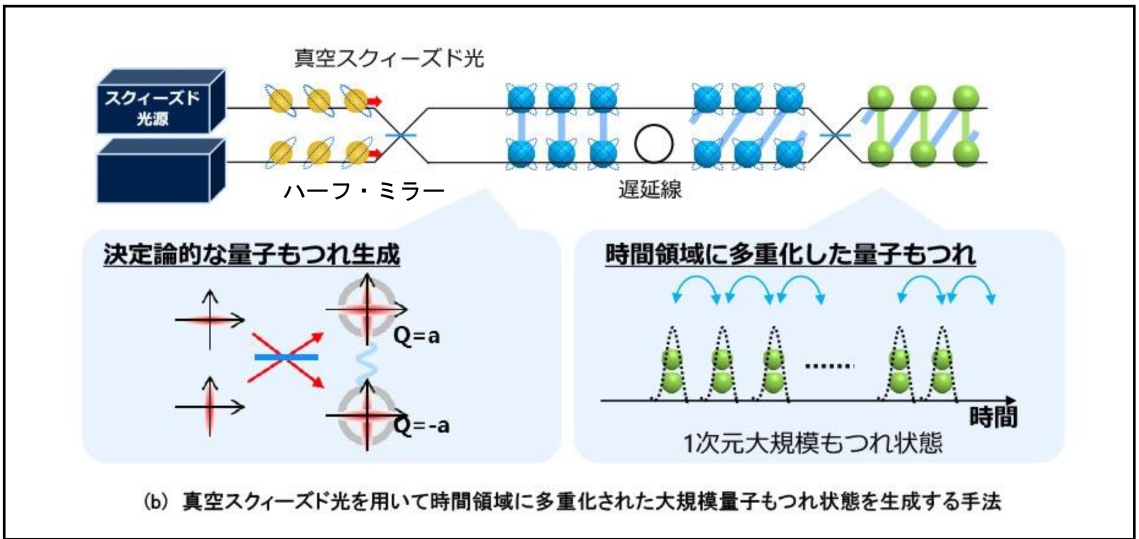
[5] 量子優位性、または、量子超越性（quantum supremacy）は、古典コンピュータが効率的に解けない問題を、量子コンピュータが効率的に解ける事象を指す。

2 節から 4 節は技術的な内容が中心となるため、光連続量量子方式の研究の現状、課題、意義に興味のある読者は、5 節と 6 節を中心に読まれたい。本稿で用いる記号一覧は、補論の前に付した。

２．光連続量量子とその扱い方

本節では、量子コンピューティングに用いる情報処理の基本単位である量子状態について解説する。他の方式では、さまざまな物理系で実現された量子ビット（quantum bit、または、qubit）と呼ばれる状態を用いるが、光連続量量子方式では、コヒーレント状態（coherent state）やスクイーズド状態（squeezed state）という量子光学における基本的な状態を用いる。これらの状態は、量子的な性質をもつ光の（複素）振幅で物理状態が表現され、光連続量量子とよばれる。本節（2）では、まず、光に限らない連続量量子であるコヒーレント状態について述べたあと、光連続量量子のもととなるコヒーレント光と他の方式の量子ビットに相当する直交するスクイーズド光、さらに量子ビットの配置に相当する状態時間領域多重化について述べる。これらの量子状態の準備のイメージは図 1 のとおりである。

図１ 光連続量量子状態の準備



（１）連続量量子の利点

一般的に、量子コンピュータでは、「0」と「1」の 2 つの状態の重ね合せ（superposition）によって量子情報を表現する。この量子情報は、量子ビットと呼ばれる。量子コンピューティングは、量子ビットに演算操作を施すことで進む。計算に用いられる複数の量子ビットは、相互に依存関係を持つ量子もつれ（量子エンタングルメント、entanglement）の状態にある。この方式は、量子情報が「0」と「1」の離散量に符号化されるため、離散量量子コンピューティングともいえ

る。

これに対して、連続量量子コンピューティングでは、量子情報は連続変数として表現される。多くの場合には、量子力学的な振舞いをする巨視的（マクロ）な多粒子系の状態（後述するコヒーレント状態）に対して、量子情報が埋め込まれる。連続量量子は、値は離散化されていないが、重ね合せや量子もつれを発現することから、量子的な効果を利用した情報処理が可能である。

連続量量子コンピュータには、以下の利点がある。第1に、ノイズに強く容易に実現できる巨視的な状態の操作（古典的な操作）によって、一般的にノイズに弱く繊細さが要求される量子情報処理の操作を実現できる。第 2 に、1つの量子状態が多数の粒子で構成されるため、多粒子系の自由度を使うことで、1つの量子状態を使って量子誤り訂正（quantum error correction）等の操作が可能となる。対照的に、多数の量子状態を使って誤り訂正を実現する場合には、操作が煩雑になる。例えば、量子ビットを物理的に移動させる際に、一群の量子状態をすべて移動させる必要がある。

（２）コヒーレント状態

本節（2）では、前段で述べた連続量量子コンピューティングの利点の1つ目について詳述する。古典操作で量子状態を操作できる状態の典型は、コヒーレント状態である。

コヒーレント状態は、注目する状態変数が揃った粒子を寄せ集めることにより、多粒子系で古典的な状態を近似的に表現したものである。代表例であるレーザ光は、周波数という状態変数が揃った光子が集まった光である。コヒーレント状態は、光連続量量子方式において、装置開発の文脈では単にレーザ光と呼ばれ、光の状態に着目する理論的な文脈ではコヒーレント光と呼ばれる。本稿では、両者を同じ意味で使う。なお、コヒーレント光の詳細は補論A（ハ）を参照されたい。以下では、コヒーレント状態の一般的な性質を述べる。

コヒーレント状態は、ある種の波と考えることができる。波としての振動の大きさである振幅と、振動する周期における位置を表す位相（phase）、振動の方向である偏光（polarization）の3つで表現され、偏光を固定し振幅と位相を定めると、2つのパラメータ（余弦〈cosine〉成分と正弦〈sine〉成分）で一意に特定される。また、数式の取扱いの容易さから、複素数の実部と虚部にそれぞれを割り当てた複素振幅も頻繁に利用される。本稿においても、位相と振幅に代えて、複素振幅を用いる。余弦成分と正弦成分の値の広がりの積には、不確定性原理（uncertainty principle）による下界があり、この下界を達成する古典的な状態に近い状態がコヒーレント状態である。コヒーレント状態は、以下の性質を持つ。

- コヒーレント状態は、相空間（そうくうかん、phase space）における連続

なパラメータで指定される。例えば、古典力学の運動は、位置と運動量を座標とする空間の軌跡として表現できる。このような物理状態の時間的な変化を表現できる数学的な空間を相空間と呼ぶ。

- コヒーレント状態は、さまざまな粒子状態が混ざり合った状態であるが、おのおのの粒子は、上記の相空間上の状態にコヒーレンス（一貫性）をもっているため、多粒子系全体で一体化した状態となる。
- コヒーレント状態はコヒーレンスをもった粒子状態を重ね合せた状態であるため、その変化もコヒーレンスを保ったものとなる。このため、コヒーレント状態は、安定しており崩れにくい。また、コヒーレント状態の時間的な変化は、相空間上の古典的な軌道と類似する。
- コヒーレント状態は、ある種の操作に対して状態が変化しないという特性（対称性）をもっている。このため、その操作を通して外界からのランダムな影響があってもコヒーレント状態は崩れにくい。

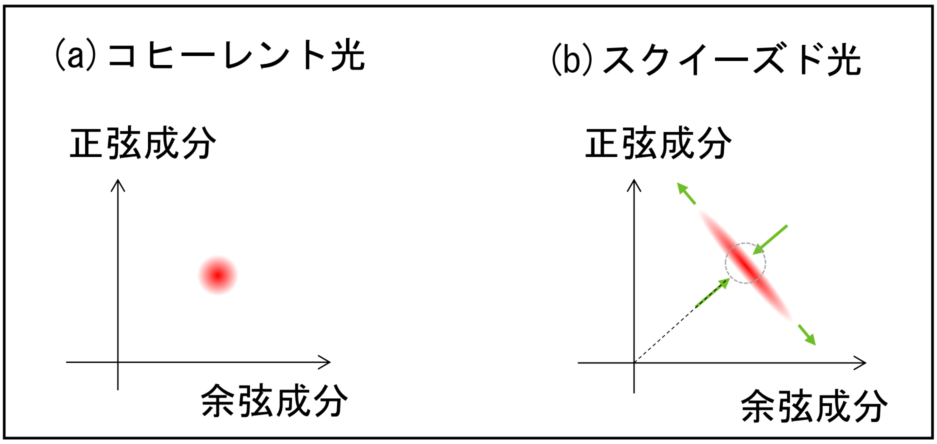
これらの性質は、光連続量量子コンピュータの場合、レーザ光を使うことで自然に達成されるため、表立って議論されることは少ないが、光連続量量子コンピュータを実現するうえで重要な性質である。本稿では、コヒーレント状態の性質については、これ以上立ち入らないが、興味のある読者は、Dey, Samuel and Vidyarthi [2022]、倉辻［2005］を参照されたい。

（３）コヒーレント光とスクイーズド光

コヒーレント光の状態は、偏光を固定すると、複素振幅を定める 2 つのパラメータ（余弦成分と正弦成分）で一意に特定される。2 つのパラメータは、それぞれ連続値をとる。コヒーレント光の相空間は、複素振幅の 2 つの成分（余弦成分と正弦成分、または、実部と虚部）を軸とする 2 次元の平面となる。相空間のなかで、コヒーレント光は、1 点を中心に等方に量子ゆらぎ（存在確率、quantum fluctuation）が広がった状態となる（図 2 左）。

スクイーズド光（squeezed light）とは、コヒーレント光に対して、相空間において、特定の軸でみたときの量子ゆらぎの幅を狭め、他方の軸でみたときの幅を広げた光である（図 2 右）。視覚的には、量子状態を相空間上で特定の方向に引き伸ばして「絞る（squeeze）」操作とみなせるため、スクイーズド光と呼ばれる。

図２　コヒーレント光とスクイーズド光



なお、これらの相空間上の量子ゆらぎの広がりは、不確定性原理から、一定の水準以下には狭められない。スクイーズド光の数学的な取扱いについては、補論 A（ニ）、（ホ）を参照されたい。

光連続量量子方式では、直交する 2 つの方向に引き伸ばしたスクイーズド光を用いる。2 つのスクイーズド光は概ね直交した状態とみなせるため、直交位相振幅測定（詳しくは、4 節を参照）で識別でき、量子ビットにおける「0」「1」などと同様に区別できる状態として扱うことができる。さらに、これらの状態をハーフ・ミラーに通過させて量子もつれを生成して、計算に利用する。ここで、ハーフ・ミラーは、入射した光を 2 つ以上の経路に分割する光学素子（ビーム・スプリッタ）の役割を果たす。数学的な背景は、補論 D を参照されたい。

（４）時間領域への多重化

光連続量量子方式では、スクイーズド光の引き伸ばす方向以外にも、光パルスの遅延の幅でも区別できる状態の次元を増やせる。これを時間領域多重化（time-domain multiplexing）という。

物理的には、光路を通過する光パルスを N パルス分だけ遅らせる操作を施すことで、光パルスを異なる時間スロット（time-bin）に振り分け、区別できるような異なる状態として取り扱う。このような量子状態の表現方法を、タイム・ビン符号化（time-bin encoding）と呼ぶ。

光連続量量子方式では、早い時間スロットの状態と遅い時間スロットの状態の重ね合せや量子もつれを作成することもできる。

（５）離散量と連続量の量子コンピューティングの比較

一般に、離散量と連続量の量子コンピューティングは、いずれのアプローチが優れているだろうか。この点について、以下では若干の考察を行う。

古典計算（量子ビットを利用しない通常の計算）において、離散量と連続量のデータの本質的な違いは、誤り訂正の容易さである。離散量のデータ（デジタル・データ）の場合には、ノイズなどの影響で生じたデータの誤りは、ある閾値以下であれば、デジタル処理により正確かつ容易に訂正できる。連続量のデータ（連続的な信号）の場合には、誤りが生じたデータと正常なデータの区別が困難であるため、そのままでは誤り訂正が困難である。もっとも、連続的な信号は、サンプリングすることでデジタル・データ化（離散化）できる。離散化は、それ自体が誤差をもたらすものの、信号に含まれる最大周波数の 2 倍以上の周期でサンプリングすれば、元の連続的な信号を完全に復元できる（サンプリング定理）。このため、信号の復元等にかかる計算のコストが LSI（large scale integration）技術により低下した現代においては、利用したい情報を表す波の周波数に上限がある場合には、連続的な信号を離散化し[6]、誤り訂正が容易なデジタル技術を活用することが趨勢となっている。

量子計算の場合にも、データの誤り訂正が可能であるが、離散量（量子ビット）と連続量（連続量量子）では誤り訂正の困難さが異なる。物理的に実装された量子ビット（物理量子ビット〈physical qubit〉）は、誤り率が小さくないため、多数の物理量子ビットを使った符号化が必要となる。さらに、測定によって状態が変化してしまうため、誤りの有無を検知したい物理量子ビットを直接的に測定せずに誤り訂正する必要がある。このため、誤り訂正可能な符号化には、さらに多くの物理量子ビットが必要となる。物理量子ビットに対する誤り訂正可能な符号化として、スタビライザ符号（stabilizer code）や表面符号（surface code）などが提案されており、実証研究も蓄積されている。

他方、連続量量子の場合には、連続量量子を物理量子ビットで表して誤り訂正するのでなく、また、連続量をデジタルで近似する古典の場合とも異なり、連続量量子の性質を上手く使った符号化が望ましい。そのような符号化として GKP 符号（Gottesman-Kitaev-Preskill code、Gottesman, Kitaev, and Preskill [2001]）と呼ばれる量子誤り訂正符号が提案されている。GKP 符号は、連続量の量子を等間隔で離散化し、それらの点の重ね合せで符号を形成する。その符号化された状態からの乖離を検知することにより、誤りを検知および補正する。なお、誤り訂正によってノイズ耐性を持ち、デジタル動作が可能になった量子ビットを、論理量子ビット（logical qubit）と呼ぶ。

離散量と連続量の量子状態に対する誤り訂正を比較したときに、いずれが優れているかについては、今後の技術動向を見極める必要がある。現状では、連続

[6] 例えば、可聴域の周波数はおよそ 20 キロヘルツ（kHz）以下であることから、コンパクト・ディスクのサンプリング周波数は 44.1 キロヘルツとなっている。こうしたサンプリング定理の知見から、アナログ機器の多くがデジタル機器に置き換えられている。

量と離散量の誤り訂正技術の研究開発に緩やかながらシナジーが働いている。量子ビット（離散量量子）の誤り訂正では、古典における多値化に相当する技術を取り入れた手法（GKP 符号と同系統のボゾニック符号[7]）が提案されている。他方、連続量量子の誤り訂正では、実装技術の制約などから生じる不完全な GKP 符号化では十分な誤り訂正能力を得ることが困難である。そこで、離散量量子をもとに作成した不完全な論理量子ビットを複数組み合わせて、高い誤り訂正能力をもった論理量子ビットを実現する手法も考案されている。この手法は、物理量子ビットにおける誤り訂正技術の応用である。これらの取組みからわかるとおり、いずれの技術が優れているかを早期に判断せず、両方を研究開発していく意義があるといえる。

