

量子もつれ光子を用いた光位相計測技術

岡本 亮^{*,**}・竹内 繁樹^{*,**}

Optical Phase Measurement Using Entangled Photons

Ryo OKAMOTO^{*,**} and Shigeki TAKEUCHI^{*,**}

Optical phase measurements can be used to precisely measure distance, position, displacement, acceleration, and optical path length. Quantum entanglement enables higher precision than would otherwise be possible. In this article, first we explain the fundamental studies in optical phase measurement using entangle photons. Then, we present our experimental demonstration of an optical phase measurement with an entangled four-photon interference to beat the standard quantum limit; the limit attainable without entanglement.

Key words: optical phase measurement, quantum entanglement, optical micro-scope, quantum optics, parametric down-conversion

「干渉計」は、光の波長よりも小さな差異を検出することが可能であり、さまざまな用途に多岐にわたって用いられてきた。例えば、マイケルソン・モーレーらは、マイケルソン干渉計を用いて、空間がエーテルによって満たされていないことを実験的に実証した。最近では、アインシュタインによって予言された重力波を検出するために、何キロメートルにもなる巨大なマイケルソン干渉計が用いられている¹⁾。また、光の干渉を顕微鏡に取り入れた位相差顕微鏡や、微分干渉顕微鏡は、透明なサンプルの微小な位相差や、凹凸の観測が可能であり、生物や医学の分野で広く用いられている²⁾。

光（レーザー光などを含む、いわゆる古典光）の干渉測定における精度（どれだけ小さな位相差が検出できるか）には、測定光の強度に応じた古典的な精度限界（標準量子限界）が存在する。そのため、より精度の高い測定を行うには、用いる光の強度を高める必要がある。例えば、重力波検出には、数 W レベルの大パワーレーザー（干渉計アームの光共振器内で蓄積されるパワーは数十 kW にもなる）が用いられている¹⁾が、大強度化により、ミラーの光吸収によって生じる熱レンズ効果といった問題が生じている。

また、顕微鏡で光に敏感な生体を観察する場合、試料によっては用いる光の強度を大きくできない。単位光強度あたりの精度、すなわち感度を高めることができれば、高強度な光を用いた場合と同程度の精度を、もっと弱い光で実現できる。近年、古典電磁気学で記述することができない「量子的な光」を用いることで、古典的な光の感度限界を超える位相測定が可能になることがわかってきた³⁾。

光の強度は、光の素粒子である光子の個数に対応する。そのため、位相測定の精度限界は光子の個数で表すことができる。古典的な場合、 n 個の光子を用いたときの精度限界は、 $1/\sqrt{n}$ となる。一方、量子的な光を用いることで、その精度限界を $1/n$ まで向上させることができる³⁾。例えば、パワー 1 J の古典光に含まれる光子数はおおよそ 10^{18} 個である。したがって、量子光を用いた場合、究極的には 10^9 個の光子、つまりたった 1 nJ の光で 1 J の古典光を用いた場合と同じ精度を実現することができる。

量子的な精度限界は、NOON 状態とよばれる量子的にもつれ合った光によって到達可能なことがわかっている。NOON 状態を生成するには、光子数の相関を量子的に制御する必要がある。そして、より多くの光子の相関を制御

*北海道大学電子科学研究所（〒001-0020 札幌市北区北 20 条西 10 丁目） E-mail: oka@es.hokudai.ac.jp

**大阪大学産業科学研究所（〒567-0047 大阪府茨木市美穂ヶ丘 8-1）

できれば、より高い位相感度が実現できる。NOON 状態生成の実験は、2つの光子間の量子相関を制御することから始まったが^{4,5)}、近年では、3つ以上の光子による NOON 状態の生成も可能になっている⁶⁻⁸⁾。また、最近では、強い光を照射すると破壊されてしまう生体試料や原子系に対する、量子光を用いた光位相計測が提案され、原理検証実験が報告され始めている^{9,10)}。

本稿では、まず、光位相計測の精度限界を求める。そして、量子的な精度限界を与えるもつれ合った光の状態について説明する。次に、古典限界を破る位相計測の条件を求める。最後に、著者らの四光子の量子もつれ状態を用いた研究について紹介する。

1. 光位相計測の精度限界

ここでは、位相計測の精度限界を理論的に求める。まず、古典光を用いた場合の精度限界について説明する。その後、量子もつれ光子を用いた場合にそれがどのように向上するのかを説明する。

