

光を用いた量子測定研究の進展と今後の展望

井 元 信 之

Progress and Outlook for Research on Photonics Quantum Measurement

Nobuyuki IMOTO

Recently, topics related to quantum measurement such as quantum teleportation, weak value and new uncertainty relation have been investigated intensively. Other than these fundamental issues, quantum measurement is essential for realizing quantum cryptography and quantum information processing. Although quantum measurement is not limited to optics, many topics are related to optics due to the controllability and accuracy. Also, quantum nature is not masked by thermal noise and thus it is easily observed in the optical frequency domain. Then, how is the quantum measurement differs from classical measurement? What kind of problems remain, and how the research and development are investigated? In this article, I describe the progress and outlook for the research on quantum measurement especially in relation to photonics researches.

Key words: quantum measurement, optical measurement, photonic quantum information processing

近年量子テレポーテーション、不確定関係、異常な弱値など、量子測定に関する話題が報道や科学誌などで取り上げられている。これらの専門的話題のほかにも、量子暗号や量子情報処理の実現においては、手段として量子測定が欠かせない。量子測定そのものは光の分野に限定されるわけではないが、制御性のよさや精度の高さ、それに量子効果と比較して光自体の熱雑音は室温でも全く無視できることなどから、量子測定といった場合に光がらみの話であることは非常に多い。

では量子測定は量子のつかない測定とどう違い、どのような課題があり、どのような研究がなされているだろうか。本稿では、光を用いた量子測定を中心に、研究の進展と展望について述べる。

1. 光の量子測定

測定計測展、光計測シンポジウム、レーザー EXPO などでは、光の測定に関する種々の最先端応用機器を見ることができる。大きくわけて強度計、分光計、干渉計、偏光測定など光そのものの性質を測定するものと、長さ、角度、熱など光を使って光以外の量を測定するものがある。量子

測定は研究フェーズであるので、これらの展示会での出展は光子検出器を除きまだ限られているが、「量子」がついても、光そのものの量子測定と、光を使って他のものの量子測定を行うものがあることには変わらない。ここでは通常の測定と量子測定の違いをみるため、光そのものの測定について述べる。

1.1 通常の測定と量子測定

未知の偏光状態にある入射光の偏光を測定することを考える。古典的測定法としては、縦横偏光比、 ± 45 度偏光比、円偏光比の測定からストークスパラメーターを求める方法がある。これは、定常光ビームもしくは同じ偏光状態にある十分多数の光パルス列がある場合はもちろん可能である。強い光パルスが1つだけ与えられたときも、偏光依存性のないビームスプリッターで分け、縦横偏光比、 ± 45 度偏光比、円偏光比の全部を測定すればよいので、実行可能である。こうして推定された偏光状態は、測定誤差が十分小さければ、測定前の偏光状態を、その偏光度まで含めて十分正確に表している。さらに、このような測定は光ビームのごく一部を切り出して行うこともできるので、測定後通過して出て行く光ビームの偏光状態を特定すること

にもなる。

つまり古典的測定における測定値は、測定前の状態と測定後の状態に関する知識を同時に与える。お湯の温度を測るために温度計を入れても、そのために生じる温度変化は無視できるのと同じである。ことさらこのことを強調するのは、量子測定において測定前の状態の推定と測定後の状態の推定は意味が異なるからである。

では、量子測定を考えるために、未知の偏光状態にある光子が1つだけ与えられた場合を考える。光子が1つしかない場合は、その偏光が「縦横のどちらか?」「±45度のどちらか?」「右円偏光と左円偏光のどちらか?」の3つの質問に同時に答える実験はできない。もし非破壊的測定法があるときは、時系列的に3つの実験をすることはできる。それでも最初に行った測定だけが重要であることが言いたいのであるが、それをみるため仮に縦横偏光測定を最初にすることとする。たとえば、縦偏光はまっすぐ通過させ横偏光は直角に反射するような偏光ビームスプリッターに、その未知の偏光の光子を通す。適当な強度の光であれば、通過光と反射光の両方が観測されて縦横偏光比がわかるが、光子が1つしかない場合、偏光比は通過するか反射するかの確率を意味する。

ケース1：光子がまっすぐ通過した場合

- ・通過前の光子の状態：横偏光であったならばこのようなことは起こらないから、純粋な横偏光ではなかったことがわかる。それ以上のことはこの1回きりの測定からはわからない。
- ・通過後の光子の状態：縦偏光の状態にある。

ケース2：光子が直角に反射した場合

- ・反射前の光子の状態：縦偏光であったならばこのようなことは起こらないから、純粋な縦偏光ではなかったことがわかる。それ以上のことはこの1回きりの測定からはわからない。
- ・反射後の光子の状態：横偏光の状態にある。

このように、元の偏光状態の推定と出射後の光子の偏光状態の推定は異なる。もちろん、光子が通過したか反射したかを知るには通過した先および反射した先に置いた光子検出器の反応をみる必要があるので、それをみたとすれば、の話である。測定前の光子の偏光が何であっても上記の結論は変わらないので、測定前の状態についての情報はわか

らないまま失われる。測定後については明確な偏光の光子として送り出されることになる。これは理想的量子測定がノイマンの射影で表されることを反映している。このような量子状態の生成装置として使うには、光子検出が非破壊的でなければならない。そのような測定は原理的には存在するが、実現は容易でないので、それもひとつの研究課題である。これについては後述する。

さて、非破壊的な縦横偏光測定は原理的には可能なので、それをしたとすると、そのあと±45度偏光や円偏光を測定することができる。しかしこれは意味がない。縦横偏光の測定により縦または横偏光になってしまった光子は、上述の通り元の偏光状態の情報をもっていないからである。測定したとしても、+45度と-45度の答が2分の1の確率で得られるだけである。したがって、1回きりの理想的(=誤差のない)量子非破壊測定は、測定後の状態の生成には向いているが、測定前の状態の推定には不向きといえる。すなわち、1回きりの理想的量子測定は、測定前の状態と無関係に勝手に整形してしまうような、およそ測定らしくない効果をもたらす。これが通常の測定、すなわち古典測定との大きな違いのひとつである。

では、測定前の状態推定において理想的量子測定は全く意味がないかということ、そんなことはない。量子測定をできるだけ理想的測定にすることは、量子情報処理にとって大変重要である*1。このため、次節の要素技術、および次々節の複合技術のところでは、もっぱら強測定を達成する研究について述べている。