３．連続量の量子計算

光連続量量子方式では、大規模な量子もつれ状態を比較的容易に作ることができる利点を活かせる測定型量子計算（measurement based quantum computation）とよばれる計算手法が有望とみられている。測定型量子計算では、あらかじめ大規模な量子もつれ状態を用意して、それに逐次的に測定を行いながら計算を進めていく。さらに、誤り訂正符号として、GKP 符号が有望とみられている。これらの技術は、その他の量子コンピューティング方式で広く採用されている離散量子系での量子ゲート演算に基づくものと大きく異なることから、本節（1）では、まず、連続量量子系での量子ゲート演算による計算パラダイムを紹介する。次に、本節（2）で測定型量子計算、本節（3）で GKP 符号について解説する。

（１）連続量量子のゲート操作

量子ビットを使った量子計算では、量子ビットに対して、量子ゲート演算と呼ばれる操作を繰り返すことにより、計算を進める。連続量量子系においても、同様の演算操作が存在する。本節（1）では、これら 2 つの演算体系を対比させるかたちで、連続量量子系の量子ゲート演算を解説する。表 1 は、量子ビットと連続量量子に対するゲート演算をまとめたものである。

[7] ボゾニック符号（Bosonic code）は、連続量量子を使った量子誤り訂正符号の総称である。連続量量子を実現するには、光子などのボーズ粒子が必要であるため、ボゾニック符号と呼ばれる。

表１　量子ビットと連続量量子に対するゲート操作の対応関係

	量子ビット		連続量量子	
			$\hat{x} = (\hat{a}+\hat{a}^{\dagger})/\sqrt{2}$ ～振幅の実部 $\hat{p} = -i(\hat{a}-\hat{a}^{\dagger})/\sqrt{2}$ ～振幅の虚部	
	非線形操作が必要		光量子の場合、スクイーズド光源とスプリッタや位相シフタ等よく使われる線形光学素子で実現可能	
クリフォード・ゲート ガウス型ゲート （古典演算で高速に演算可能）	ビット反転ゲート $\hat{\sigma}_x$	計算基底 $\{\|0\rangle, \|1\rangle\}$	x 変位ゲート $\hat{X}(s) = e^{-2is\hat{p}}$	計算基底 $\{\|x\rangle \mid x$ は座標$\}$
	位相反転ゲート $\hat{\sigma}_z$	共役基底 $\{\|+\rangle, \|-\rangle\}$	p 変位ゲート $\hat{Z}(s) = e^{2is\hat{x}}$	共役基底 $\{\|p\rangle \mid p$ は運動量$\}$
	制御NOTゲート $\|x\rangle\|x'\rangle \to \|x\rangle\|x+x' \bmod 2\rangle$		量子非破壊ゲート $\|x\rangle\|x'\rangle \to \|x\rangle\|x+x'\rangle$	
非クリフォード・ゲート 非ガウス型ゲート （非古典性を生み出す演算）	Tゲート $\hat{T} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\pi/4} \end{pmatrix}$		3次位相ゲート $\exp(i\gamma\hat{x}^3)$	

イ．離散量子系のゲート操作

量子ビットは、「0」と「1」という 2 つの区別できる状態をもとに作られる量子状態である。これを表すのに用いられるのが、スピン（spin）[8]と呼ばれる磁石の最小単位を抽象化したものである。スピンは、ベクトルとしての長さの自由度はないが、空間的な向き（x, y, z軸方向）の自由度を持つ。ある方向（例えばz軸方向）のスピンの向きを測定すると、その方向に対して正の方向か負の方向かのいずれかとなる。それぞれの状態をスピン・アップ（spin up）、スピン・ダウン（spin down）と呼ぶ。これらを、量子ビットの「0」と「1」に対応させることが多い。

まず、計算に用いる標準的な状態であるスピン・アップとスピン・ダウンを、

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, |1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

というベクトルで表現する。これらの複素係数による線形和

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

が量子ビットである。ベクトル成分の複素係数の絶対値の 2 乗$|\alpha|^2, |\beta|^2$が$|0\rangle, |1\rangle$の測定される確率に対応することから、量子ビットを表すベクトルの長さの 2 乗$|\alpha|^2 + |\beta|^2$は 1 になることが要請される。スピンのx, y, z軸方向に関する特定の操作に対応する演算子は、z軸方向を基準として、係数を省略して、

[8] スピンは、粒子が持つ量子力学的な角運動量の一種であり、磁気モーメントを生じさせる原因である。空間的な向きの自由度を持つが、ある方向のスピンを測定すると、不確定性原理により、これ以外の向きの成分は不明になる点が、古典的な磁気モーメントとは異なる。

$$\hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \hat{\sigma}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

となる。これらのうち、$\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y$はスピンの向きを変化させる操作に対応している。$\hat{\sigma}_z$は$z$軸方向への磁場、$\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y$はそれぞれ$x$軸、$y$軸方向の磁場（横磁場ともいう）を掛ける操作に対応する[9、10]。これらの行列は、パウリ行列（Pauli matrices）と呼ばれる。

これらのうち、x軸方向の操作$\hat{\sigma}_x$は、行列の成分表示から自明であるが、$|0\rangle$と$|1\rangle$を置き換えるビット反転ゲートである。次に、2 つのスピン状態を合わせて

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm |1\rangle)$$

という状態を考える。このとき、$\hat{\sigma}_z$は$|\pm\rangle$において、$|0\rangle$の成分に対して$|1\rangle$の成分の位相を反転する位相反転ゲートとなる。また、制御ビット（control bit）と呼ばれる入力$|x\rangle$の状態に応じて、標的ビット（target bit）と呼ばれる操作対象$|x'\rangle$の状態を反転する操作$\hat{U}_{\mathrm{CNOT}}|x\rangle|x'\rangle = |x\rangle|x' + x \mod 2\rangle$は、制御 NOT ゲート演算（controlled NOT gate）と呼ばれる。

これら 3 つの基本的な演算ゲートは、クリフォード・ゲート（Clifford gates）と呼ばれる。クリフォード・ゲートを用いた計算は、古典コンピュータで効率的にシミュレーション可能であること（Gottesman-Knill 定理）が知られている。このため、クリフォード・ゲートのみを用いる限りでは、量子計算は、古典計算の（計算量理論的な意味での）演算効率を上回ることができず、いわゆる量子優位性はもたらされない。

量子優位性を得るためには非クリフォード・ゲートが必要であり、量子計算でよく用いられるものは、$\pi/4$ゲートまたは T ゲートである。その行列表現は、

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\pi/4} \end{pmatrix}$$

となる。クリフォード・ゲートと T ゲートを組み合わせると、任意の量子計算を実現できることが知られている。こうした性質を持つゲートの集合は、ユニバーサル（universal）であるいう。

ロ．連続量量子系のゲート操作

上記の離散量量子系（量子ビット）に対比させる形で、連続量量子系に対する操作を説明する。連続量量子系として、多くの場合には、複素振幅を量子化した

---

9 これらに相当する操作は、超伝導流を使った量子ビットにおいても、物理的に実現できることが知られている。超伝導の場合は、磁場をかける操作ではなく、マイクロ波のパルスを使った操作となる。

10 $\hat{\sigma}_z$はスピンのアップ、ダウンに応じて 1 または-1 を固有値とする演算子となっている。

物理系が使われる。複素振幅に対応する演算子を$\hat{a}$と表す。この演算子は、消滅演算子（annihilation operator）と呼ばれ、量子光学では、光子数を減じる操作に対応している。また、そのエルミート共役[11]をとった演算子 $\hat{a}^\dagger$は、生成演算子（creation operator）と呼ばれ、光子数を増やす操作に対応している。これらの背景にある理論については、補論 A を参照されたい。

いま、この複素振幅$\hat{a}$の実部と虚部をとって

$$\hat{x} = (\hat{a} + \hat{a}^\dagger)/2\,,\hat{p} = -i\,(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)/2$$

とする。これらの演算子は、古典力学の相空間の座標である 2 つの連続的な値をとる物理量（位置xと運動量p）に相当する。これら 2 つの演算子は$\hat{x}\hat{p} - \hat{p}\hat{x} = i$となり積の順序の入れ換えが同じにならない（可換ではない）ため、対応する物理量が同時に測定できないことを意味している[12]。

これらの演算子について、$\hat{x}|x\rangle = x|x\rangle, \hat{p}|p\rangle = p|p\rangle$という固有状態と、変位操作$\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a})$を考える。変位操作は、コヒーレント状態を作る操作に対応するものである（補論 A を参照）。これらを用いると、計算は割愛するが、

$$\hat{D}(s)|x\rangle = \exp(-i2s\hat{p})\,|x\rangle = |x + s\rangle,$$

$$\hat{D}(is)|p\rangle = \exp(i2s\hat{x})\,|x\rangle = |p + s\rangle$$

となる。すなわち、$\hat{D}(s)$と$\hat{D}(is)$は、座標をずらず操作であるx変位ゲートとp変位ゲートに相当することがわかる。

また、測定対象の状態$|x\rangle$に応じて変位させるものを、非破壊ゲート

$$\hat{U}_{\mathrm{QND}}|x\rangle|x'\rangle = |x\rangle|x' + x\rangle$$

と呼ぶ。このゲート演算は、変位させる値に制限がなく、座標をシフトするだけの線形操作である。この点は、量子ビットでは剰余をとるという非線形な操作であることとは対照的である。以上はクリフォード・ゲート操作に対応するものであり、光連続量量子の場合はガウス型操作（Gaussian operation）と呼ばれる。

非クリフォード・ゲートに対応する演算は、光連続量量子方式では非ガウス型操作（non-Gaussian operation）と呼ばれ 3 次以上の位相ゲートと呼ばれる操作になることが知られている。数学的には、3 次位相ゲート（cubic phase gate）は、ユニタリ変換 $\exp(i\gamma\hat{x}^3)$で表現される。この操作を物理的に実現するには、3 次の項である演算子$\hat{x}^3$に対応する操作を作用させればよい（すなわち、演算子$\hat{x}^3$を含む力学系を時間発展させればよい）。しかし、現在までに知られている物質の性質のみを使って、意味のある大きさのγを実現するのは事実上不可能と考えられており、物質の性質のみを使って連続量量子系ですべての量子操作を実現す

---

11 エルミート共役は、行列を転置したうえで、複素数である各成分の複素共役をとったもの。複素共役は、実部を変えずに虚部の符号のみを反転させたもの。

12 $\hat{a}$は、交換関係 $\hat{a}\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a} = 1$があるため可換ではない。これと同様に、$\hat{x}, \hat{p}$についても、$\hat{x}\hat{p} - \hat{p}\hat{x} = i$となるため、可換ではない。右辺が 0 となる可換の場合には、対応する 2 つの物理量は同時に無限の精度で決定できる。

ることは困難であるとみられる。この課題を回避する方法として、測定型量子計算が注目されている。

（２）測定型量子計算の計算原理

測定型量子計算では、量子もつれ状態にある 2 つの量子状態のうち、一方を特定の方法（角度）で測定[13]することで他方に所望の変化を引き起こす操作を、適応的（adaptive）に繰り返す。「適応的」の意味は、計算過程において、それまでの測定結果に応じて、その後の測定の方法（角度）を変化させることを表す。本節（2）イ．とロ．では、計算の基本原理である測定誘起操作（measurement-based operation）と、これを計算原理として用いた測定型量子計算の進行過程の全体像を解説する。測定誘起操作の重要な具体例であり、測定型量子計算においても重要な役割を果たす量子テレポーテーション（quantum teleportation）については、補論 C で紹介する。

イ．量子もつれと測定誘起操作

量子もつれは、2 つの量子系の測定結果が相関を持つ状態である。以下のような量子もつれの典型例

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_1|0\rangle_2 + |1\rangle_1|1\rangle_2)$$

を考える。右下の添え字は、それぞれ 1 つ目と 2 つ目の量子ビットであることを表す。この場合、1 量子ビット目と 2 量子ビット目は、両者とも測定するまで$|0\rangle$か$|1\rangle$かが定まっていないにもかかわらず、一方を測定すると、他方も必ず同一の測定結果になる。この状態は、2 つの量子ビットが完全に相関（または反相関）するベル状態（Bell state）の 1 つである。

この量子もつれを用いると、一方の量子ビットの測定により他方の量子ビットに影響を与えることができる。そして、適切な量子もつれの状態を用意できれば、測定結果から所望の作用が行われた量子状態が得られているか否かを判定できるため、測定結果が有用な状態に結び付いたものであれば、それを選択すればよい。これが測定誘起操作である。測定誘起操作では、測定する量子ビットを

---

13 測定という操作は、数学的には、測定操作に対応する演算子の固有状態への射影に相当する。この固有状態を、測定の基底と呼ぶ。測定の基底選択の方法に応じて、確定する物理量が変化する。また、測定された量子状態と量子もつれの関係にあった量子状態も変化する。

例えば、演算子$\hat{\sigma}_z$の固有状態は、z軸方向の上向きまたは下向きのスピンであるが、この物理量は$\hat{\sigma}_z$に対応する測定で変化しない。しかし、$\hat{\sigma}_x$で測定すると、確率 2 分の 1 で$|+\rangle$、または、$|-\rangle$の状態をとる。すなわち、演算子$\hat{\sigma}_x$に対応する測定は、その固有状態への射影に相当する。このように、測定により、状態の取り方に制限を与えられることを使って測定型量子計算が行われる。

制御量子ビット（control qubit）と呼び、作用を及ぼす量子ビットを目標量子ビット（target qubit）と呼ぶ。具体的には、制御量子ビットが$|1\rangle$のときに、目標量子ビットに演算子$\hat{U}$を作用させ、制御量子ビット$|0\rangle$のときは、何もしない恒等操作$\hat{I}$を作用させる演算は

$$|0\rangle\langle 0| \otimes \hat{I} + |1\rangle\langle 1| \otimes \hat{U}$$

と書ける。ここで、$|0\rangle\langle 0|$と$|1\rangle\langle 1|$は、制御量子ビットの状態を表す。テンソル積$\otimes$を用いた項$|1\rangle\langle 1| \otimes \hat{U}$は、制御量子ビットが$|1\rangle$の場合のみ、2 つ目の量子ビットに演算子$\hat{U}$を作用させることを意味する。この操作は、古典計算におけるプログラムの条件分岐処理に対応するような操作をもたらすものであり、量子コンピュータにとって基本的な操作になる。

ロ．測定型量子計算の進み方

測定型量子計算では、はじめに量子もつれの関係にある大量の量子状態を生成し、その後は量子状態の測定を繰り返すことで、所望の量子操作を実現する。はじめに測定型量子計算の 3 つの特徴を述べる。