1.1 古典光を用いた場合の精度限界

まず、レーザー光などの古典的な光における位相測定精度の限界について考える。簡単のため光源には、単一周波数の微弱レーザー光を仮定する。マッハ・ツェンダー干渉計にこの微弱レーザー光を入射し、干渉計から出力される光子を光子検出器でカウントする。以下では、干渉計の2つの経路の位相差を、あらかじめ Φ_0 (バイアス位相とよぶ) にセットしておき、そこからの微小な位相変化 ϕ を検出する場合を考える。

このとき、個々の光子が検出器に到達する確率は、 $p = (1 + \cos(\Phi_0 + \phi))/2$ で与えられる。したがって、 n 個の光子が干渉計に入ったときの検出光子数の平均値は、 $C = n \times p$ となる。ただし、各光子が検出器に到達するかどうかは確率的な事象であるため、検出光子数は測定ごとにゆらぐことになる。各光子の検出は独立な事象であるため、このゆらぎによって生じる分散は二項分布に従い、

$$\begin{aligned} \Delta C^2 &= n \times p(1-p) \\ &= n \sin^2(\Phi_0 + \phi)/4 \end{aligned} \quad (1)$$

で与えられる。

位相の変化は、検出光子数の変化から見積もる。そのため、位相の微小変化に伴う検出光子数の変化が $\Delta C = \sqrt{\Delta C^2}$ より小さい場合、その位相変化は検出できない。つまり、 ΔC に対応する位相変化量 $\delta\phi$ が、位相測定精度限界ということになる。したがって、 $\delta\phi$ は十分に小さいとすると、線形近似した誤差伝搬の手順にしたがって求めることができ、

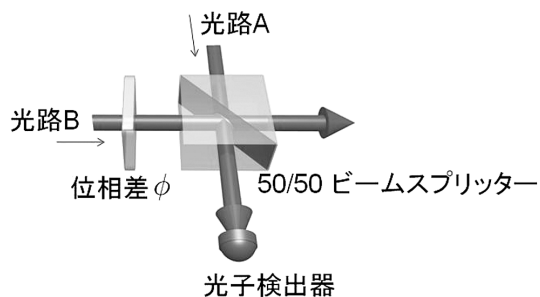


図1 量子もつれ光子を用いた位相測定。

$$\delta\phi = \frac{\Delta C}{dC/d\phi} = 1/\sqrt{n} \quad (2)$$

となる。この値は、レーザー光などの古典的な光源を利用した場合に得られる位相測定精度の限界を与えており、標準量子限界とよばれる。ここでは、検出器や干渉計は理想的なものを仮定したため、精度限界はバイアス位相 Φ_0 に依存しなかったが、後にみるように、不完全性を考慮すると、バイアス位相 Φ_0 に依存するので注意してほしい。

1.2 量子もつれ光子を用いた場合の精度限界

ではどのようにしたら、この古典的な光源に対する位相測定限界を超えた同じ光量 (光子数) で、より位相に対して敏感な位相測定が可能になるのだろうか。NOON 状態とよばれる量子もつれ光を用いることで、これが可能になる。今、位相測定を行う2つの光路を光路A、光路Bとする (図1)。また、特定の光子数のみが存在する状態 (光子数状態) を、量子力学のケット表記を用いて表す。例えば、 N 光子数状態が光路Aに存在する場合、 $|N\rangle_A$ と表す。すると、NOON 状態は、

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|N\rangle_A |0\rangle_B + |0\rangle_A |N\rangle_B) \quad (3)$$

と書き表すことができる。この状態は、光路Aに光子があれば、光路Bにはないことがわかり、光路Bに光子があれば、光路Aには光子がないことがわかることから、光子数に関して相関をもつことがわかる。この量子状態は、光路Aと光路Bの個々の部分系の量子状態の積としてあらわすことができず、量子もつれ合い状態とよばれる。

このNOON状態が、位相差 ϕ を経験すると、 N 個の光子が同時にそれを感じるため、 $1/\sqrt{2} (|N\rangle_A |0\rangle_B + \exp(iN\phi) |0\rangle_A |N\rangle_B)$ となる。この位相差を測定するために、ビームスプリッターに k 個のNOON状態を入射し、光子数を識別可能な検出器で光子を検出する場合を考える。用いられる全光子数は、 $n = k \times N$ 個である。すると、個々のNOON状態に対して、検出器に奇数個の光子のみが到達するイベントが発生する確率は、 $p_{\text{odd}} = (1 + \cos(N\Phi_0 + N\phi))/2$ となる (偶数個の光子のみの場合は $p_{\text{even}} = (1 - \cos(N\Phi_0 +$