この節では、量子測定の導入として粒子としての光子に着目し、その偏光状態の測定を述べた。ここで偏光ビームスプリッターは偏光を分離する入出力可逆なデバイスであり、その意味で一種のスペクトル分離器とみなせる。分離されたあとの光路に設置された光子検出器こそ、光の粒子性を計測するもので、これはパワーメーターの分解能では足りず、光子の到着を0/1で判定するものである。

一方、光を波として見たときの量子測定も重要である。これを行うのはホモダイン検波であるが、普通の光ホモダイン検波と変わりはない。違いはといえば、ショット雑音より低い雑音を呈するスクイズド光を検出できる程度の低雑音が要求されることと、バランスドホモダインが用いられることが多い点、それに検波電流をRFスペアナで平

*1 BB84 量子暗号のように送信者と受信者の間で「縦偏光、横偏光、45度偏光、-45度偏光しか使わない」という取り決めがあれば、「横偏光でない」という結果は「残りの3つのどれかである」という強い主張となる。さらに量子暗号では送信者が縦横偏光と±45度偏光のどちらの偏光基底を選択したかを後で公開するので、たとえば前者の場合「縦偏光である」ことまで受信者は特定できる。一方、盗聴者にとっては、基底情報が公開される前に通過してしまう光子の偏光を傷つけずに特定することができない。このような仕組みは受信者が強測定をすることを前提とする。

均してみる以外にパルスごとにシングルショットでみる場合があることである。ホモダイン検波で得られる値は特定位相の波の振幅であり連続量であるので、連続量の量子測定とよばれ、単一または少数光子の光子検出とはだいぶ様相が異なる。さらに最近、単一光子の検出と融合したハイブリッド方式が新たな展開をみせている。

以上の光子検出器にしてもホモダイン検波にしても、光をそこで吸収してしまう破壊型測定である。

一方、全く新たな方向として、系をできるだけ乱さないことを目標とする研究も行われるようになった。これはアハラノフの弱値 (weak value) を実験的に得るために系を乱さない測定が要請されるので、そのような測定は必然的に弱測定 (weak measurement) である必要があるからである。弱値、とりわけ異常な値を示す弱値の意味や応用はまだ研究途上であり、注目していきたい。

なお、量子測定あるいは量子情報の概説としては、文献 1, 2) あるいは 3, 4) を参考にされたい。

1.2 測定の要素技術

1.2.1 光の量子状態^{1,2)}

前節ではもっぱら偏光を扱ったが、光の状態は一般に、モードと振動状態で指定される。モードは波長 (縦モード)、偏光、定在波か進行波か、ビーム断面形状 (横モード) など空間的情報で指定され、これらを決めた後は電磁波としての時間的振動が残る。その振動状態は、適当に決めた時刻の原点における複素振幅 α の絶対値 (以後簡単のため振幅とよぶ) と位相、すなわち初期振幅と初期位相で決まる。振幅と位相という極座標の代わりにデカルト座標で $\cos$ 成分 ($=\text{Re}[\alpha] \equiv X$ とする) 複素振幅の平均値) と $\sin$ 成分 ($=\text{Im}[\alpha] \equiv Y$ とする) を使うこともある。複素平面 α あるいは同じ平面をデカルト座標の X, Y で考えるにせよ、古典的には 1 点を指定することにより時間的振動状態が決まる。このとき $|\alpha|^2 = X^2 + Y^2$ は光の強度に相当する。もし振幅と位相の確率分布しか情報がない場合は、 α 平面上の確率密度関数 $p(X, Y)$ によって振動状態が表される。 X と Y を正確に知っている場合は (たとえば X_0 と Y_0 であると知っている場合は) その確率密度関数がデルタ関数、すなわち $p(X, Y) = \delta(X - X_0, Y - Y_0)$ という場合である。

以上は古典的な光の振動状態の描像であるが、量子論でも空間情報でモードを決め、時間的振動の初期位相と振幅で振動状態を考える点は同じである。古典論との違いは、振幅と位相の間に不確定関係があるため (あるいは X と Y

の間にも不確定関係があるため) XY 平面上の 1 点を指定することができないことである。では、初めからデルタ関数でなく広がりをもった適当な確率密度関数 $p(X, Y)$ からスタートすればよいのかというと、話はそれほど単純ではない。

量子論における不確定関係は通常の意味の確率密度関数で表すことはできず、擬確率密度関数でしか表されないことが知られている。「擬」というのは、「負の値をとらない」とか「周辺分布^{*2}の計算ができる」という要請を同時に満たす確率密度がないことを意味する。これは、量子論の不確定関係が単なる情報不足による確率分布とは異なることを意味する。擬確率密度関数としてはグラウバーの P 関数 (1963 年 PRA 論文, 2005 年ノーベル賞), Husimi-Kano の Q 関数, ウィグナー関数 W が知られている。それぞれ一長一短があるが、不確定関係を視覚化するためにはもっぱら W 関数が用いられる。 W 関数は複素平面 $\alpha = X + iY$ 上の関数であるが、負になることがあるとかデルタ関数ほど一点に集中することはないなどの性質以外は、大ざっぱにいうと確率密度分布関数と思ってよい。たとえば X (あるいは Y) で積分した Y (あるいは X) の周辺分布は、ホモダイン検波で測定した Y (あるいは X) の分布を正しく表している。

さて、ウィグナー関数 W の重心 (すなわち複素振幅の平均値) が同じでも、その回りの分布 $W(\alpha) [= W(X, Y)]$ が異なる場合、古典的振幅としては区別がつかないが、光の量子状態としては異なる。したがって、ホモダイン検波して分布関数を求めれば見分けがつく。たとえば重心が $\alpha_0 (= X_0 + iY_0)$ であっても、その回りの分布が

$$W(\alpha) = \frac{2}{\pi} \exp[-2|\alpha - \alpha_0|^2] \\ = \frac{2}{\pi} \exp[-2(X - X_0)^2 - 2(Y - Y_0)^2]$$

のように円対称の富士山型ガウシアンである場合もあれば、

$$\frac{2}{\pi} \exp[-2r(X - X_0)^2 - 2(Y - Y_0)^2/r]$$

のように縦長 ($r > 1$) あるいは横長 ($0 < r < 1$) のガウシアン山脈である場合もあるであろう。前者すなわち円対称の不確定関係を有する状態をグラウバーのコヒーレント状態とよび、縦長あるいは横長の (あるいはもっと一般に斜め方向に長くてもよいが) 不確定関係を有する状態をスクイーズド状態とよぶ^{*3}。スクイーズド状態とコヒーレント状態