1 つ目の特徴は、測定型量子計算の手法がゲート型量子計算と計算の進め方が大きく異なることである。ゲート型量子計算とは、本節（1）で解説したように、量子ゲート演算を繰り返したのち、最後に測定して所望の結果を得る計算パラダイムである。ほとんどの量子コンピューティング方式は、ゲート型量子計算を採用している。これに対して、測定型量子計算では、系を部分的に測定して、測定結果に応じて、その後の測定方法（基底）を適応的に変化させることで、所望の操作を実現する。

2 つ目の特徴は、量子的な操作と古典的な操作の分離である。量子的な操作は事前準備に当たる大規模な量子もつれの生成の部分に集中させることができ、その後に施される測定の結果は古典的な情報（信号）として扱える。この情報は、残りの系にフィードバックされることで計算が進む。さらに大規模な量子もつれ自体はクリフォード演算で修正できるため、量子操作に伴う誤りの混入を抑制しやすい手法になっている。

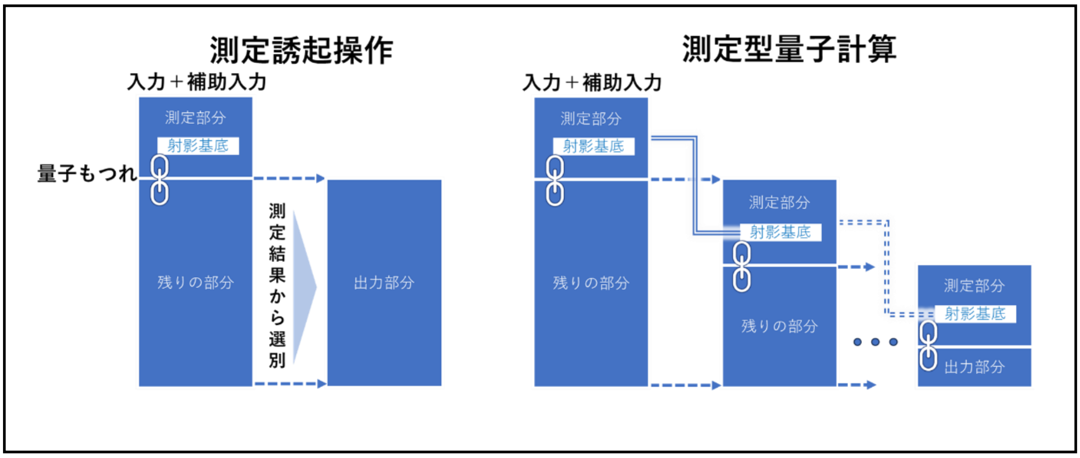
3 つ目の特徴は、ゲート型の量子操作では、解きたい計算問題に合わせて量子回路を組む必要がある一方、測定型量子計算では、計算問題は測定結果をフィードバックする古典操作で表現されるため、計算問題に関係なく事前に大規模な量子もつれを用意すればよい、ということである。しかも、生成する量子状態はもつれていれば一様なものでよい。

光連続量量子方式は大規模な量子もつれの生成が物理的に容易に実現できるため、測定型量子計算の後者 2 つの特徴と相性がよく、測定型量子計算を実現する有望な方式であるとみられている。

つぎに、測定型量子計算の概略を測定誘起操作と対比して説明する。測定誘起

操作と測定型計算の違いを図 3 に示す。いずれの方法も、ある量子状態を測定することにより、残された量子状態に所望の影響を与える点では共通である。両者の違いは、測定型計算では、ある測定の結果が、その後の（射影）測定における基底選択に反映されることである。測定結果は確率的に得られるものであるが、その測定結果に応じてつぎの測定方法を変えることで所望の操作を実現することができる。

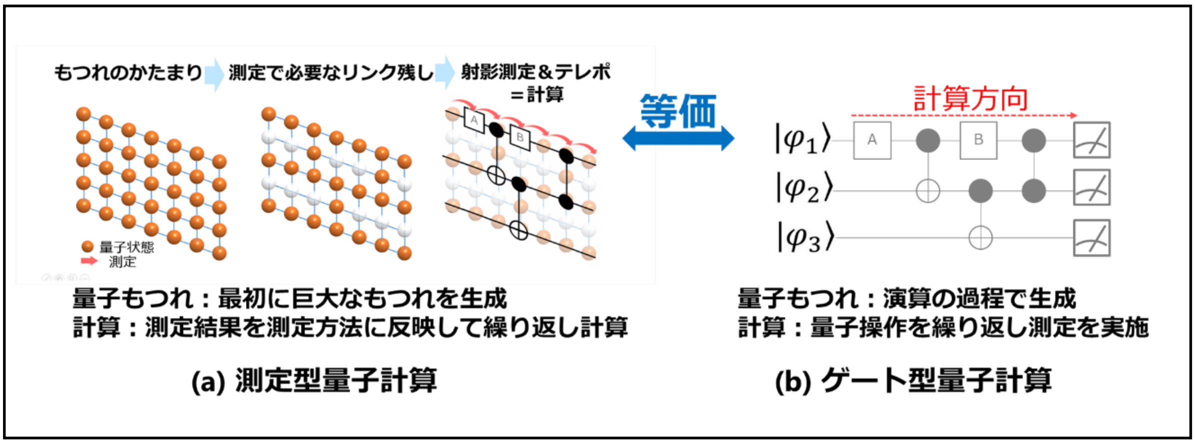
図３ 測定誘起操作と測定型量子計算



全体の計算の流れの一例として図 4 にそのイメージを示す。まず、大規模かつ密に関連した量子もつれ（クラスタ状態）を用意する。次に、不要な部分を測定して、必要な量子もつれのネットワークを残す。この状態は、ネットワーク状態と呼ばれる。その後、順次、量子状態に対して適応的に測定を行う。すなわち、測定結果は、後続の計算プロセスにおいて利用（フィードフォワード）され、必要に応じて量子テレポーテーションも行われる。このような操作を繰り返し、最後に残された量子状態に所望の結果が格納されることとなる。この方法で任意の量子計算（ユニタリ操作）が実行可能であることが知られている。すなわち、測定型量子計算は、量子ゲート型の回路と等価な能力を持つ。

測定型量子計算において、基底選択の方法がアルゴリズムに相当する。その具体的な構成方法は、初期状態に当たる大規模な量子もつれのネットワーク構造や実行したい演算によって定まる。技術的に難解な内容であるため本稿では割愛するが、興味ある読者は、小柴・藤井・森前［2017］などの基本書を参照されたい。

図４ 測定型量子計算のイメージ



（３）GKP 符号とゲート操作

物理的に実装された量子状態は、ノイズの影響を受けやすい。ノイズには、熱などの外部環境からもたらされるもののほか、演算操作によるものもある。とりわけ、多段階の操作を施す量子計算では、ノイズの影響が指数関数的に増加してしまうため、ノイズを低減する技術だけでは安定的に計算結果を得ることはできない。そのため、大規模な計算を実行するためには、誤り訂正の技術が必要である。

量子誤り訂正の方法として、さまざまなものが提案されている（基本書として、Nielsen and Chuang [2010]などを参照）。符号化による誤り訂正は、古典と量子の別を問わず、多数の物理的なビットを使って、デジタル動作（閾値動作）する論理ビットを実現する。例えば、古典ビットで、論理ビットの「0」を、3 つの物理ビット「000」として表現すれば、このうち 1 つがノイズで反転して「001」となっても、まず、3 つが同じでないということで誤りを検出でき、さらに多数決で「0」の状態を復元できる。

量子ビットの場合には、単純な測定により情報を読み出すと量子ビットの状態が変化することから、余分な量子ビットを付け加えて量子もつれを作り、ある操作に対して固有状態となり、かつ不変となる状態を符号化状態として用いる。このとき、ある操作を作用させた結果、同一の状態とならない場合はエラーと判定して補正する。このような操作は、数学では固定化作用（スタビライザ）と呼ばれる。複数のスタビライザを組み合わせて、符号化およびエラーの検出と訂正を体系的に行うことができる。このように、量子ビットの場合には、複数の量子ビットを用いて誤り訂正可能な状態に符号化する。この方法の難点は、複数の物理量子ビットから構成される論理量子ビットを操作する場合には、構成要素である物理量子ビットのすべてを操作する必要があるため、操作性やノイズの混入などの観点で課題が発生することである。

連続量量子の場合には、1 つの連続量量子状態が多数の量子ビットに相当する量の情報を保持できるため、1 つの連続量量子状態だけを使って、誤り訂正符号化を完結させることができる。すなわち、連続量量子の場合は、論理量子ビットに対する操作が、1 つの物理量子状態に対する操作で済む。この点も連続量量子を使う利点と考えられる。

光連続量量子状態に適した誤り訂正符号として、GKP 符号が有望とみられている。GKP 符号のアイデアは、複素振幅に対応する複素平面において、その格子点の各点に存在確率を均一に持たせた状態（1 次元の場合は Dirac comb とも呼ばれる）を用意し、格子点からはずれた状態を検出して誤り訂正を行うというものである。GKP 符号では、複素平面上の格子点全体をずらす（格子間隔dの整数倍で平行移動させる）操作を施しても、量子状態は変わらないことが期待される。したがって、この操作がスタビライザとなる。以下では、その具体的な構成をみる。

まず、格子間隔dだけ平行移動させる操作は、複素振幅の実部と虚部$\hat{x} = (\hat{a} + \hat{a}^\dagger)/2, \hat{p} = -i(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)/2$を用いると、実部方向の平行移動が$\hat{D}_x(s) \stackrel{\text{def}}{=} \hat{D}(s) = e^{is\hat{p}}$、虚部方向の平行移動が$\hat{D}_y(s) \stackrel{\text{def}}{=} \hat{D}(is) = e^{is\hat{x}}$のように与えられる。これを用いると、原点を格子間隔dの整数倍だけ並行移動させ、それらを重ね合わせた状態が、

$$\sum_{n_x,n_y} \hat{D}_x(n_x d)\hat{D}_y(n_y d)\left|原点\right\rangle$$

と表せる。この状態は、並行移動に対して不変になるため、一見すると、符号状態となるように思われる。しかし、この操作を施すと、各格子点の位相にずれが生じてしまう。すなわち、$\hat{x}$と$\hat{p}$の演算子には、$\hat{x}\hat{p} - \hat{p}\hat{x} = i$という交換関係があるため、$\hat{D}_x(s)$と$\hat{D}_y(s)$も可換でない。ただし、この場合には、変位演算子には

$$\hat{D}(\alpha)\hat{D}(\beta) = e^{\alpha\beta^* - \alpha^*\beta}\hat{D}(\alpha + \beta),$$

という関係が成り立つ[14]。これを上記の平行移動の操作に当てはめると、

$$\hat{D}_x(n_x d)\hat{D}_y(n_y d) = e^{id(n_x\hat{p} + n_y\hat{x})}\left(e^{id^2/2}\right)^{n_x n_y}$$

となる。すなわち、dが適当な値だと各格子点の位相がさまざまな値になってしまうことがわかる。これは、並行移動操作を施すと、格子点の位相が変化してしまうため、スタビライザとならないことを意味する。

ただし、パラメータdをうまく選んだ場合には、位相が変化せずスタビライザとなる。具体的には、$e^{id^2/2} = 1$、すなわち$d = 2\sqrt{\pi}$とした場合である。この格子間隔dを選んだ場合の量子状態を、GKP 符号状態という。

[14] この関係は、変位演算子がハイゼンベルク・ワイル群（Heisenberg-Weyl group）をなすことを用いて導かれる。

上記のような理論的な GKP 符号状態の問題点の 1 つは、複素平面全体に広がる無限個の格子点からなることである。無限大の振幅を持つ点を含み、状態が持つエネルギーも無限大になることから、物理的には実現できない。このため、現実には、格子点の数を原点付近に絞った状態が GKP 符号状態として利用される。原点付近に絞った GKP 符号状態は、不確定性原理にしたがって、各格子点の存在確率も、ある程度の広がりをもつ。また、物理的に実現する際の不完全性によっても広がりが発生する。このような現実的な状態を用いた誤り訂正は、理論と実装の両面で発展途上であり、研究が盛んに行われている。理論面での研究結果としては複数の不完全な GKP 符号状態を用いて、さらに誤り訂正符号状態を形成するなどして、符号化に階層性を持たせて不完全性を補うなど、不完全性を許容するための検討が進められている。物理的に実現されたものとしては、現状は、シュレーディンガーの猫状態[15]をもとに、1 次元かつ存在確率のピーク（格子点）の数も 3 個程度の簡単なものしか実現していない（Konno *et al.* [2024]）。光連続量量子を使って GKP 符号状態をつくるためには強い非線形操作が必要であり、技術発展の余地が多く残されている。

４．光連続量量子コンピュータに用いられるデバイス技術

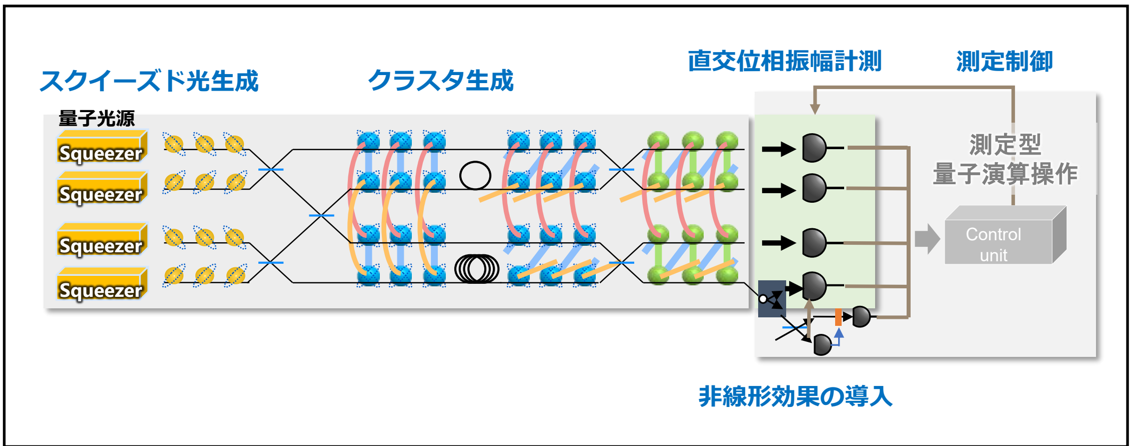
光連続量量子方式において、スクイーズド光（squeezed light）は、量子もつれの生成に中心的な役割を果たす。量子コンピューティングでは、スクイーズド光をビーム・スプリッタに通すことで、量子もつれを生成する（補論 D 参照）。ビーム・スプリッタを多段に組み合わせて大規模な量子もつれを生成し、測定型量子計算で量子コンピュータを実現する、というのが光連続量量子コンピュータの基本的な構成となる。この構成に基づき、本節では、一連の計算を実現するためのデバイス技術について述べる。

（１）光連続量量子コンピュータの構成

図 5 に、光連続量量子コンピュータの構成の一例を示す。装置全体は、スクイーズド光生成部、クラスタ生成部、直交位相振幅計測部、測定制御部からなる。

15 一般的には、生きた状態と死んだ状態が重ね合わさった猫の状態を指し、量子力学の思考実験で頻繁に言及される。ここでは、マクロな状態の量子もつれを指す。とくに、量子光学では位相が反転したコヒーレント状態の重ね合せ状態を指す。詳しくは、補論 B を参照。

図５ 光連続量量子コンピュータの構成



スクイーズド光生成部は４連のスクイーザ（squeezer）からなる。スクイーザとは、スクイーズド光を生成するための装置である。さらに、４連のスクイーザは、スクイーズする方向を直交させた２つのスクイーザのペアからなる。図中のスクイーザ右隣の丸は光パルスを表し、その周囲の楕円は、スクイーズド状態の相空間での拡がりと縮小を表している。スクイーザについては、本節（4）で詳述する。

クラスタ生成部は、スクイーズド光をビーム・スプリッタ（図中の横棒、ハーフ・ミラー）に入射して量子もつれを生成する装置であり、４本の光学経路からなる。初段階では、まず２つのペアのスクイーズド光をビーム・スプリッタに通して量子もつれを生じさせる。次の段階では、さらに２つのペアからそれぞれ片方のスクイーズド光をビーム・スプリッタに入射して量子もつれを生じさせる。これにより、４本の光路の光すべての量子もつれが生じる。

次に、２つのペアの光路からそれぞれ１つの光路を選び、遅延させる。一方は、１個のパルス分だけ遅延させ、他方は N 個のパルス分だけ遅延させる。このとき、N は発生させたいクラスタのサイズに合わせて選ぶことができる。さらに、２つのペアの光路について、それぞれビーム・スプリッタで、再び量子もつれを生じさせる。上記の構成は一例であり、ビーム・スプリッタの位置や遅延線の位置、および、遅延量により、量子もつれクラスタにおけるパルス間のネットワーク構成を変えることができる。

直交位相振幅計測部では、４つの光路にあるパルスをそれぞれ検出し、量子状態の情報（振幅の実部と虚部）を取り出す。この検出は、ホモダイン検波による直交位相振幅計測（quadrature amplitude measurement）と呼ばれる。ホモダイン検波については、本節（3）を参照されたい。得られた４つの出力は、１パルス分の遅延により前後のタイム・スロットのパルスと、N パルスの遅延により N パルス前後のタイム・スロットのパルスと量子もつれを形成し、全体としては２次元の量子もつれのネットワークを形成する。

測定制御部では、これらのパルスの測定結果をもとに、適応的に基底を切り替えて、測定型量子計算を制御する。量子状態に対する演算は、直交位相振幅計測における参照光の位相等を変化させることにより、射影測定の基底の方向を変えるといった操作を動的に行うことによって実現する。こうした個々の演算において、前の測定結果を受けて、次の測定の射影基底を制御ユニットで動的に決める。

図 5 右下部は、現在検討が進められている測定誘起の非線形効果等を導入する部分になる。この部分の構成は現在確定していない。図では、イメージとして、補助状態と測定を用いる系を記載している。非線形性の元となる補助的な量子状態を光子数識別などを用いて準備し、量子テレポーテーション（補論 C を参照）を利用することにより、非線形な操作を取り入れることが可能となる。

（２）光連続量量子コンピュータに用いられる光デバイス

本節（2）では、光連続量量子コンピュータを実現するデバイスについて個別に紹介する。まず、光源に相当するスクイーザがあり、受信器に相当するホモダイン検波による直交位相振幅計測があり、それらは光学的なパスで結ばれている。このような系は古典の光通信システムの構成そのものであり、デバイスや技術も多くの点で共通している。さらに、当初は、量子的な性質が強く現れる波長の短い光（800 ナノメートル帯）が光量子計算に用いられていたが、近年の技術の発展により、通信に用いられる 1,500 ナノメートル帯の長い波長の光も利用できるようになった。このため、多くの通信技術を光連続量量子コンピュータに応用することが可能になっている。このようなデバイス技術の対比関係を表 2 にまとめた。以下では、この表をもとに光デバイスについて紹介する。

表２ デバイス技術の対応表

	光ファイバ通信	連続量光量子コンピュータ
動作	デジタルコヒーレント伝送 （大きな分散を補償）	測定型量子計算 （大きな量子もつれを使った計算）
信号や情報を表す空間	コヒーレント光（搬送波） X 直交位相振幅	スクイーズド光 X 直交位相振幅
搬送波の生成	レーザ光源（コヒーレント光源）	量子光源（スクイーズド光源）
信号生成・演算操作	直交位相振幅変調器 ビームスプリッタ 位相シフタ 変位操作（変調器）	連続量光量子ゲート ビームスプリッタ 位相シフタ 変位操作（変調器） スクイジング操作 3次位相ゲート
信号復調・出力	直交位相振幅検波	直交位相振幅測定

※赤字は相違点

光通信システムは、現代の情報通信インフラであり、大容量伝送技術の開発が現在も進められている。特に、光による大容量伝送技術では、コヒーレント光の振幅の実部と虚部（直交位相振幅）に情報を載せて伝送するデジタル・コヒーレント伝送技術が主流となっている。送信部では、レーザ光源から出力されたコヒーレント光に、送信すべきデータを直交位相振幅変調（振幅の実部と虚部に対する変調）により光に重畳して送り出す。受信部では LO 光（local oscillator light、または局所発振光、局発光）[16]と、位相を 90 度ずらしたコヒーレント光を用意して、光信号とそれぞれ干渉させて信号を検出する直交位相振幅検波を行う。検波された信号からは、重畳されているデータの信号のみをデジタル・フィルタを通して取り出すことにより、送信部と受信部の位相基準や周波数基準と完全に合わせることなく通信を行うことができる。デジタル・フィルタは、伝送路（光ファイバ）を伝搬する際に信号を歪ませる光パルスの分散の影響や信号ひずみ等を補正する適応等化フィルタ（adaptive equalizer）となっている。例えば、100km 程度の伝送では、100 ギガボー（Gbaud）[17]の信号の場合、分散の影響により 1 個のパルスは千倍程度に広がる。受信側では、数千パルスに相当する時間のデータをもとに、信号の復元を行う。

上記のような光通信に用いられる技術の多くは、光連続量量子コンピュータにも転用される。記述を簡素化するため、本節（2）では、光通信を「通信」、光

16 LO 光は、光計測技術において、基準信号（リファレンス光）として使用される光を指す。

17 ギガボー（Gbaud）は、データ通信におけるシンボル・レートの単位であり、1 秒間に 10 億シンボル（1 ギガシンボル、シンボルは信号変化の単位）を伝送できる速度。1 ボー（baud）は、1 秒間にシンボルを伝送できる速度。

連続量量子コンピューティングを「量子」と省略する。まず、「通信」では、分散で広がった情報から信号を復元するために、複数のパルスをまとめて適応等化（補正）する。このとき、受信側は、送信側の偏波（偏光）軸や位相基準（量子状態の基底の向きに対応）が不明な状態で直交位相検波を行い、それらを推定して情報を取り出す。他方、「量子」では、光パルス間に量子もつれの関係を持たせて、測定結果をもとに測定基底を動的に変更しながら計算を進める。ここでは、「通信」における送信側の変調操作に相当するものが、「量子」の測定基底を変える操作（直交位相振幅測定の LO 光の状態を変えること）に対応する。

情報を埋め込む媒体としては、光の振幅（余弦成分と正弦成分）に情報を埋め込む点は共通しているが、相違点としては、「通信」の場合はコヒーレント光を用い、「量子」の場合は量子もつれの関係にあるスクイーズド光を用いる。コヒーレント光とスクイーズド光は、レーザ光源とスクイーズド光源によってそれぞれ生成され、これらが搬送波（carrier wave）[18]となる。

光信号の生成および演算操作については、上述のとおり、「通信」では搬送波の振幅（実部と虚部）に変調器で信号を重畳する操作が該当する。これに対して、「量子」では、光パルスの中に GKP 符号状態を作る操作や、測定結果をもとに測定基底を動的に変更する操作となる。「量子」での演算の際、量子ゲートとして、古典的なビーム・スプリッタや位相シフタを用いる。変位操作は、古典と同様のデバイスを用いることができるが、それに加えて、量子ゲートとして、スクイージング操作や 3 次の位相ゲートなども必要となる。特に 3 次の位相ゲートは物理的に 3 次の非線形操作を効率的に実現できる物質が知られていないため、量子テレポーテーション等を用いた代替手法[19]が必要となる。

「通信」における信号の復調、および、「量子」における測定では、いずれも直交位相振幅測定を行う点では共通である。両者の相違点としては、「通信」では、LO 光と搬送波の周波数を高精度で一致させることが技術的に困難であることから、LO 光に対してイントラダイン検波（intradyne detection）[20]が行われる。一方、「量子」の場合は、LO 光が搬送波と同じ周波数をもつホモダイン検波が行われる。

「通信」と「量子」への技術は、互恵関係にあり、今後もシナジー効果を伴って発展していくものと考えられる。例えば、「通信」で用いられるイントラダイ

18 搬送波は、情報を伝送するための基準となる波形。

19 3 次位相ゲートのような非線形操作を行う光学素子はみつかっていないが、量子テレポーテーションを利用して、こうした非線形効果を間接的に導入する方法（Miyata *et al.* [2016]）が提案されている。

20 イントラダイン検波は、コヒーレント検波技術の一種であり、局発光と搬送波の周波数差が非常に小さい場合に用いられる。ホモダイン検波は、周波数差が完全にゼロであることが要求されるが、補正の幅が小さい。

ン検波では、情報を取り出すためにデジタル信号処理が膨大になるが、光周波数の分配などの技術により「量子」で用いられるホモダイン検波技術を適用できれば、デジタル信号処理の負荷を低減できる可能性もある。逆に、超高速伝送で用いられる光変調技術や受信技術を用いれば、光パルスの時間的な長さ（パルス幅）を現状の 10 ナノ秒程度に対して 1 万分の 1 にすることも可能となり、「量子」の計算規模を拡大できる可能性がある。

以下に、特徴的なデバイス技術として、コヒーレント検波技術、線形光学素子である光導波路回路、および PPLN（periodically poled lithium niobate）によるスクイーザを紹介する。

（３）光デバイスの例：コヒーレント状態の検出

物理的にコヒーレント光を生成、伝送、測定する技術は、古典の光ファイバ通信において、コヒーレント検波（coherent detection）技術として、既に確立している（菊池［2009］）。光ファイバ通信では、コヒーレント光の振幅の余弦成分、正弦成分を時間的に変化させて（各成分の光をそれぞれ変調して）情報を伝送する。受信側では、入力光を 2 手に分け、LO 光と位相を 90 度ずらした光を用意して、それぞれを干渉させて強度を計測する。これにより、LO 光と位相が等しい同相光（in-phase light）成分の強度と、LO 光と 90 度位相をずらした直交光（quadrature phase light）の強度が得られる。これをデジタル信号処理により、元の変調周波数成分を取り出し適応等化することで、元の情報を取り出す。

光連続量量子方式の量子コンピュータでは、信号光と LO 光の周波数が一致したホモダイン検波技術が使われるが、複素振幅の情報を扱う点では、本質的に同じである。さらに、スクイーズド光の検出も、コヒーレント光の検出を応用することで実現できる。ホモダイン検波の場合は、同相光、直交光の干渉光の強度からフィルタを介さずに余弦成分と正弦成分を得ることができ、いわばマクロに量子状態を直接みることができる。

この「通信」から「量子」の技術の転用は、別の見方をすれば、コヒーレント状態を特徴づける相空間（この場合は、複素振幅の余弦成分、正弦成分の空間）を媒介して、量子状態と古典状態を対応づけることで可能になったとみることもできる。これが、光の量子情報処理に、古典の光ファイバ通信で蓄積された技術やデバイスがそのまま応用できる理由であり、すでに多くの成果が生み出されている。

（４）光デバイスの例：線形光学素子と集積回路

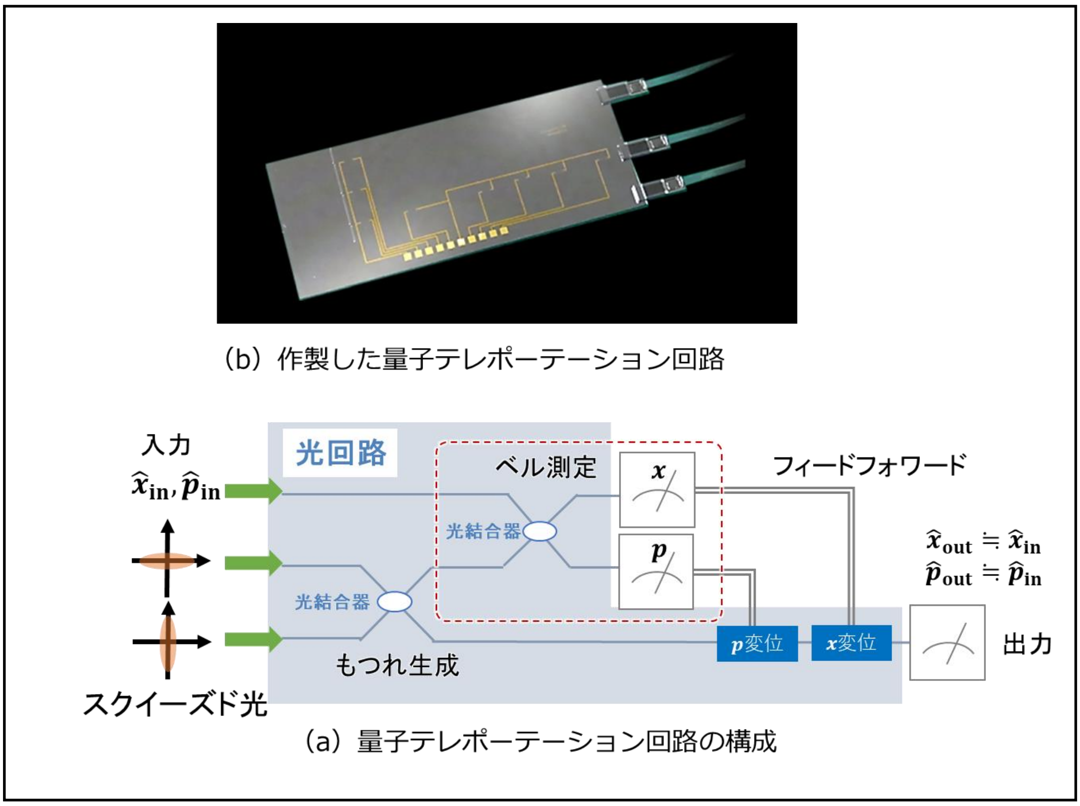
光通信向けには、光導波路回路（optical waveguide circuit）が光の集積回路として使われる。光導波路回路は、さまざまな材料で作られるが、損失が少ないものとして石英ガラスを用いた石英系平面光波回路が知られている。この回路は、光