^{*2} たとえば X と Y の二次元分布関数があったとき、 X で積分した Y の分布 (またはその逆) を周辺分布という。通常はそれが実際の Y (または X) の分布になっているが、量子的擬確率密度の中にはそうならないものがある。

^{*3} W 関数が負になるときは光の状態が非古典的である。しかし逆は成立しない。スクイーズド状態は非古典的状態であるが、 W 関数はガウシアンであり、負にはならない。

は、振幅と位相がほぼ確定していてその回りの分布がガウシアンという点で同類であるが、ホモダイン検波をしたときに異なった雑音特性を示す。

一方、光の量子論では光子数確定状態という状態がある。これはその名の通り光子数 n が 1, 2, ..., のどれかに確定している状態である。光子数は古典的には振幅の絶対値の 2 乗に対応するから、 W 関数で視覚化すると振幅が比較的シャープに決まった*4円環状の山脈となる。また負の値が出現し、特に $n=1$ の単一光子状態のときに、原点で大きな負の値をとる。原点を中心に円対称であるため、位相は定まらない。これも古典的にはない状態であるので、非古典の状態である。

1.2.2 光子検出

一昔前は光子の検出器といえば光電子増倍管であったが、光の入れ過ぎや室内背景光の混入による焼きつきの問題があった。近年ではそういった問題のない APD (アバランシェ・フォトダイオード) のガイガーモードを使った光子検出器が市販され、フォトンカウンターとして用いられている。もちろん前述の各種展示会にも出展されている。

ここでいうフォトンカウンターは光子の有無を検出するもので、光子数を整数値として表示する光子数計測ではない。したがってカウントシグナルがあったとき、光子は 1 つだけでなくたくさんあった可能性もある。典型的なスเปックとしては次のようなものである。

- ・感度波長：可視域から $1\ \mu\text{m}$ 程度
- ・受光面積：数十 μm 四方
- ・量子効率：数%～90%
- ・ダークカウント：数十 cps
- ・推奨動作温度： -20°C ～室温
- ・バイアス電圧：～30 V
- ・ジッター：数百 ps

これだけの性能を有する光子検出器が、安価ではないとはいえ、市販されていることはありがたい。しかし量子情報の観点からはもっともっと、次のような光子計数器の革新を期待したい。

1.2.3 光子計数技術の進化

特に改善を期待したいのは、

- ・感度波長：通信波長帯 ($1.5\ \mu\text{m}$) を期待
- ・量子効率：100% に近い値を期待
- ・ダークカウント：さらに低く
- ・ジッター：さらに小さく

である。このほかに、カウントした直後ダークカウントが

増加するアフターパルスが少ないことや、光子の有無だけでなく光子数の分解表示も期待したい。

これらの要望解決は研究開発の間では、実は着々と進んでいる。特に超伝導ナノワイヤ単一光子検出器 (SSPD)、超伝導転移端単一光子検出器 (TES)、超伝導トンネル接合 (STJ) 検出器など、通信波長帯・ダークカウント・時間分解能・ジッター・量子効率の面で APD フォトンカウンターより優れたものが開発され改善されつつある。これらはもともとモスクワ州立教育大学やロチェスター大学等で研究が開始され、米国国立標準技術研究所 (NIST)、国内では情報技術研究機構 (NICT) や NTT で研究されている⁵⁻⁸⁾ だけでなく、実際に量子暗号や量子情報の研究に用いられている⁹⁾。さらに光子数の識別性能も上がってきており、光子 0 個から 10 個程度を識別するカウンターの開発もそう遠くないと思われる。唯一、超伝導であるから液体ヘリウム温度が必要な点が商用性に劣るが、昨今の液体ヘリウム循環器の簡便さもあいまって、その高い性能の魅力の前には、少なくとも研究フェーズでは使い勝手は気にならない。

1.2.4 ホモダイン検波とトモグラフィー

ホモダイン検波は電磁波や光の位相を測る技術で昔から広く使われている。振動電場の位相に直接感じる検出器は今のところないので、ビームスプリッターで参照光と干渉させたあと、通常の光検出器 (PIN フォトダイオード等) が電場の 2 乗に感じることを利用している。バランストホモダインでは弱い信号電磁波の電場 E_A と強い参照波 (局発波) の電場 E_B を透過率=反射率= $1/2$ のビームスプリッターで干渉させて 2 乗をとった結果できる干渉項 $E_A E_B^* + E_A^* E_B$ が、参照波の位相を基準とした信号の $\cos$ 成分を参照波の振幅で増幅したものになっていることを利用している。

ホモダイン検波の量子版も実験の原理は同じである。理論的には振幅の代わりに消滅演算子を用い、複素共役の代わりにエルミート共役を用いる。適当な規格化の下でホモダイン検波電流 I は $\hat{A}^\dagger \hat{B} + \hat{B}^\dagger \hat{A}$ を測定した値を反映している。これが任意の位相 θ をもつ参照波を基準とした $\cos$ 成分の測定になっていることをみよう。いま参照光の演算子を

$$\hat{B} = \langle \hat{B} \rangle + \Delta \hat{B} = B_0 e^{i\theta} + \Delta \hat{B}$$

のように、複素振幅の平均値 $B_0 e^{i\theta}$ とその回りの量子ゆらぎ演算子 $\Delta \hat{B}$ に分ける。 B_0 は正の実数である。これを

$$\hat{I} \equiv \hat{A}^\dagger \hat{B} + \hat{B}^\dagger \hat{A}$$

*4 光子数は古典的振幅の 2 乗と概念的に完全には一致しないので、 δ 関数が円環上に分布したものにはならない。そこで「比較的」という表現をとった。

に代入すると

$$\hat{I} = B_0(\hat{A}e^{-i\theta} + \hat{A}^\dagger e^{i\theta}) + \hat{A}^\dagger \Delta \hat{B} + \Delta \hat{B}^\dagger \hat{A}$$

となる。いま位相を θ だけ回転した $\cos$ 成分を $\hat{X}_\theta$ 、 $\sin$ 成分を $\hat{Y}_\theta$ とすると、

$$\hat{X}_\theta = \hat{X} \cos \theta + \hat{Y} \sin \theta = \frac{\hat{A}e^{-i\theta} + \hat{A}^\dagger e^{i\theta}}{2}$$

$$\hat{Y}_\theta = \hat{Y} \cos \theta - \hat{X} \sin \theta = \frac{\hat{A}e^{-i\theta} - \hat{A}^\dagger e^{i\theta}}{2i}$$