ファイバの製造方法と半導体微細回路技術を組み合わせて作られ、光スプリッタを実現する光方向性結合器や干渉計などの部品を集積することが可能である。これらの部品を組み合わせることで、干渉計や変位素子（この場合、同一周波数の光の合波器）を 1 チップに統合できる（Masada *et al.* [2015]）。

図 6 は、量子テレポーテーションを実現するための機能を 1 つのチップに集積した回路である。光方向性結合器を利用して量子もつれ生成やベル基底への変換を行うとともに、直交位相振幅測定に必要な LO 光と信号光の合波を行う回路が集積されている。また、この回路は受光器と組み合わせて直交位相振幅を測定し、その出力を変位素子の入力光源に作用させ光の状態を変える機能も備えている。

現在、光連続量量子コンピュータでは、損失の影響を極限まで低減させるために空間光学系（free space optics）[21]が使われている。損失が低減されていけば、将来的にはこのような集積回路技術により小型化や位相ロックの安定化につながる技術として開発が進められている。

図６ 線形光学素子を集積した光回路



（b）作製した量子テレポーテーション回路

（a）量子テレポーテーション回路の構成

21 空間光学系は、通信のための光パルスを、光ファイバで伝送するではなく、空中に発射して信号を伝送するシステムを指す。

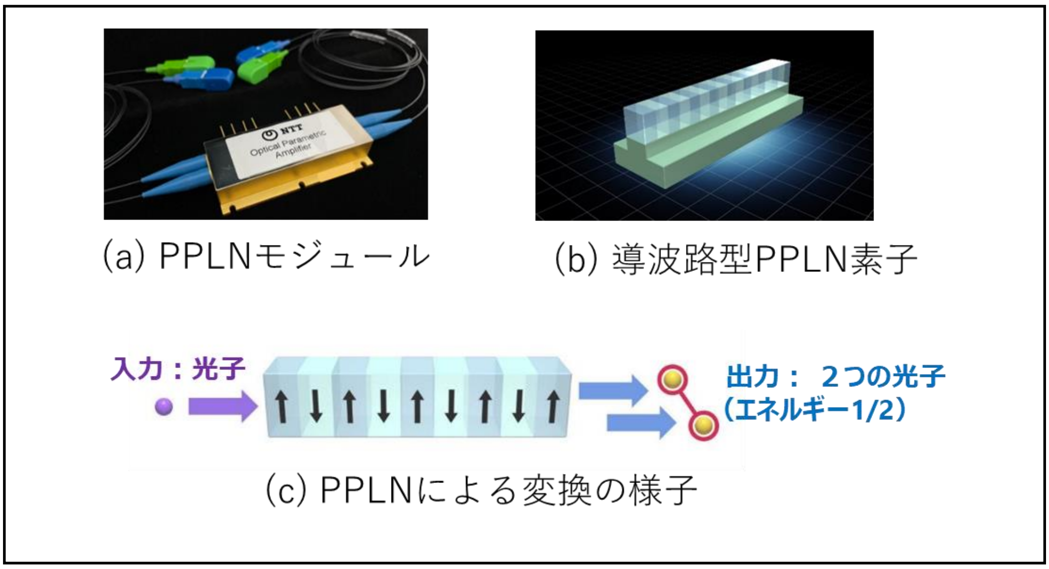
（５）光デバイスの例：PPLN によるスクイーズド光源

周期分極反転ニオブ酸リチウム（PPLN）は、2 次の非線形性をもつニオブ酸リチウム（LiNbO3）を、位相を疑似的に整合させるために周期的に分極を反転させた非線形媒質である。これを用いると、効率的に非線形現象を発生させることができる。

2 次非線形効果として、屈折率が光強度で変化する 2 次の第二高調波発生（second harmonic generation）や差周波発生（difference frequency generation）といった現象を発生させることができる。特に、位相感応増幅が実現できれば、ノイズを発生させない光増幅が可能となるため、光通信向けに研究開発が進められてきた。

光増幅の効率を上げるためには、強い非線形性を発現させるために光を狭い範囲に閉じ込めて光強度を上げる必要がある。そこで図 7 のように微細加工によりストライプ状の導波路構造を実現する技術が開発され、この技術を用いて導波路型光増幅器が実現された。この光増幅器により、高効率な光増幅が可能となっている。現在は増幅率が 1,000 倍に達するものも実現しており、実用的な光通信システムへの適用が期待されている。この導波路型 PPLN を光パラメトリック下方変換器として用いれば、高いスクイーズド光を生成できる（Kazama *et al.* [2021]）。

図７　導波路型 PPLN を用いたスクイーザ



スクイーズド光の量子性を表すスクイージング・レベル（squeezing level）[22]を上げるためには、変換における損失の低減が重要である。この点、変換効率の高い導波路型 PPLN では、短い距離でスクイーズド光の生成が可能となるため、損失の低減、ひいては、高いスクイージング・レベルの達成が可能となる。また、他の方式では、共振器中で光を往復させることで高い変換効率を向上させるために、スクイーズド光の周波数が共振を成立させる周波数に制限されてしまう。これと比べて、光導波路の場合には、共振を用いる必要がないため、広い周波数帯域のスクイーズド光の生成が可能となる。

広い周波数帯域のスクイーズド光を使えるため、その帯域の成分を組み合わせることで短いパルスをつくることができるようになる。これにより、高速な量子情報処理が可能となる。現在、導波路型の PPLN によりスクイージング・レベルが 8 デシベル（dB）程度、帯域が 10THz に及ぶスクイーザが実現されている。他方、大規模な量子もつれや量子テレポーテーション、GKP 符号状態を実現するには、最低でも 10dB 程度のスクイージング・レベルが必要と考えられている。この水準の達成に向けて、現在も精力的に特性改良が進められている。

22 スクイージング・レベルは、スクイーズド光の量子ゆらぎを圧縮する度合いを表す。量子ゆらぎで広がっている方向と狭まっている方向の広がりの比を表し、単位はデシベル（dB）である。

５．光連続量量子情報処理の課題と最近の展開

本節では、光連続量量子方式の現状を概観したうえで、この分野が直面する課題を整理する。光連続量量子方式の基盤技術は、基礎研究として行われてきた光連続量量子を用いた量子情報処理技術に、すでに蓄積された光通信技術を追加することで加速して発展しているものの、大規模かつ誤り訂正可能な量子コンピューティングの実現は、他の方式と同様に、依然として実現までの道のりが遠い。大規模化と誤り訂正は、それぞれ個別に解決される課題ではなく、両方を同時に可能とするような基礎技術の模索が続いている。以下では、まず、代表的な企業と研究機関による取組みの現状を紹介する。

（１）光連続量量子コンピュータ開発の現状

カナダの Xanadu 社は、光連続量量子方式に基づく光量子コンピュータの商用化に向けた研究開発を進めている。同社は、量子コンピュータを開発する他の企業と同様に、汎用の量子コンピュータの実現を目指している（Bourassa *et al.* [2021]）。研究開発の重要なマイルストーンとして、特定の計算問題の求解に特化したものであるが、2022 年にはガウシアン・ボソン・サンプリング（Gaussian boson sampling）[23]と呼ばれるサンプリング問題を解き[24]、量子優位性を達成したと発表した（Madsen *et al.* [2022]）。また、「Borealis」という名称で、開発された量子コンピュータを利用できる環境を一般に公開している。また、2025 年にはモジュール型光量子コンピュータ「Aurora」を開発したと発表している（Rad *et al.* [2025]）。これは 35 個の光チップを光ファイバで接続しサーバー・ラックに収納した拡張性の高いシステムであり、原理的には最大 12 個の GKP 符号状態の量子ビットで計算できる構成となっている。ただし、システムの動作検証はごく一部にとどまっており、GKP 符号状態の量子ビットを用いた誤り訂正技術も実装されていない。同社のホームページには、誤り訂正可能な量子状態である GKP 符号状態の実現方法が詳しく説明されているが、まだ理論上の存在にとどまる。その理由として、GKP 符号状態を効率的に実現するための基礎的な手法がいま

23 ボソン・サンプリング問題は、単一光子を量子回路に入力したときの出力状態の分布を予測する問題である。実用的な応用はないものの、量子コンピュータでの求解が容易であることから、量子コンピュータの性能を測るベンチマーク問題となっている。ただし、単一光子を安定的に作成することは困難であることから、単一光子に代えてスクイーズド状態の光を量子回路に入力し、その出力状態の分布を予測するガウシアン・ボソン・サンプリング問題が、光連続量量子方式では利用される。

24 具体的には、スクイーズド光のパルス列に対して 2 つの異なる遅延回路の組（6 パルスと 36 パルスの遅延）を通して 216 通りの量子もつれを生成する。この 216 個の量子状態は Qu-mode と呼ばれる。この Qu-mode を 16 の出力に分割して光子数分解検出器を使用してサンプリングを行う。

だ十分に発展していないという課題が指摘できる。現在、東京大学の古澤明研究室と同社の研究開発チームが連携し、GKP 符号状態を効率的に生成する新しい手法（Takase *et al.* [2024]）を理論的に提示しており、今後の実装が期待される。

Xanadu 社と同様に、中国科学技術大学でもガウシアン・ボソン・サンプリング問題を解く専用の光量子コンピュータ開発が進められており、2020 年に初めて量子優位性を達成したと発表した（Zhong *et al.* [2020]）。それ以降も段階的にアップグレードしたシステムを開発し、量子優位性を報告している（Zhong *et al.* [2021]、Chen *et al.* [2023]）。

日本国内では、理化学研究所・光量子計算研究チーム（チーム・リーダーは古澤明教授）が中心となり、誤り耐性可能かつ大規模な汎用光量子コンピュータの実機開発が始まっている。このコンピュータは、測定型量子計算に基づいている。測定型量子計算における計算リソースとなるクラスタ状態[25]の生成に関する研究は、東京大学およびデンマーク工科大学で行われており、光量子による大規模クラスタ状態の実現方法が実証されている（Larsen *et al.* [2019]、Asavanant *et al.* [2019]、Takeda, Takase and Furusawa [2019]）。また、それらのクラスタ状態を用いた具体的な量子計算の実装も報告されている（Larsen *et al.* [2021]、Asavanant *et al.* [2021]）。さらに、理化学研究所において、世界初となる約 100 量子モード（100 パルス）の線形計算を実行可能な光量子コンピュータのクラウド公開が実現されている。同グループは、このコンピュータに対して非線形操作を可能にして、さらに、量子モードを GKP 符号化することにより、大規模汎用量子コンピュータが実現されるとしている[26]。

非線形操作や GKP 符号を実現するために、東京大学では測定誘起の手法の研究も進められている。具体的には、測定誘起操作としての非線形測定（Sakaguchi *et al.* [2023]）や、研究初期に提案された GKP 符号状態の近似状態の測定誘起操作による実現（Konno *et al.* [2024]）など、要素技術の実証実験が急速に進められている。また、クラスタ状態を用いた測定型量子計算の代わりに、測定誘起型の量子ゲートを繰り返し行って量子計算を実装する手法として、ループ状の光回路を用いた光量子コンピュータ方式についても提案と実験実証が進められている（Takeda and Furusawa [2017]、Enomoto *et al.* [2021]、Yonezu *et al.* [2023]、Yoshida *et al.* [2025]）。

---

25 特殊な多粒子のエンタングル状態であり、比較的簡単な処理で任意の量子ゲート操作が実現できることから、近年、その有用性が注目されている。

26 https://www.riken.jp/pr/news/2024/20241108_2/index.html

（２）技術的課題

イ．量子状態のモデル化

量子状態を実現し、操作する対象である量子状態そのものの理論的なモデル化も、誤り訂正の実現に向けたハードルを緩和するうえで工夫の余地がある。GKP 符号状態は、3 節（3）で述べたように、理論上、相空間に広がる格子点全体に存在確率を持つため、その実現には、無限のエネルギーが必要となる。もっとも、現実世界の実験では、有限のエネルギーしか得られないため、空間全体に広がる格子点のうち、一部のみを利用して近似的に GKP 符号状態を取り扱う必要がある。例えば、原点付近に分布した格子のみで構成される状態として GKP 符号状態を取り扱う方法が考案されている。GKP 符号状態のモデル化の方法は、以降で述べる物理的なデバイス特性の向上や、デバイス特性への理論的な要求水準といった、量子コンピュータ・システムのすべての要素に影響する。

ロ．物理的なデバイス特性の向上

スクイージングされた状態においては、スクイージング・レベル[27]によって GKP 符号状態の誤り訂正能力、すなわち論理量子ビットの許容誤り率が定まる。このレベルは GKP 符号状態を用いた誤り訂正方式の提案当初から見積もられており（Gottesman, Kitaev, and Preskill [2001]）、誤り訂正可能な閾値を2×10^{-2}と想定する場合、求められるスクイージング・レベルは約 14.8dB と試算される。

この要求水準に対して、物理デバイスの特性は、現時点では十分ではない。例えば、量子光源として期待されている PPLN によるスクイーザでは、モジュール全体で 0.5dB 程度の損失がある場合には、スクイージング・レベル 10dB の達成が難しくなる。この 0.5dB という損失は、光モジュールの入出力に付随する光コネクタの偏心による損失と同程度であり、ほとんど損失が許容されない高度な技術が要求される領域となっている。したがって、物理的なデバイス特性の向上は課題の一つではあるが、技術的成熟度の高さから改良の余地は大きくないとみられる。ただし、デバイス作製技術の進展や補完技術の進展を背景に、今後も特性向上が相応に進められていくと期待したい。

ハ．デバイス特性の理論的な要求水準の低減

デバイス特性の向上余地が小さいもとでも、必要とされるスクイージング・レベルを引き下げる理論的な進展も期待されている。Fukui, Tomita, and Okamoto [2017]によれば、誤り訂正方法の工夫により、この要求水準を 10dB 程度に低減させることができると見込まれる。具体的には、GKP 符号化された状態からさらに高次の符号化した状態をつくる。

[27] スクイーズド光の揺らぎの圧縮の非対称性を示す指数である。

もっとも、10dB 程度のスクイージング・レベルは高い要求水準であるため、仮にこれを達成する特性を持つデバイスを開発できたとしても、余裕がない状態である。実際にシステムを組んでも、十分な規模の量子コンピュータの開発につなげることは困難である。したがって、理論の発展による閾値レベルの低減とデバイス性能の向上が求められる。

二．実機の部品開発

実機の部品の観点からみると、光連続量量子コンピュータで任意の量子計算を行うためには、4 節で述べたとおり、①スクイーズ操作（スクイージング）、②光の分波器（ビーム・スプリッタ）、③位相シフタ、④変位操作（光変調器）、⑤3 次位相ゲートが必要である。このうち、②～④は、従来の古典光学で用いられる素子であり、光通信にも広く使用されている。また、直交位相振幅測定は具体的には信号光と局発光を干渉させた同相成分と、同相成分の局発光 90 度位相をずらした局発光とを干渉させた直交成分との差動受信機により実現されるホモダイン検波である。それらの部品もまた光通信にも広く使用されているものである。残る①のスクイーズ操作と⑤の 3 次位相ゲートの実現には、光量子コンピュータの実現に向けて従来の光通信技術の延長ではない新たな技術が求められる。