である。いま $\hat{X}_\theta$ を測りたいとする。 $\hat{X}_\theta$ は直接測れないので、その代用品としてホモダイン検波で測ることができる演算子を $\hat{X}_\theta^{(\text{meas})} \equiv \hat{I}/2B_0$ と定義すると、

$$\hat{X}_\theta^{(\text{meas})} = \hat{X}_\theta + \left(\hat{A}^\dagger \frac{\Delta \hat{B}}{2B_0} + \frac{\Delta \hat{B}^\dagger}{2B_0} \hat{A} \right)$$

となる。ここで参照光強度を強くすると、すなわち $B_0 \rightarrow \infty$ とすると

$$\hat{X}_\theta^{(\text{meas})} = \hat{X}_\theta$$

となり、測りたい真の物理量 $\hat{X}_\theta$ が正確に測れることになる。

量子通信や量子情報処理ではこれで目的を達成していることもあるが、さらに W 関数を実験的に求めるためにホモダイン検波が使える。それは「 $\hat{X}_\theta$ を測ったとき値 X_θ が観測される確率は $\int dY_\theta W(X_\theta, Y_\theta)$ に等しい」ことがいえるからである。統計学の言葉でいえば、ホモダイン検波で $\hat{X}_\theta$ を測定したときの確率分布はウィグナー関数の X_θ に関する周辺分布に等しい。逆に、いろいろな θ についてホモダイン検波を行うと、 $W(X_\theta, Y_\theta)$ を逆算できる。これは医療の CT スキャンや地震波から地質内部の構造を知ると同じで、いろいろな角度からみた一次元の断層データから二次元の断層写真を再現する逆ラドン変換の手続きを用いる。このようにしてホモダイン検波を用いてウィグナー関数を実験的に求めることができる。医療や地震学ではこれをトモグラフィーとよぶが、量子情報の分野では量子トモグラフィーとよぶ^{*5}。

ところで、量子トモグラフィーは同じ量子状態にある光が十分多数ある状況でなければできない。光パルスが多数、あるいは共振器モードであれば、何回も同じ状態が準備できることである。1 回きりの量子測定で得られる情報は、取り決めの通信や計算などでない限りきわめて限られることは、前に述べた通りである。この意味で、量子トモグラフィーは光源の診断、量子通信・量子ゲートやそ

の複合体である量子情報機器の診断には使えるが、診断後の量子通信や量子情報処理には 1 回きりの量子測定で勝負することになる。

1.2.5 量子ビットの測定とトモグラフィー

1 つの光子の縦横偏光を状態「1」および「0」と名付けると、+45 度に偏光した光子は「0」と「1」を同位相で重ね合わせた状態に対応し、-45 度に偏光した光子は「0」と「1」を逆位相で重ね合わせた状態に対応する。もう少し例を挙げると、+30 度に偏光した光子は「0」と「1」を振幅比 $\sqrt{3}:1$ で同位相で重ね合わせた状態に対応し、右回り円偏光の光子は「0」と「1」を $1:i$ で（すなわち位相 90 度の等振幅比で）重ね合わせた状態に対応する。このように、「0」と「1」をのみならず、それらの重ね合わせ状態^{*6}をとれる物理系を量子ビット (qubit) とよぶ。

量子ビットは偏光以外に、パルス時間差 (time-bin qubit)、光路 (time-bin qubit)、位相差 (phase qubit) などのモードに符号化することができる。もっといえば、光以外にもあらゆる二準位系 (原子・分子・量子ドット・超伝導素子) やスピンを用いることができる。しかし本稿では、量子ビットとして光を用いたものに限定する。

前節で「量子トモグラフィーは同じ量子状態にある光が十分多数ある状況で用いられるのに対し、量子通信や量子情報処理では 1 回きりの量子測定が用いられる」と書いたが、同じことは量子ビットについてもいえる。すなわち、未知の量子ビットの状態を同定する量子トモグラフィーという技術があり、それは同じ量子状態にある量子ビットが十分多数ある場合に可能となる。量子ビット 1 つの状態は連続的な W 関数でなく 2×2 の密度行列の行列要素を決めることになる。量子ビット 2 つなら、基底となる状態が「00」「01」「10」「11」の 4 つなので 4×4 の行列要素を決める。量子ビット n 個なら $2^n \times 2^n$ 行列を決める実験が量子トモグラフィーとなる。

行列要素の非対角項は一般に複素数なので、決めなければならない実数の個数は多いが、これらは全部独立なわけではなく、密度行列がトレース 1 のエルミート行列であることから、独立な要素の個数は減る。たとえば 4×4 行列の場合、全く一般の複素行列なら 32 個実数があるが、密度行列の対角成分は足して 1 の実数だから 3 個、非対角成分はエルミートだから上三角の 6 つの複素数だけでよく、その実部虚部と先ほどの 3 個を合わせて 15 個のみとなる。

^{*5} ホモダイントモグラフィーや単一パルスホモダインは、国内では東大・古澤研究室、NICT・佐々木研究室、学習院大・平野研究室、阪大・井上恭研究室、日大・井上修一郎研究室等が得意としている。

^{*6} 「0」と「1」の位相関係が定かでなく強度比だけ知れている場合は、重ね合わせ状態とよばず、混合状態とよぶ。これは「0」と「1」の間のコヒーレンスがない状態である。特に等強度の混合状態は白色偏光であるが、量子情報では完全混合状態とよぶ。

実は冒頭で述べたストークスパラメーターを求める古典的方法の延長上に、この「少数量子ビット系」の量子トモグラフィの手法がある¹⁰⁾。これは量子ビット系のスタンダードな方法としてよく用いられる。個数が n ならば、前述の通り $2^n \times 2^n$ 行列を測定により決めることになる^{*7}。

1.3 測定の複合技術

電場の二乗平均に感じるパワーメーターやフォトダイオードにせよ、素励起として光子をカウントするフォトマルやガイガーモード APD フォトダイオードにせよ、光子を吸収した温度上昇による超伝導常伝導転移をみる超伝導光子検出器にせよ、直接的には光子のエネルギーに感じている。いずれにせよ光を吸収する破壊測定であり、また位相情報を直接見てはいない。したがって測定を非破壊にしたいとか位相情報を測定したいという場合は、プローブ光または参照光とよばれる別の光と相互作用させて、プローブ光のエネルギーを測定するしか今のところ方法はない。これを仮に複合技術的測定とよぼう。先に述べたホモダイン検波はまさにそのような方法で単一光子状態またはスクイーズド光の位相情報を読む方法となっている。ビームスプリッターで信号光と参照光を干渉させ、最終的にはエネルギーの測定で位相差を測定している。しかし、それ以外にも複合技術的量子測定がある。以下、そのような方法を説明する。