スクイーズド光を生成するスクイーザは、光ファイバ通信におけるレーザ光源と同様に、光連続量量子コンピュータの出発点となる量子光源として重要なデバイスである。4 節（3）で述べたとおり、光通信への応用が検討されているパラメトリック増幅器[28]をスクイージングに転用することにより、高効率な量子光源モジュール（スクイーザ）が実現されている。導波路型の PPLN は、スクイージング・レベルが 8dB 程度、帯域が 10THz に及ぶ世界最高レベルの特性を誇っている。この広帯域性により、光ファイバ伝送と同様に、多くの量子パルスを光連続量量子方式の量子コンピュータ内（正確には量子もつれを生成させる際の遅延線内）に収容できるようになり大規模な計算が可能となる。実際にこのモジュールを用いることで、時間スロットに任意の量子状態をパルスとして生成できることが示されている。

最後に残された⑤の 3 次位相ゲートは、非クリフォード・ゲートに相当する。光連続量量子では、①～④の操作がクリフォード・ゲートに相当し、非クリフォード・ゲートに相当する⑤の 3 次位相ゲートは極めて重要であるが、現状の光

---

[28]パラメトリック増幅とは、非線形媒質によって光の振幅の積に相当する成分が生み出される現象を利用する増幅方法である。2 つの波の積からは$\sin\omega_1 t \times \sin\omega_2 t = \frac{1}{2}(\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t)$となるように異なる周波数の波を発生することができる。これを使って、複数のレーザ光から、所望の波長のレーザ光を得ることが可能となる。

デバイスでの実現は難しいことも知られている。そこで、量子テレポーテーションを応用した非ガウス型量子測定による生成手法（Miyata *et al.* [2016]）などが提案されており、今後の実証が期待されている。

ホ．制御回路の開発

それぞれの実機部品を連携させて、量子コンピュータのシステムとして回路全体を動作させるためには、光デバイスを制御する制御回路の開発も重要な課題である。光デバイスの状態を精密に計測することができれば、フィードバック制御が可能になると見込まれる。この制御技術は、例えばジッタ制御[29]などアナログ信号をデジタル化して精密に制御するデジタル技術の発展とともに技術的な進展が十分期待できる領域である。

また、制御回路の動作周波数（クロック）の大幅な引上げも、重要な技術的課題である。現在、実現されているシステムでは、回路の動作の繰り返し周期は 100 メガヘルツ（MHz）程度である。他方、光の周波数はおよそ 200THz であるため、回路の周波数よりも 100 万倍程度大きい。このギャップを埋める工夫として、現代の光通信技術で利用されている 100 ギガヘルツ（GHz）程度の信号生成器の応用が考えられる。この工夫だけでも、単位時間当たりの量子コンピュータの計算量を大幅に引き上げることが可能であると見込まれる。また、電子制御ではなく、光による回路の制御が可能になれば、テラヘルツ級の操作が可能になり、さらなる高速化が期待される。

しかし、制御回路は、ハードウェアからソフトウェアまでを一体的に開発する必要があり、異なる分野の技術を結集する必要があるため、大規模な開発プロジェクトのもと、さまざまな優れた技術をもつ研究機関や企業が緊密に連携することが求められよう。

６．おわりに

常温で熱ノイズの影響を受けない光連続量量子方式は、安価な量子コンピューティングを実現できる有力な候補である。同方式の研究開発には、光通信で培われた技術の蓄積を活かせる。例えば、光通信で一般的に使用される波長多重技術を応用した量子コンピューティングの規模拡大が検討されている。他方、独自に克服すべき課題も多い。今後、システムの実現可能性や安定性を改善するうえで、さまざまな重要な課題の解決が求められる。課題の克服には長期間の取組みが必要となるが、研究によって得られる知見は、副次的な恩恵ももたらすと期待される。

---

29 ジッタとは、デジタル信号のタイミングの揺らぎのことで、ジッタが大きいと特性が劣化するため、高速信号処理や大容量伝送では制御・抑制が重要になる。

まず、光連続量量子方式の技術は、他の量子コンピューティング方式の実現にも貢献すると期待される。超伝導方式や中性原子を用いる方式、イオン・トラップ方式などにおいても、システムの大規模化や遠距離のシステム同式を接続する際には、量子状態の伝送媒体として光が有力な選択肢である。この点、光に量子情報を重畳して伝送する技術が貢献できると期待される。

さらに、光連続量量子方式の技術は、光通信にも応用できる。光量子コンピュータでは、光検出器としてホモダイン検波方式と呼ばれる高精度なコヒーレント検波方式が用いられる。ホモダイン検波方式を光通信に応用できれば、デジタル信号処理の負荷を低減しながら、より多くの情報を伝送できるため注目されている[30]。光通信にホモダイン検波方式を採用するに当たり、古典のクロック信号に相当する基準信号として特定の周波数の光を分配する方法の開発が課題であるが、光量子コンピュータ技術の発展とともに解決される可能性がある。GPS（Global Positioning System）の信号がさまざまな機器で利用されているように、ホモダイン検波方式で用いられる光の規格も、将来的には、基準信号として社会全体の共通基盤技術として普及することも期待される。

以上のとおり、光量子コンピューティングの実現には課題が多いものの、研究開発を通じて、明確化された課題は着実に解決に向かっている。実用に耐えうる量子コンピュータの実現可能性および実現する場合の方式は、いまだ不確実性は高いものの、光連続量量子方式は有力候補の一つであるほか、同方式の技術は他の方式の実現にも貢献できる。したがって、光量子コンピューティングの実現に向けて、官民や異なる強みを持つ企業同士が協力し、粘り強く研究開発を続ける意義は大きいものと考えられる。

以　上

30 光通信で用いられるデジタル・コヒーレント伝送技術では、イントラダイン方式の技術が採用されている。この方式では、参照光源と信号光の周波数を完全に一致させる必要がなく、概ね一致する状態で信号を検出して伝送信号を復元する。

【参考文献】

菊池和朗、「ディジタルコヒーレント光通信技術」、『光学』第 38 巻第 5 号、日本光学会、2009 年、258～262 頁

小柴健史・藤井啓祐・森前智行、『観測に基づく量子計算』、コロナ社、2017 年

倉辻比呂志、『幾何学的量子力学』、シュプリンガー・フェアラーク東京、2005 年

Asavanant, Warit, Yu Shiozawa, Shota Yokoyama, Baramee Charoensombutamon *et al.*, “Generation of Time-Domain-Multiplexed Two-Dimensional Cluster State,” *Science*, 366(6463), 2019, pp. 373—376.

——, Baramee Charoensombutamon, Shota Yokoyama *et al.*, “Time-Domain-Multiplexed Measurement-Based Quantum Operations with 25-MHz Clock Frequency,” *Physical Review Applied*, 16(3), 034005, 2021.

Bourassa, J. Eli, Rafael N. Alexander, Michael Vasmer *et al.*, “Blueprint for a Scalable Photonic Fault-Tolerant Quantum Computer”. *Quantum*, 5, 392, 2021.

Chen, Ming-Cheng Chen, Jian Qin, Li-Chao Peng *et al.*, “Gaussian Boson Sampling with Pseudo-Photon-Number-Resolving Detectors and Quantum Computational Advantage,” *Physical Review Letters*, 131, 150601, 2023.

Dey, Rukmini, Joseph Samuel, and Rithwik S. Vidyarthi, “Coadjoint Orbits and Kähler Structure: Examples from Coherent States,” *Reports on Mathematical Physics*, Vol. 89(3), 2022, pp. 267—290.

Enomoto, Yutaro, Kazuma Yonezu, Yosuke Mitsuhashi, Kan Takase, and Shuntaro Takeda, “Programmable and Sequential Gaussian Gates in a Loop-Based Single-Mode Photonic Quantum Processor,” *Science Advances*, 7(46), eabj6624, 2021.

Fukui, Kosuke, Akihisa Tomita, and Atsushi Okamoto, “Analog Quantum Error Correction with Encoding a Qubit into an Oscillator,” *Physical Review Letters*, 119(18), 180507, 2017.

Gottesman, Daniel, Alexei Kitaev, and John Preskill, “Encoding a Qubit in an Oscillator,” *Physical Review A*, 64(1), 012310, 2001.

Kazama, Takushi, Takeshi Umeki, Shimpei Shimizu, Takahiro Kashiwazaki, Koji Enbutsu, Ryoichi Kasahara, Yutaka Miyamoto, and Kei Watanabe, “Over-30-dB Gain and 1-dB Noise Figure Phase-Sensitive Amplification Using a Pump-Combiner-Integrated Fiber I/O PPLN Module,” *Optics Express*, 29(18), 2021, pp. 28824—28834.

Konno, Shunya, Warit Asavanant, Fumiya Hanamura *et al.*, “Logical States for Fault-Tolerant Quantum Computation with Propagating Light,” *Science*, 383(6680), 2024, pp. 289—293.

Larsen, Mikkel V., Xueshi Guo, Casper R. Breum, Jonas S. Neergaard-Nielsen, and Ulrik L. Andersen, “Deterministic Generation of a Two-Dimensional Cluster State,” *Science*, 366(6463), 2019, pp. 369—372.

——, ——, ——, ——, and ——, “Deterministic Multi-Mode Gates on a Scalable Photonic Quantum Computing Platform,” *Nature Physics*, 17, 2021, pp. 1018—1023.

Madsen, Lars S., Fabian Laudenbach, Mohsen Falamarzi Askarani *et al.*, “Quantum Computational Advantage with a Programmable Photonic Processor,” *Nature*, 606(7912), 2022, pp. 75—81.

Masada, Genta, Kazunori Miyata, Alberto Politi, Toshikazu Hashimoto, Jeremy L. O'Brien, and Akira Furusawa, “Continuous-Variable Entanglement on a Chip,” *Nature Photonics*, 9(5), 2015, pp. 316—319.

Miyata, Kazunori, Hisashi Ogawa, Petr Marek, Radim Filip, Hidehiro Yonezawa, Jun-ichi Yoshikawa, and Akira Furusawa, “Implementation of a Quantum Cubic Gate by an Adaptive Non-Gaussian Measurement,” *Physical Review A*, 93, 022301, 2016.

Nielsen, Michael A., and Isaac L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition*, Cambridge University Press, 2010.

Rad, H. Aghaee, T. Ainsworth, R. N. Alexander *et al.*, “Scaling and Networking a Modular Photonic Quantum Computer,” *Nature*, 638, 2025, pp. 912—919.

Sakaguchi, Atsushi, Shunya Konno, Fumiya Hanamura *et al.*, “Nonlinear Feedforward Enabling Quantum Computation,” *Nature Communications*, 14, 3817, 2023.

Takase, Kan, Fumiy Hanamura, Hironari Nagayoshi, J. Eli Bourassa, Rafael N. Alexander, Akito Kawasaki, Warit Asavanant, Mamoru Endo, and Akira Furusawa, “Generation of Flying Logical Qubits Using Generalized Photon Subtraction with Adaptive Gaussian Operations,” *Physical Review A*, 110(1), 012436, 2024.

Takeda, Shuntaro, and Akira Furusawa, “Universal Quantum Computing with Measurement-Induced Continuous-Variable Gate Sequence in a Loop-Based Architecture,” Physical Review Letters, 119, 120504, 2017.

——, Kan Takase, and Akira Furusawa, “On-Demand Photonic Entanglement Synthesizer,” *Science Advances*, 5(5), eaaw4530, 2019.

Yonezu, Kazuma, Yutaro Enomoto, Takato Yoshida, and Shuntaro Takeda, “Time-Domain Universal Linear-Optical Operations for Universal Quantum Information Processing,” *Physical Review Letters*, 131, 040601, 2023.

Yoshida, Takato, Daichi Okuno, Takahiro Kashiwazaki, Takeshi Umeki, Shigehito Miki, Fumihiro China, Masahiro Yabuno, Hirotaka Terai, and Shuntaro Takeda, “Sequential and Programmable Squeezing Gates for Optical Non-Gaussian Input States,” *PRX Quantum*, 6, 010311, 2025.

Zhong, Han-Sen, Hui Wang, Yu-Hao Deng *et al.*, “Quantum Computational Advantage Using Photons,” *Science*, 370(6523), 2020, pp. 1460—1463.

——, Yu-Hao Deng, Jian Qin *et al.*, “Phase-Programmable Gaussian Boson Sampling Using Stimulated Squeezed Light,” *Physical Review Letters*, 127, 180502, 2021.

記号一覧

記号	意味
$\|a\rangle$, $\langle a\|$	量子力学の状態ベクトル。左はケット・ベクトル(縦ベクトル)、右はブラ・ベクトル（横ベクトルでブラ・ベクトルの複素共役転置ベクトル）
$\|a\rangle\langle b\|$	二項積または二項テンソル（縦ベクトルと横ベクトルの行列としての積）
$\otimes$	テンソル積
$\langle \mathrm{a}\|b\rangle$	内積（横ベクトルと縦ベクトルの行列としての積）
$\hat{}$	ハット（$\hat{}$）は、行列あるいは演算子
Tr	行列のトレース（対角要素の和）あるいは、直交基底による期待値の総和
$\hat{a}^\dagger$, $\hat{a}$	生成演算子、消滅演算子（あるいは、上昇演算子、下降演算子ともいう)。ダガー†はエルミート共役（複素共役転置行列)。本稿では、$\hat{a}$は電磁波の振幅を量子した演算子
$\hat{x} = \frac{1}{2}(\hat{a}^\dagger - \hat{a})$, $\hat{p} = \frac{1}{2}(\hat{a}^\dagger - \hat{a})$	位置演算子、運動量演算子 (同相成分演算子、直交成分演算子)。$\hat{x}$が振幅の実部、$\hat{p}$が振幅の虚部
$\|0\rangle, \|1\rangle$ または $\|\uparrow\rangle, \|\downarrow\rangle$	量子ビットの基底
$[\hat{A}, \hat{B}]$	演算子$\hat{A}, \hat{B}$の交換子$[\hat{A}, \hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$。特に、生成消滅演算子$\hat{a}^\dagger, \hat{a}$で $[\hat{a},\ \hat{a}^\dagger] = 1$となるものをボゾンという

補論 A 光連続量量子状態の数学的取扱い

通常の量子状態では固有値は離散的となるが、連続量量子状態では固有値は連続値をとる。このため、連続量量子状態は、物理量が連続値をとる古典力学的な状態と似た扱いが可能な場合がある。典型的な例は、コヒーレント状態であると考えられている。

（イ）コヒーレント状態

コヒーレント状態は、数学的には次のように記述される。まず、昇降演算子$\hat{a}^\dagger$, $\hat{a}$に複素係数を掛けた線形和として歪エルミート（Hermite）作用素[31]$\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a}$を作り、それを指数に乗せたユニタリ作用素$\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a})$を考える[32]。

その作用素$\hat{D}(\alpha)$を、昇降演算子の基底状態$|0\rangle$（$\hat{a}|0\rangle = 0$となる状態）に作用させた$\hat{D}(\alpha)|0\rangle$が、コヒーレント状態と呼ばれるものである。

多少条件が必要になる場合もあるが、コヒーレント状態は、量子力学の不確定性原理に満たす範囲で、最小の不確定性積を達成する性質がある。特定の物理量の不確実性が最小となるため、「古典的な状態に最も近い」量子状態とみなされる。

（ロ）光の調和振動子

光のコヒーレント状態[33]の数学的な記述を求めるために、まず、光の量子化された状態である調和振動子を紹介する。

光は電磁波の一種であり、電磁波の振幅を量子化した状態は、ばねを量子化したのと同じ形式で数学的に表されることが知られている。この形式は、調和振動子と呼ばれる。

図 A 光の量子化とその数学的形式

	a	$\frac{1}{\sqrt{2}}(a + a^\dagger)$	$\frac{1}{\sqrt{2}\,i}(a - a^\dagger)$
古典	複素振幅	実部 In-phase	虚部 Quadrature-phase
連続量光量子	消滅演算子	位置演算子 x	運動量算子 p
		ホモダイン検波（HD）で測定	

ハミルトニアンと呼ばれる古典力学でエネルギーを表す関数Hに対応する量

---

31 Hermite 共役をとると符号が反転する作用素

32 $\hat{D}(\alpha)$は、変位演算子あるいは Weyl 演算子とも呼ばれる。

33 光の場合は、ボゾン・コヒーレント状態、あるいは Weyl-Heisenberg コヒーレント状態と呼ばれる。

子力学の演算子を$\hat{H}$とする。量子力学では、ハミルトニアンがわかれば、物理系の時間発展を知ることができる。調和振動子のハミルトニアンは、ある偏光のある特定周波数成分ωについてだけ記すと、

$$\hat{H} = \hbar\omega\left(\hat{a}^{\dagger}\hat{a} + \frac{1}{2}\right)$$

と表される。ここで、$\hat{a}^{\dagger}, \hat{a}$は生成消滅演算子で、電磁場の（複素）振幅を量子化したものである。右辺第 1 項の$\hat{a}^{\dagger}\hat{a}$は、複素振幅の絶対値の二乗であり、光子の個数を与える演算子$\hat{N} = \hat{a}^{\dagger}\hat{a}$に相当する。右辺第 2 項の 1/2 は、光子がゼロ個の何もない真空も量子的にはゆらいでいることを表している。光子がn個ある状態を$|n\rangle$とすると、

$$\begin{aligned} &\hat{a}^{\dagger}|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle, \\ &\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle, \\ &\hat{N}|n\rangle = n|n\rangle, \\ &\hat{a}|0\rangle = 0 \end{aligned}$$

との関係が成り立つ。これらは、光子の消滅と生成に対応するため、消滅演算子、生成演算子と呼ばれる。なお、$|n\rangle(\mathrm{n} = 0,1,\dots)$で張られる線形空間を Fock 空間という。ここで、光子がn個あるときのエネルギーは

$$\langle n|\hat{H}|n\rangle = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right)$$

で与えられる。

（ハ）光のコヒーレント状態

上記において、古典状態では、光の振幅は強度（エネルギー）の平方根に一致する関係があるが、量子状態では一般には成立しない。とくに、上記の式で、$|n\rangle \neq \sqrt{n}|1\rangle$となるため、離散化したエネルギー状態のうち 1 つだけを選んで、このような関係を満たす状態を作れない。しかし、離散化された状態を混ぜ合わせた状態であれば、上記の関係を満たす量子状態を作れる。これが、コヒーレント状態である。

コヒーレント状態の具体的な形を求める。コヒーレント状態$|\alpha\rangle$は、生成消滅演算子$\hat{a}^{\dagger}$, $\hat{a}$を昇降演算子とみなす[34]と、

$$|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha)|0\rangle = \exp(\alpha\hat{a}^{\dagger} - \alpha^{*}\hat{a})\,|0\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle$$

となる[35]。

---

34 調和振動子の場合は、消滅生成演算子は昇降演算子と一致する。

35 式変形では、ボゾンの交換関係$[\hat{a}, \hat{a}^{\dagger}] = 1$と Baker–Campbell–Hausdorff の公式と

コヒーレント状態$|\alpha\rangle$は、次のような性質を持つ。第 1 に、状態$|\alpha\rangle$は、複素数αで一意に定まり、αは連続値をとる。第 2 に、Fock 空間の基底$\{|n\rangle|\mathrm{n}=0,1,\cdots\}$をすべて使う。第 3 に、$\hat{a}|n\rangle=\sqrt{n}|n-1\rangle$であることから、$\hat{a}|\alpha\rangle=\alpha|\alpha\rangle$となるため、$|\alpha\rangle$は消滅演算子$\hat{a}$の固有状態であり、その固有値は$\alpha$である。第 4 に、$|\alpha\rangle$の時間発展は、ハミルトニアンを含む時間発展の演算子$\exp\left(-i\hat{H}t/\hbar\right)$を作用させることで得られ、

$$|\alpha(t)\rangle=\exp\left(-i\hat{H}t/\hbar\right)|\alpha\rangle=e^{-\frac{i\omega t}{2}}\left|\alpha e^{-i\omega t}\right\rangle$$

となる。これにより、光子のエネルギーに対応した周波数で、相空間の中を半径$|\alpha|$の円軌道を描いて移動する。第 5 に、証明は省くが、コヒーレント状態は、量子力学的に許される最小の不確定性積を満たす。このため、コヒーレント状態は、不確定性原理による広がりを持ちつつも、振幅が大きければ相対的に広がりが小さく見えて相空間中の点とみなすことができる。すなわち、コヒーレント光は、振幅と位相が揃った電磁波であり、αは電磁場の振幅と位相に対応する。

このような電磁場は実際に作ることができる。媒質の中を伝搬する光に対して、$i(\alpha\hat{a}^\dagger-\alpha^*\hat{a})$で表される電気双極子モーメントを持つ物質と光の相互作用を再帰的に与えることで、指数関数$\exp(\alpha\hat{a}^\dagger-\alpha^*\hat{a})$に対応する操作を実現できる。例えば、結晶に光を入射させて、結晶内の原子や分子の電気双極子モーメントと光を再帰的に相互作用させて分極させる方法がある。また、半導体の接合部分を用いても、この状況を実現できる。こうして得られるコヒーレント光が、固体レーザや半導体レーザである。

（二）スクイーズド状態

コヒーレント光とは異なるコヒーレント状態の代表例として、スクイーズド状態を示す。スクイーズド状態は、光連続量量子計算において、中心的な役割を果たす。

一般論として、演算子$\hat{A}$に対して$\hat{A}|a\rangle=a|a\rangle$となる固有状態$|a\rangle$があるときに、任意のユニタリ変換$\hat{U}$に対して、$\hat{U}\hat{A}\hat{U}^\dagger\hat{U}|a\rangle=a\hat{U}|a\rangle$、であるから$\hat{U}|a\rangle$は$\hat{U}\hat{A}\hat{U}^\dagger$の固有状態で固有値は$a$となる。ここで、$\hat{U}$はある種の座標変換を与える操作であるため、$\hat{A}$をもとにコヒーレント状態が得られるなら、座標変換を施した$\hat{U}\hat{A}\hat{U}^\dagger$からもコヒーレント状態が作れることが示唆される。

ここで、上述の演算子$\hat{A}$として消滅演算子$\hat{a}$を考えると、その固有状態$|\alpha\rangle=\hat{D}(\alpha)|0\rangle$がコヒーレント状態であった。次に、ユニタリ変換$\hat{U}$として、次のようなスクイーズ演算子

$\exp(-z^*\hat{a})\,|0\rangle=|0\rangle$を使う。

$$\hat{S}(z)=\hat{S}\left(re^{-i\theta}\right)=\exp\left(\frac{1}{2}\left(re^{-i\theta}\hat{a}\hat{a}-re^{i\theta}\hat{a}^{\dagger}\hat{a}^{\dagger}\right)\right)$$

を考える。ここで、$z=re^{i\theta}$である。すると、スクイーズ演算子によって座標変換した演算子$\hat{U}\hat{A}\hat{U}^{\dagger}$に相当する演算子$\hat{b}$は、

$$\hat{b}=\hat{S}(z)\hat{a}\hat{S}(z)^{\dagger}=\hat{a}\cosh r-e^{i\theta}\hat{a}^{\dagger}\sinh r$$

となり、$\hat{a}^{\dagger},\hat{a}$の線形結合で表されることがわかる。

次に、座標変換した後の光子数演算子に相当するものを考える。$\hat{N}_{\mathrm{b}}=\hat{b}^{\dagger}\hat{b}$と定義し、その固有状態$\hat{N}_{\mathrm{b}}|n_b\rangle=n_b|n_b\rangle$ と表すことにする。このとき、ユニタリ作用素$\hat{D}_b(\beta)=\exp\left(\beta\hat{b}^{\dagger}-\beta^{*}\hat{b}\right)$とする。これを、基底状態$|0_b\rangle$に作用させた状態$|\beta\rangle=\hat{D}_b(\beta)|0_b\rangle$が<u>スクイーズド状態</u>である。

ここで、$\beta\hat{b}^{\dagger}-\beta^{*}\hat{b}$は、$\hat{b}$と$\hat{b}^{\dagger}$の線形結合で表される。さらに、$\hat{b}$も$\hat{a}$と$\hat{a}^{\dagger}$の線形結合で表されるから、$\beta$に対して適当な$\alpha$が存在して$\hat{D}(\alpha)=\hat{D}_b(\beta)$とできる。$|0_b\rangle=\hat{S}(z)|0\rangle$であるから、スクイーズド状態は、

$$|\beta\rangle=\hat{D}_b(\beta)|0_b\rangle=\hat{D}(\alpha)\hat{S}(z)|0\rangle$$

として与えられる。ここで、$\hat{S}(z)|0\rangle$は特に、光子ゼロの真空をスクイーズした場に対応するため、<u>スクイーズされた真空場</u>と呼ばれる。スクイーズド状態はスクイーズした真空場に変位操作$\hat{D}(\alpha)$を施したものといえる。

（ホ）スクイーズド状態の性質

スクイーズド状態は、対応する 2 つの物理量の不確定性を、片方の物理量に圧縮して狭め、もう片方を広げたような特殊な状態である。

この性質を、$\hat{x}=(\hat{a}+\ \hat{a}^{\dagger})/2,\hat{p}=-i\,(\hat{a}-\ \hat{a}^{\dagger})/2$として、実部と虚部に対応する演算子に分けて考える。消滅演算子$\hat{a}$に対応する演算子$\hat{b}$は、$z=re^{-i\theta}$として

$$\begin{aligned}\hat{b}=\hat{S}(z)\hat{a}\hat{S}(z)^{\dagger}&=(\hat{x}+i\ \hat{p})\cosh r-e^{i\theta}(\hat{x}-i\ \hat{p})\sinh r\\&=\hat{x}\left(\cosh r-e^{i\theta}\sinh r\right)+i\hat{p}\left(\cosh r+e^{i\theta}\sinh r\right)\end{aligned}$$

となる。特に、$\theta=0$のとき

$$\hat{b}=\hat{x}e^{-r}+\ i\hat{p}\mathrm{e}^{r}$$

を得る。振幅の実部に相当する部分$\hat{x}$と虚部に相当する部分$\hat{p}$が、パラメータrの正負の符号および無限大または無限小の大きさで、どちらか一方だけになる。

例えば、演算子$\hat{b}$について、$r=\pm\infty$の極限に対応する固有状態は

$$\hat{x}|x\rangle=x|x\rangle,\qquad \hat{p}|p\rangle=p|p\rangle$$

である。これを念頭におくと、導出は省略するが、位置$|x\rangle$を基底にとって、固有状態は、次のような無限和に展開できる。すなわち、基底の係数（波動関数）は、δ関数と平面波の関数になり、

$$|x\rangle=\frac{1}{\sqrt{\sum_x 1}}\sum_{x'}\delta(x-x')|x'\rangle$$

および

$$|p\rangle = \frac{1}{\sqrt{\sum_x 1}} \sum_x e^{ipx} |x\rangle$$

と表される。これらの状態の内積は

$$\langle x|p\rangle = \frac{e^{ipx}}{\sqrt{\sum_x 1}}$$

となる。この値は、量子ゆらぎが無限に広がっている極限では、$\sum_x 1 = \infty$となるため、$\langle x|p\rangle = 0$と直交した状態となる。

しかし、この状態は無限に1つの方向に無限に広がった状態で実現されない。実際には有限な広がりをもち、広がる方向が直交したものを考えることになる。その場合、完全に直交せず広がりに応じて$\langle x|p\rangle$が 0 に漸近し、近似的に直交状態が実現しているとみなせる状態となる。

ここまでに出てきた、変位演算子$\hat{D}(z) = \exp(\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a})$、スクイーズ演算子$\hat{S}(z) = \exp\left(\frac{1}{2}(z^*\hat{a}\hat{a} - z\hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger)\right)$は、連続量量子のゲート操作にも用いられる。

補論 B 相空間とウィグナー関数とその周辺

補論 A では、コヒーレント状態を導入し、相空間（位置xと運動量p）の点として表される量子状態であり、古典状態に近い性質を持つことを説明した。ここでは、相空間上の確率分布（正確には擬確率分布）であるウィグナー関数（Wigner function）関数$W(x,p)$について説明する。

古典物理では、物理量$f(x,p)$とその確率分布$W(x,p)$が与えられたときに、その期待値$\langle f\rangle$は

$$\langle f\rangle = \int dpdx\, W(x,p) f(x,p)$$

で与えられる。

ウィグナー関数$W(x,p)$を得るために、古典の相空間の座標(x,p)を量子の演算子$\hat{x},\hat{p}$に置き換える Weyl 量子化とよばれる方法を逆にたどる。まず、$\hat{x},\hat{p}$ の期待値が (x,p) に相当するときに大きな値をとる δ 関数をフーリエ変換の形で表し、

$$\hat{\Omega}(x,p) = \underbrace{\left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int d\xi d\eta\, e^{-\ i\{\xi(x-\hat{x})-\eta(p-\hat{p})\}}}_{\sim\delta(x-\hat{x})\delta(p-\hat{p})}$$

とする。このとき、ウィグナー関数$W(x,p)$は、量子状態が$|\psi\rangle$であるとき、$\hat{\Omega}(x,p)$の期待値に一致するはずである。すなわち、

$$W(x,p) = \langle\psi|\hat{\Omega}(x,p)|\psi\rangle = \mathrm{Tr}\left(\hat{\rho}\hat{\Omega}(x,p)\right)$$

となる。ここで、$\hat{\rho} = |\psi\rangle\langle\psi|$は、密度演算子と呼ばれるものであり、この場合、量子状態$|\psi\rangle$と同一視してよい。さらに、

$$|\psi\rangle = \int dx' \, |x'\rangle\langle x'|\psi\rangle = \int dp' \, |p'\rangle\langle p'|\psi\rangle$$