1.3.1 非線形光学を用いた測定

カーシャッター (Kerr shutter) という高速シャッターが知られている。これは、強い光が入ると屈折率が変化する非線形光学効果、すなわち光カー効果を用いる。信号光に対して組まれたマッハ・ツェンダーの干渉計の2つの光路の1つに光カー媒質を配置し、干渉計の2つの出口の片方 (A とする) から信号光が出るように光路差を調整しておくと、もう1つの出口 (B とする) から信号光は出ない。そこに強い制御光をカー媒質に入れると光路差が信号光の半波長分ずれるため、その制御光が入っている間、信号光は出口 B から出る。制御光パルスが短ければその間だけ信号光が切り出される。この応答時間が高速であることを利用したシャッターである。光カー媒質として、たとえば CS_2 が用いられた時期があった。

逆にこれは、出口 B から出てきた信号光のエネルギーを測定することにより制御光の存在を測定する装置となる。シャッターのように完全に出口 A と B を入れ替えるのではなく、弱い制御光なら弱いなりに出口 B から出てくる信号光

も弱くなるので、定量的な測定ができる。そこで名前を入れ替えて、信号光を新たにプローブ光とよび、制御光を新たに信号光とよぶと、これは「出口 B から出てきたプローブ光のエネルギーを測定することにより制御光のエネルギーを測定する装置」となる。ここでもし光カー媒質が透明であるならば、これは信号光強度を変えることなくそれを測定する非破壊測定となる。常識的な光検出とは非常に異なる。

以上は古典的な話であるが、きちんと量子力学で取り扱ってもそのような測定が可能だろうか。すなわち、信号光の強度をショット雑音より小さな雑音レベルで測定できるような非破壊測定器となるか。この答は yes である^{11, 12)}。ショット雑音より小さな雑音レベルでこのような測定を行うことは簡単ではないが、実験室レベルでは実現されている。

光カー効果が十分大きく十分長い媒質があれば、原理的には信号光子1つの増減でも検出できるはずである。そのとき、信号光子の有無がプローブ光子の行き先を反転する。これは、言葉を換えて信号光子を制御 qubit、プローブ光子をターゲット qubit とよべば、量子情報処理の基本ゲートである制御 NOT ゲートにほかならない。特に重要な点は、入力される制御光子が重ね合わせ状態にあれば、出力される状態は、「制御光子がゼロでターゲット光子は出口 A に出る」状態と「制御光子が1でターゲット光子は出口 B に出る」状態の重ね合わせになることである。この重ね合わせ状態は、制御光子とターゲット光子が離ればなれになっても続く「エンタングル状態」(あるいは量子もつれ状態)と呼ばれるきわめて重要な状態である。このような、もともとエンタングルしていなかった複数の光子をエンタングルさせることは、量子情報処理において最も基本的な操作となる。

1.3.2 線形光学を用いた測定

ところが、非線形光学により単一光子レベルでの量子操作が原理的に可能といえど、実際にはそれを次のステップに利用できるほどのものは実現されていない^{*8}。

そこで考えだされたのが、線形光学と光子検出の組み合わせによる量子操作である^{14, 15)}。この原理を簡単にいうと、偏光ビームスプリッターの2つの入力ポートに1つずつ、45度偏光の光子を同時に入れたとしよう。このとき出口の状態は (1) 2つとも出口 A に出るか、(2) 2つとも出口 B に出るか、(3) 1つずつ出口 A と B に出るかの重ね

^{*7} 少数光子の量子ビットトモグラフィは、国内では阪大・井元研究室、北大・竹内研究室および富田研究室、東北大・枝松研究室、NICT・佐々木研究室等が得意としている。

^{*8} 現実の光カー効果は単一光子で位相 π ラジアン回すほど強くない。しかし研究レベルでは16度ほど回したという報告もある⁹⁾。

合わせ状態である。その重ね合わせ状態は観測しなければずっと続くが、仮に出口AとBに光子検出器を1つずつ配置して(1)、(2)、(3)のどれが起きたかを観測したとしよう。そして(1)や(2)が起きた場合は「失敗」とし、(3)が起きたときを「成功」とする。成功する確率は2分の1であることが簡単に計算できる。

成功した場合、2つの光子はどのような状態にあるかを考える。それは偏光ビームスプリッターの性質からただちに、「光子1が縦偏光で光子2が横偏光」の場合とその逆の場合の重ね合わせ、すなわちエンタングルした状態であることがわかる。これは、成功確率が2分の1しかないことを別にすれば、もともとエンタングルしていない独立の2つの光子をエンタングルさせたことに相当する。それが基本的な量子操作であることは前節で述べた通りで、これを利用して量子情報処理を組み立てることが可能なのである。

問題は成功確率が2分の1しかないことで、このゲートをたくさんの個数必要とする量子情報処理装置の総合的な成功確率は、その個数に対し指数関数的に急激に下がってしまう。この問題は「入れ子構造」で解決ができる。文献¹⁰⁾の2つの論文は全く異なる構成を提案しているが、奇しくも入れ子構造で成功確率をいくらかでも1に近くできることを述べており、その改善の程度まで一致している。

1.3.3 パリティチェック

偏光ビームスプリッターの2つの入力ポートに光子を1つずつ入力する方法において、前節では両方とも45度に偏光した光子を入力した。そうではなく、「縦か横かだけがわかっている」2つの光子を入れたとしたら何が起るのか。両方とも縦ならば反射されることなく通過するので、2つの出力に1つずつ出力する。両方とも横ならば反射されて光路が入れ替わるので、やはり2つの出力に1つずつ出力する。どちらか片方が縦でもう一方が横ならば、2つの光子は同じポートに出力される。したがって、「同じポートに2つ出力した」ことが観測された場合、これは一つひとつの光子の偏光をみることなく「両者は違う偏光である」ことだけを確認したことになる。これをパリティチェックという。一つひとつをみずにパリティだけ純粋に測る量子測定である。

その顕著な応用例として、デコヒーレンスフリー部分空間(DFS)を用いた量子雑音の除去というものがある。これは光を用いた量子通信特有の「集団的雑音^{*9)}」を除去す

る有力な方法である¹⁶⁻¹⁸⁾。この方法と量子波長変換^{19,20)}により、後述の量子中継への研究に一層弾みがついた。

1.3.4 ベル測定

2つの量子ビットの正規直交基底として真っ先に思い浮かぶのは、00, 01, 10, 11の4状態であろう。これらは確かに基本となる正規直交基底である。どれをとっても2つの量子ビットはエンタングルしておらず、独立の状態にある。この4つを見分ける量子測定は簡単である。それぞれの量子ビットが0なのか1なのかを測定すればよい。

一方、正規直交基底の取り方はこれに限らず無数にある。ここで2つの量子ビットがエンタングルした状態を考える。最大限エンタングルした状態を「ベル状態」というが、実はそれは00+11, 00-11, 01+10, 01-10の4種類がある。それぞれ正規化するために $\sqrt{2}$ で割ってやったものを ϕ^+ , ϕ^- , ψ^+ , ψ^- 状態とよんでいる。これも正規直交基底である。

この4つのベル状態を見分ける量子測定は自明でない。少なくともそれぞれ個別に0か1かを測定してしまっただめである。実は、透過率が50%（したがって反射率も50%）のビームスプリッターの両側から1つずつ光子を入れたとき、入れる前の状態が ψ^+ , ϕ^- , ϕ^+ ならば光子は出口Aに2つ出るかまたは出口Bに2つ出る。しかし ψ^- の状態に入れると、出口AとBに1つずつ出るのである。したがってどちらが起きたかを観測することにより、少なくとも「 ψ^- か、それ以外か」を区別することができる。これを偏光まで含めてもう少し工夫すると、「 ψ^- か、 ψ^+ か、それ以外か」まで区別を進めることができる。しかしそれでも、4つのベル状態すべてを区別することはできない。このような不完全なベル測定でも使い道はある。

なお、量子ビットでなく光を波として連続量の振幅とみる場合にも、やはり4つのベル状態を考えることができる。この場合顕著なことは、ホモダイン検波により4つのベル状態の区別が容易となるのである^{*10)}。

2. 量子測定が関連する研究

量子測定そのものに関する、あるいは量子測定を介する研究の最近の話題を拾う。

2.1 量子テレポーテーション

東京と大阪の間のどこかでベル状態の1つ、たとえば ψ^- を作ったとする。それは2つの量子ビットから成るの

^{*9)} たとえば光ファイバーや大気屈折率ゆらぎは、次々通過する光パルスごとに違うのではなく、同じ位相雑音を誘起する。このとき補助光子を付け加えることにより、雑音に感じない部分空間がヒルベルト空間に発生する。それを利用した

^{*10)} 連続量の世界で完全なベル状態を達成するには、無限のエネルギーリソースを必要とする。しかし最近連続量と量子ビットのハイブリッドにより、連続量ホモダインを用いた量子ビットのテレポーテーションとしてひとつの解決をみた²¹⁾。

で、それぞれ量子ビットAとBと名付け、量子ビットAを大阪へ、量子ビットBを東京に運んだとする。

一方大阪では、量子状態が不明な量子ビットXが別にあったとしよう。ここで3つの量子ビットX, A, Bからなる全系の状態を01基底で書き下し、それを、XとAに関しては基底変換を行って4つのベル状態で展開して表現したとき、残りの量子ビットBの状態はどうなるか。その計算は簡単に遂行できるが、結論だけいうと、なんと量子ビットXの状態が量子ビットBに乗り移っているのである^{*11}。これは、大阪に持ってきた量子ビットAと大阪に元からあったXとの間で前述の「ベル測定」を行えば、その結果、測定前のXの状態が東京にある量子ビットBに乗り移ることを意味する^{*12}。言葉を換えていうならば、あらかじめエンタングルした量子ビットを離れた2地点に配っておきさえすれば、あとは任意の量子ビットの量子状態を好きなときに「古典通信だけで」転送することができる。これが量子テレポーテーションである。古典通信だけしかなかったら量子状態を送ることはできないが、過去にエンタングルした量子ビットを配ってあればいつでもそれができるといふわけである。

ところで、大阪の量子ビットXが実は福岡の量子ビットYとエンタングルしていたとしよう。たとえばXとYはもともと ψ^- 状態にあったとする。そこへもってきて上述の量子テレポーテーションを行うと、Xの状態はそっくり東京の量子ビットBに乗り移る。ということは、最終的に福岡のYと東京のBが ψ^- 状態になる。このように、地点1にあるYと地点2にあるXがエンタングルしていて、かつ地点2にあるAと地点3にあるBがエンタングルしている場合、地点2においてXとAのベル測定をすることにより、最終的にYとBがエンタングルする。これをエンタングルメント交換とよぶ。特にこの例のように、地点1と3の中間の地点2においてエンタングルメント交換を行うことを量子中継とよぶ。中継地点はいくつあってもよい。この技術は、光通信につきものの光損失にうちかかって量子通信を行うための切り札と目されている^{*13}。量子中継は量子テレポーテーションの直接的応用である。

量子テレポーテーションは使い道が広いだけでなく、量

子情報処理の理論のさまざまな場面において現れる、最も基本的な概念のひとつである。それは1993年に提案され、1997年に光子の偏光を用いてテレポーテーションの実験（ただし確率的）がなされ、1998年ホモダインベースで確率的でない（ただし帯域が限定された）実験がなされた。今年になって、ハイブリッドの方法で量子ビットの決定論的なテレポーテーションの実験がなされた²¹⁾。

2.2 測定誘起型量子計算

エンタングルメントは2つの量子ビットだけでなく、多くの量子ビットの間にも存在し得る。たとえば3体以上だとGHZ状態として知られるものがある。たとえば3つの光子から成るGHZ状態は、そのうち1つでも縦または横偏光であることが知れると、残りの2つも縦または横偏光に確定する。

では縦横偏光でなく斜め偏光を測定し、+45度または-45度偏光であることが知れたら、残りの2つの光子はどのような状態になっているだろうか。答はベル状態になっているのである。そうならば、AとBとCの3人がGHZ状態を共有していれば、誰から誰に量子テレポーテーションをするか、「誰が斜め偏光測定するか」を決めれば自在にルートを設定できることになる。これは量子テレポーテーションルーターになると考え、4人以上でもGHZ状態でよいのか、あるいは別の多体エンタングルメントかを調べ始めたことがある。