と書けるとおり、位置x'と運動量p'のいずれを使っても$|\psi\rangle$を表すことができる。

位置xで波動関数をあらわして$\psi(x) = \langle x|\psi\rangle$として$e^{i(\xi\hat{x}-\eta\hat{p})} = e^{i\xi\hat{x}}e^{-i\eta\hat{p}}e^{\frac{i\hbar\xi\eta}{2}}$となることに注意すると

$$W(x,p) = \frac{1}{2\pi\hbar}\int d\eta \, \psi\left(x+\frac{\eta}{2}\right)\psi\left(x-\frac{\eta}{2}\right)e^{-\frac{i\eta p}{\hbar}}$$

となり、よく知られたウィグナー関数が得られる。

光子数をベースに考える場合やコヒーレント状態をベースに考える場合は光子数の増減を与える昇降演算子 $\hat{a}^\dagger, \hat{a}$ を用いて $\hat{x} = (\hat{a} + \hat{a}^\dagger)/2, \hat{p} = -i\,(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)/2, \alpha' = i\,(\xi - i\eta)/2, d\xi d\eta = 4d^2\ \alpha'$ さらに、$x = (\alpha + \alpha^*)/2, p = -i\,(\alpha - \alpha^*)/2$ として、演算子$D(\alpha') = \exp(\alpha'\hat{a}^\dagger - \alpha'^*\hat{a})$を用いると

$$W(\alpha) = \left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \int d^2\ \alpha' \, e^{-\alpha'\alpha^* + \alpha'^*\alpha}\langle\psi|D(\alpha')|\psi\rangle$$

が得られる。

例えば、 $|\psi\rangle = |0\rangle$とすると、$\hat{D}(\alpha)|0\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle$ であるから、

$$W(\alpha) = \left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \int d^2\ \alpha' \, e^{-\alpha'\alpha^* + \alpha'^*\alpha}e^{-\frac{|\alpha'|^2}{2}}$$

$$= \left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \int d^2\ \alpha' \, e^{-\frac{|\alpha'+2\alpha^*|^2}{2}}e^{-2|\alpha|^2} = \frac{2}{\pi}e^{-2|\alpha|^2} = \frac{2}{\pi}e^{-2(p^2+x^2)}$$

が得られる。また$|\psi\rangle = |\beta\rangle = D(\alpha')|0\rangle$ 、すなわちコヒーレント状態とする。このとき、$\alpha' = \frac{x'+ip'}{2}$とすると

$$W(\alpha) = \frac{2}{\pi}\int d^2\ \alpha'' \, e^{-\alpha''\alpha^* + \alpha''^*\alpha}\langle 0|\hat{D}(-\alpha')\hat{D}(\alpha'')\hat{D}(\alpha')|0\rangle = \frac{2}{\pi}e^{-2\left((p-p')^2+(x-x')^2\right)}$$

などが得られる。

ウィグナー関数が単純な確率分布とみなされない場合の例として、シュレーディンガー（Schrödinger）の猫状態と呼ばれる状態のウィグナー関数を求めてみる。シュレーディンガーの猫状態は生死の重ね合わさった気の毒な猫の様子を表すもので、この場合は、位相が逆のコヒーレント状態の重ね合せとして考える。

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2}\left(\hat{D}(\alpha')|0\rangle - \hat{D}(-\alpha')|0\rangle\right)$$

として、さらに

$$\hat{D}(\pm\alpha')\hat{D}(\alpha'')\hat{D}(\pm\alpha') = \hat{D}(\alpha'' \pm 2\alpha')$$

を用いると

$$W(\alpha) = \frac{1}{2\pi}\left(e^{-2\left((p-p')^2+(x-x')^2\right)} + e^{-2\left((p+p')^2+(x+x')^2\right)}\right)$$

$$-\frac{1}{\pi}\cos(xp' - x'p)e^{-2(p^2+x^2)}$$

となって、原点付近に負の部分が生じていることが確認できる。確率は負の値をとらないが、ウィグナー関数は負の値をとりうる、という例となっており、シュレーディンガーの猫状態が量子性の強い現象であることを示している。

補論 C 射影測定と量子テレポーテーション

量子テレポーテーションは、離れた場所にある量子ビットに、手元にある未知の量子ビットの状態を移す操作であり、測定誘起操作の重要な応用例である。未知の量子状態を複製することは原理的に不可能である（複製不可能定理）ため、元の量子状態は、転移先に移るとともに破壊される。このため、この操作は、複製ではなくテレポーテーションと呼ばれる。量子テレポーテーションは、3 次位相ゲートに相当する操作の実現や、測定型量子計算における量子状態の入れ替えなどで重要な役割を果たす技術である。

量子テレポーテーションは、ベル測定と呼ばれる射影測定と、それを古典通信（フィード・フォワード）する操作からなる。

以下では、簡単のため量子ビットを用いて説明する。射影測定は、$\left\{\hat{P}_n \mid \sum_n \hat{P}_n = \hat{I}, \hat{P}_n\hat{P}_n = \hat{P}_n\right\}$となる、演算子$\hat{P}_n$で測定することである。$\hat{P}_n$は射影演算子と呼ばれる。特に、ベル基底と呼ばれる状態への射影に基づく測定をベル測定という。2 つの量子ビットの場合のベル基底は下記のエンタングルした 4 つの状態$|\mathrm{Bell}\ \ 1\rangle$~$|\mathrm{Bell}\ \ 4\rangle$からなり、これを用いた測定がベル測定となる。射影演算子$\hat{P}$は 4 の状態を 4 つの状態$|\mathrm{Bell}\ \ n\rangle$ $(n = 1,2,3,4)$に射影するものであるため、射影演算子は

$$\hat{P}_n = |\mathrm{Bell}\ \ n\rangle\langle\mathrm{Bell}\ \ n|$$

と記述できる。ベル測定により、$|\mathrm{Bell}\ \ n\rangle$のいずれかであるかを判定できる。

実際の操作としてはつぎのようになる。$\hat{H}$はアダマール（Hadamard）ゲートと呼ばれるものであり、量子ビット$|0\rangle, |1\rangle$を混ぜる(x 軸に 45 度回転させる)操作

$$\hat{H} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

に相当する。

量子テレポーテーションは 2 段階に分割されて実行される。まず、第 1 段階

では、補助ポートbと移し先cとの間でエンタングルメント状態を作る。第 2 段階で、その一部と入力aの$\alpha|0\rangle_a + \beta|1\rangle_a$とベル測定を行い、測定結果を出力に反映させると出力が$\alpha|0\rangle_c + \beta|1\rangle_c$となりテレポートされる。

以上の操作は、前述したゲート操作における離散量量子（量子ビット）と連続量量子の対応関係から、そのまま連続量量子でも実現できる。また、これまで述べてこなかったアダマール・ゲートについても、光連続量量子の場合はアダマール・ゲートと CNOT ゲートを組み合わせたベル状態の生成回路が 1 つのハーフ・ミラー（あるいは光導波路回路の場合は光方向性結合器）で実現される。

図 C-1 ベル状態への射影とベル測定

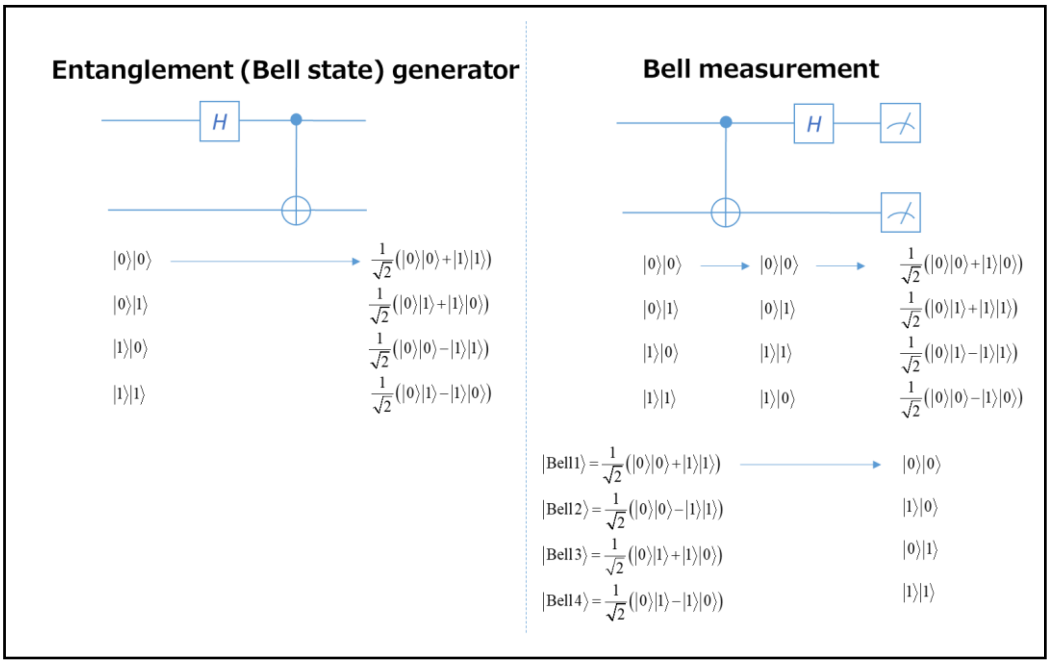
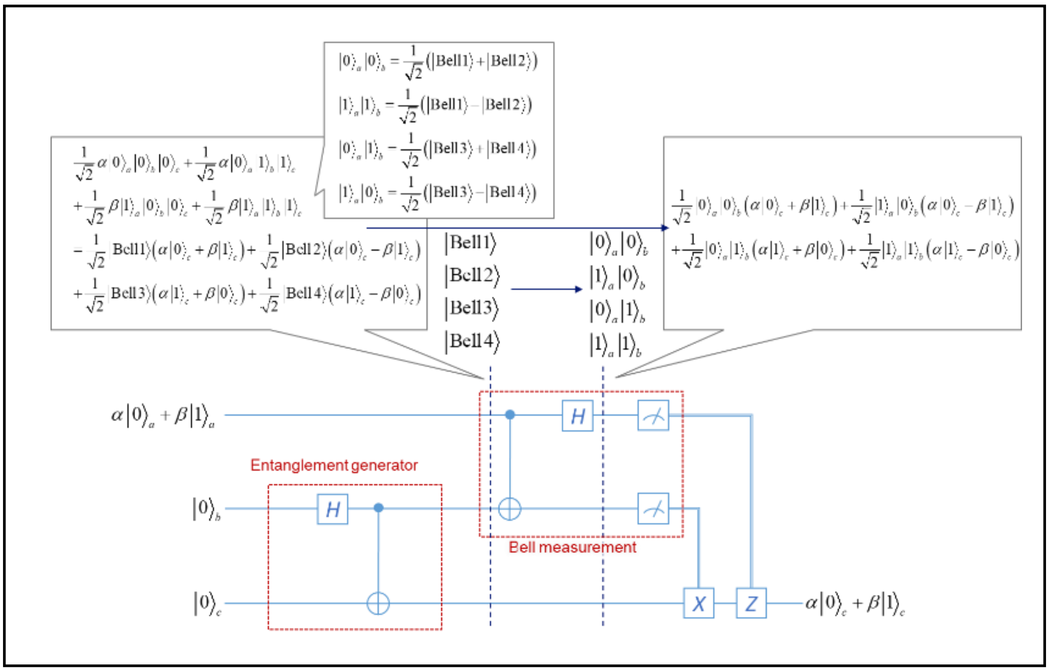


図 C-2 量子テレポーテーションの量子回路



補論 D ビーム・スプリッタによるスクイーズド状態の量子もつれ生成

ビーム・スプリッタは、入射した光を 2 つ以上の異なる方向に分割する装置である。量子光学では、ハーフ・ミラーがこれに該当する。光の分割を、量子力学的に説明すると、次のようになる。

一方を領域 A とし、他方を領域 B とする。この境界において、B から来た光を消滅させる操作（$\hat{a}_B$）と A に生成する操作（$\hat{a}_A^\dagger$）、逆に A から来た光を消滅させる操作（$\hat{a}_A$）と B に生成する操作（$\hat{a}_B^\dagger$）を考える。このとき、これらの組合せによる演算子$\hat{S} = e^{i\pi/2}(\hat{a}_A^\dagger\hat{a}_B - \hat{a}_A\hat{a}_B^\dagger)$をある確率で作用させる操作を積算することが、ビーム・スプリッタを通過させる操作に対応する。

ここでマイナスの符号は境界条件により、A から B への遷移か、B から A への遷移にかかる項のいずれかにつく。また、$e^{i\pi/2}$は異なる領域に移行する際に付与される位相である。この位相の変化分は、古典的な電磁波の境界問題を解くと得られるものであるが、量子力学の観点からは確率の和が 1 になるために演算子$\hat{S}$が エルミート演算子となる要請から生じる。導波路型のデバイスでは、光パルスを伝搬させながら演算子$\hat{S}$を作用させることになる。このとき、伝搬距離を調整することで、反射率および透過率が 50%となるビーム・スプリッタの機能を実現できる。薄膜のミラーの場合は反射率を調整して 50%となるようにすることができる。その時の演算子は

$$\hat{B}_{\text{half}} \stackrel{\text{def}}{=} \exp\left(-\frac{\pi}{4}\left(\hat{a}_A^{\dagger}\hat{a}_B - \hat{a}_A\hat{a}_B^{\dagger}\right)\right)$$

で与えられる。これにスクイージング・レベルrが等しく、スクイージングの向きが直交したスクイージングされた真空場$\hat{S}(-r)|0\rangle_A$および$\hat{S}(r)|0\rangle_B$を A と B から入射させると、通過後の状態は

$$\hat{B}_{\text{half}} \quad \hat{S}(r)|0\rangle_A \otimes \hat{S}(r)|0\rangle_B = exp\exp\left(-\frac{\pi}{4}\left(\hat{a}_A^{\dagger}\hat{a}_B^{\dagger} \ - \hat{a}_A\hat{a}_B\right)\right)|0\rangle_A \otimes |0\rangle_B$$

$$= \sqrt{1-q^2}\sum_{n=0}^{\infty} q^n|n\rangle_A \otimes |n\rangle_B \qquad (\text{ただし、} \quad q = \tanh r)$$

となって光子数nにごとに相関をもった量子もつれ状態になっていることがわかる。この状態は EPR（Einstein–Podolsky–Rosen）状態として知られている。

この量子もつれを生成する操作のイメージは、図 D のようになる。スクイーズされた波は本来、位相や振幅が確定すると、共役な量である振幅や位相がばらついた状態となっているため波としては表せないが、図では、偶数フォトンの集まりであるスクイーズされた波をあえて 2 つの波として模式的に表している。スクイーズド光とそのスクイーズド光に対して位相をずらしたものをビーム・スプリッタの両側から入射させると、ビーム・スプリッタを介して混ざり合った状態ができあがる。このような状態は Einstein–Podolsky–Rosen により当初パラドクスとして提案されたものであり、系全体として運動量と位置の同時測定を可能とする状態に対応する。量子状態としては強く量子もつれをおこしている状態となるため、量子情報処理を行ううえで重要な計算リソースとなる。

図 D スクイーズド光をビーム・スプリッタでもつれさせたイメージ