ところがそこにもっとすごい論文が現れた²²⁾。単にレポートするだけでなく、任意の演算付きでレポートする提案で、しかもそのときに必要な多体状態が特定されていて「クラスター状態」と名付けられていた。この量子計算法は通常の「量子回路」による量子計算法と異なり、あらかじめクラスター状態を作っておけば後は測定だけで計算が進行するという画期的なものであった。その後、実験やさらに発展したトポロジカル量子計算など、重要な一分野となっている²³⁻²⁵⁾。

2.3 不確定関係の追求

量子力学といえば不確定性原理である。曰く、粒子の位置と運動量を同時に定めることはできず、その不確定量の積がプランク定数以下にならない、という原理である。し

^{*11} これだけではあまりに乱暴な議論なので正確にいうと、XA系が ψ^- のときは確かに量子ビットXの状態がそのまま量子ビットBに乗り移っている。しかし全体は重ね合わせ状態にあり、XA系は ψ^+ または ϕ^- または ϕ^+ かもしれず、それぞれに応じて量子ビットBは元の量子ビットXの状態を少しずつ変形したものになっている。しかしその変形は元に戻すことができるので、結果的に量子ビットのペアXAのベル測定で何が得られても、その結果を東京に電話するだけで、東京にあるBの状態を大阪から一歩も持ち出していないXの元の状態にすることができるのである。

^{*12} この「乗り移り」は瞬時ではない。上の注^{*11}にあるように、大阪での測定結果を東京に伝える必要があるため、光速度を超えて乗り移ることはできない。

^{*13} 通常の通信で用いられている再生増幅による中継は、量子通信では用いることができない。再生増幅は中継点で「観測する」ことを意味し、コヒーレンスやエンタングルメントを壊してしまうからである。

かし、その意味はもっと精査する必要がある。

不確定関係には、(1) 同じ状態にある粒子が多数あるとき、位置の完全測定を行っても分布し、運動量の完全測定を行っても分布するが、その分布の定量的関係を指す場合と、(2) 1つの粒子に対し位置の測定の誤差を小さくするほど測定後の運動量の不確定量を増してしまう(測定の反作用)のであるが、その誤差と反作用の定量的関係のことを指す、という2つの場合があるのである。(1)は、量子測定は完全である(誤差がない)ことを仮定し、この場合の不確定関係は測定法の性質というより粒子の状態そのものがもっている性質を示している。(2)は量子測定法の性質について言っている。(2)の関係は量子測定法を一つ決めれば一つの関係が得られるが、どのような測定法をもつてきても成り立つ不等式があれば、それはより根源的な測定の限界を示す。

科学史的に混乱をきたしているのは、不確定関係に対するアインシュタインの疑義にハイゼンベルクが答えたとき、有名な γ 線顕微鏡を用いて反論したが、これは(2)の議論であった。しかし、量子力学における不確定関係はまずは(1)に関するものであり、これを明確に導いたのはケナードやロバートソンである。しかし現存する著名な量子力学の教科書はほとんど、(1)の不確定関係のことをハイゼンベルクの不確定性原理と書いている^{*14}。最近、(2)に関する不等式が実は破れる場合があり、それにとって代わる小澤の不等式が提唱されており^{*15}、実証実験もされている²⁶⁻²⁸⁾。実験は中性子を用いたものと光子を用いたものがある。

2.4 弱測定・弱値

これまでの量子力学では、状態を準備し、量子測定を行うという図式であった。量子力学理論として必要とされるのは、状態が知れているときに量子測定をしたときの測定値の分布^{*16}を予測すること、あるいは状態が知れていない(あるいはある程度知れている)ときに測定値から測定前の状態および測定後の状態を推定することであった。ところが最近では、ある状態を準備し、何かの物理量を測定してある値を得たとき、準備と測定の間状態は何かということに興味をもたれるようになった。その興味は、こういうことを言い出したアハラノフのように哲学的興味の場合もあるが、量子情報処理のように「途中で誰かが何かを測定したときの値を推定する」必要に迫られる現実的興味も

ある。この推定に使う「量子状態」は、準備した状態(始状態)のほかに、測定によって決まった状態(終状態)の情報が必要である。

アハラノフは、始状態と終状態だけからその中間の測定値を推定する表式を求め、それを弱値(weak value)と名付けた²⁹⁾。なぜ弱値という名を付けたか? それは、中間で行われる測定がどんな物理量に対するものであろうと普遍的な表式となるためには、中間で行われる測定が「弱測定」でなければならないからである。ここでいう弱測定は、測定の反作用が十分小さいことを意味している。十分小さいというのは、中間で行われる測定が全系の時間発展に及ぼす影響が無視できることを指す。もちろんそのとき「ハイゼンベルク」の不確定関係により、測定誤差は非常に大きくなる。しかし同じ測定を何度も繰り返すことにより、期待値を求めることができる。

この弱値が異常な値を示す(たとえばスピンに相当する量が1以上の値になったり、確率に相当する量が負になったりする)ことがあり得ることをアハラノフは予言したが、最近それを実証する実験がなされた³⁰⁻³³⁾。これを契機に弱値の研究が静かなブームとなっている。

実験室を見ただけでは、量子測定は通常の測定とあまり変わらない。しかし大きな違いは光パワーのようなマクロな平均値でなく、光子数のような個々の「物理量の固有値」を得ている。そして意味の違いはもっと大きく、完全な測定であるほど測定前の状態の情報を忘却する。弱測定であるほど測定前の状態を壊さない。

直接的には光子数などエネルギーしか測れないが、線形光学や非線形光学を用いて間接的には単一光子の位相差(参照波を基準とした位相差)も読めるし、非破壊測定、パリティチェック、エンタングルメント測定など多様な量子測定が可能となっている。量子測定そのものの研究のみならず、量子測定を手段とする量子情報処理や、量子測定にまつわる基礎科学的な研究がなされている。

研究におけるこれらの現象が起きている理由は、今まで想定していなかった状況が身近になったため、今までの量子力学的語法を一層進めて新しい状況に対応する理論へと発展させる必要が生じたからであると考えられる。量子力学・量子測定の基本は覆らないが、状況設定が多様になってきたため、新しい基礎および応用研究の時代になったと

^{*14} このへんを区別しているのは、筆者の手の届く(文字通り目の前の)範囲では、ノイマン「量子力学の数学的基礎」、北野正雄「量子力学の基礎」、清水明「新版量子論の基礎」がある。

^{*15} 異なる不等式もごく最近種々提案されている。

^{*16} 実際には、任意の物理量の期待値がわかればよい。 $(A - \langle A \rangle)^n$ の期待値がわかれば分布もわかるので。

考えられる。

文 献

- 1) 川畑有郷, 北岡良雄, 上田正仁, 鹿児島誠一編: “量子光学”, 物性物理学ハンドブック (朝倉書店, 2012) p. 379
- 2) (社)応用物理学会 量子エレクトロニクス研究会, 松岡正浩, 江馬一弘, 平野琢也, 岩本 敏監修: 基礎からの量子光学 (オプトロニクス社, 2009).
- 3) 広中平祐 (編集委員会代表): “2.8 量子情報”, 現代数理科学事典 (丸善, 2009) p. 137.
- 4) 光科学研究の最前線編集委員会編: “量子情報” “量子測定”, 光科学研究の最前線 (ミュージアム図書, 2009), p. 9, p. 18.
- 5) 三木茂人: SSPD を使用した高速量子鍵配送システム, 超電導 Web21 (2012).
- 6) S. Miki, T. Yamashita, M. Fujiwara, M. Sasaki and Z. Wang: “Multichannel SNSPD system with high detection efficiency at telecommunication wavelength,” *Opt. Lett.*, **35** (2010) 2133–2135.
- 7) 福田大治, 吉澤明男, 土田英実: “超伝導単一光子検出器”, 電子情報通信学会誌, **90** (2007) 674–679.
- 8) T. Seki, H. Shibata, H. Takesue, Y. Tokura and N. Imoto: “Comparison of timing jitter between NbN superconducting single-photon detector and avalanche photodiode,” *Physica C*, **470** (2010) 1534–1537.
- 9) 第 74 回応用物理学会秋期学術講演会 16p-A14 一般セッション「量子光学・原子光学」/17p-A13 シンポジウム「量子情報デバイスとその周辺」(2013 年 9 月, 同志社大学京田辺キャンパス).
- 10) D. F. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro and A. G. White: “Measurement of qubits,” *Phys. Rev. A*, **64** (2001) 052312.
- 11) N. Imoto, H. A. Haus and Y. Yamamoto: “Quantum nondemolition measurement of the photon number via the optical Kerr effect,” *Phys. Rev. A*, **32** (1985) 2287–2292.
- 12) 井元信之: “光の量子非破壊測定”, 光学, **19** (1990) 762–768.
- 13) Q. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi and H. J. Kimble: “Measurement of conditional phase shifts for quantum logic,” *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 4710–4713.
- 14) E. Knill, R. Laflamme and G. J. Milburn: “A scheme for efficient quantum computation with linear optics,” *Nature*, **409** (2001) 46–52.
- 15) M. Koashi, T. Yamamoto and N. Imoto: “Probabilistic manipulation of entangled photons,” *Phys. Rev. A*, **63** (2001) 030301 (R).
- 16) T. Yamamoto, M. Koashi, S. K. Özdemir and N. Imoto: “Experimental extraction of an entangled photon pair from two identically decohered pairs,” *Nature*, **421** (2003) 343–346.
- 17) M. Bourennane, M. Eibl, S. Gaertner, C. Kurtsiefer, A. Cabello and H. Weinfurter: “Decoherence-free quantum information processing with four-photon entangled states,” *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 107901.
- 18) T. Yamamoto, K. Hayashi, S. K. Özdemir, M. Koashi and N. Imoto: “Robust photonic entanglement distribution by state-independent encoding onto decoherence-free subspace,” *Nat. Photonics*, **2** (2008) 488–491.
- 19) R. Ikuta, Y. Kusaka, T. Kitano, H. Kato, T. Yamamoto, M. Koashi and N. Imoto: “Wide-band quantum interface for visible-to-telecommunication wavelength conversion,” *Nat. Communications*, **2** (2011) 537.
- 20) R. Ikuta, H. Kato, Y. Kusaka, S. Miki, T. Yamashita, H. Terai, M. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Koashi, M. Sasaki, Z. Wang and N. Imoto: “High-fidelity conversion of photonic quantum information to telecommunication wavelength with superconducting single-photon detectors,” *Phys. Rev. A*, **87** (2013) 010301 (R).
- 21) S. Takeda, T. Mizuta, M. Fuwa, P. van Loock and A. Furusawa: “Deterministic quantum teleportation of photonic quantum bits by a hybrid technique,” *Nature*, **500** (2013) 315–318.
- 22) R. Raussendorf and H. J. Briegel: “A one-way quantum computer,” *Phys. Rev. Lett.*, **86** (2001) 5188–5191.
- 23) R. Raussendorf, J. Harrington and K. Goyal: “Topological fault-tolerance in cluster state quantum computation,” *arXiv: quant-ph/0703143* (2007).
- 24) 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.
- 25) K. Fujii, Y. Nakata, M. Ohzeki and M. Muraio: “Measurement-based quantum computation on symmetry breaking thermal states,” *Phys. Rev. Lett.*, **110** (2013) 120502.
- 26) M. Ozawa: “Universally valid reformulation of the Heisenberg uncertainty principle on noise and disturbance in measurement,” *Phys. Rev. A*, **67** (2003) 042105.
- 27) J. Erhart, S. Sponar, G. Sulyok, G. Badurek, M. Ozawa and Y. Hasegawa: “Experimental demonstration of a universally valid error-disturbance uncertainty relation in spin measurements,” *Nat. Phys.*, **8** (2012) 185–189.
- 28) S.-Y. Baek, F. Kaneda, M. Ozawa and K. Edamatsu: “Experimental violation and reformulation of the Heisenberg’s error-disturbance uncertainty relation,” *Sci. Rep.*, **3** (2013) 2221.
- 29) Y. Aharonov, D. Z. Albert and L. Vaidman: “How the result of a measurement of a component of the spin of a spin-1/2 particle can turn out to be 100,” *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988) 1351–1354.
- 30) K. Yokota, T. Yamamoto, M. Koashi and N. Imoto: “Direct observation of Hardy’s paradox by joint weak measurement with an entangled photon pair,” *New J. Phys.*, **11** (2009) 033011.
- 31) J. S. Lundeen and A. M. Steinberg: “Experimental joint weak measurement on a photon pair as a probe of Hardy’s paradox,” *Phys. Rev. Lett.*, **102** (2009) 020404.
- 32) “量子の“開かずの間”をのぞき見る”, 日経サイエンス, **39**, No. 10 (2009) 29–35.
- 33) 横田一広, 井元信之: “弱い量子測定によるハーディーのパラドックスの観測”, 日本物理学会誌, **65** (2010) 606–613.

(2013 年 8 月 29 日受理)