$N\phi)/2)$. このような奇数個のみもしくは偶数個のみの光子数の測定はパリティ測定とよばれ, NOON 状態を用いた位相測定に対して最適であることがわかっている¹¹⁾. また, k 個の NOON 状態を用いるので, 奇数個の光子のみが検出器に到達するイベント数の平均値は $C = k \times p_{\text{odd}}$ となる. また, 検出イベント数の分散は, $\Delta C^2 = k \times p_{\text{odd}}(1 - p_{\text{odd}})$ で与えられる.

前節の, 古典光を用いた場合の精度限界を求める際にみたように, 位相精度の限界を決定するのは, イベント数の平均値の傾きと, 分散である. まず, 傾きを計算してみると, $dC/d\phi = d(k \times p_{\text{odd}})/d\phi = n \sin(N\Phi_0 + N\phi)$ となる. したがって, 位相依存性は異なるものの, 傾きの最大値は古典の場合と等しくなる. 一方, 分散は $\Delta C^2 = (n/N) \sin^2(N\Phi_0 + N\phi)/4$ となり, 古典光の場合 (式 (1)) と比べてサイン関数の係数が N 分の 1 になっていることがわかる. したがって, 量子光を用いることで, 検出イベント数の分散を抑えることができる. これらの傾きと, 分散から, 式 (2) より, NOON 状態を用いた場合の位相精度の限界が得られる.

$$\delta\phi = 1/\sqrt{nnN} \quad (4)$$

測定に用いる n 個の光子が, すべてもつれ合っている場合 ($N = n, k = 1$), 量子的な光に対する位相測定の精度限界 $1/n$ と等しくなる. この位相測定の精度限界は, NOON 状態に限らず, 任意の (量子的な) 光源を用いて得られる精度限界であり, ハイゼンベルク限界とよばれる.

2. NOON 状態の生成方法

NOON 状態を用いることで, ハイゼンベルク限界を達成可能なことを示した. では, NOON 状態はどのようにしたら作ることができるのだろうか. ここでは, 二光子 NOON 状態と四光子 NOON 状態の生成方法について述べる.

2.1 二光子 NOON 状態の生成

二光子 NOON 状態は光子対のビームスプリッター上での量子干渉によって生成することができる. 図 2 に二光子 NOON 状態を用いた位相計測系を示す. まず, 光子対を反射率 50% のビームスプリッター (BS1) の両側の入力モード a, b から一光子ずつ同時に入射する ($|1\rangle_a|1\rangle_b$). もし, 光子がテニスボールのように古典的にふるまうと仮定すると, ビームスプリッターで両方の光子が反射される場合, 両方の光子が透過する場合, 一方の光子が反射し, 他方が透過する場合, またその逆, の 4 つのパターン (過程) が同じ確率 (1/4) で生じるはずである. ところが, 光子の量子性により, 実際には全く異なる結果となる. 量子では, 状態ごとに, 複素数の値をとる「確率振幅」を計

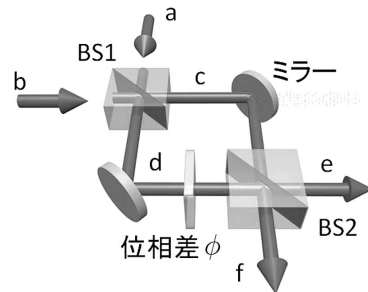


図2 NOON 状態干渉計. BS1 で NOON 状態を生成する. BS2 での干渉によって位相差を測定する.

算しなければならない. ビームスプリッター上での光子の反射には, 透過する過程に対して, 位相差 (確率振幅の位相) i がともなう. すると, ビームスプリッターからの出力状態は, 両方反射の場合, $-|1\rangle_c|1\rangle_d$ となる. 一方, 両方透過の場合, $|1\rangle_c|1\rangle_d$ となる. 光子は互いに区別がつかないため, これらの過程は確率振幅を足し合わせる際に, 打ち消しあつて完全になくなってしまふ. したがって, 残る状態は, 一方が反射し他方が透過, あるいはその逆, の 2 つの過程のみとなり, その出力は, $i(|2\rangle_c|0\rangle_d + |0\rangle_c|2\rangle_d)/\sqrt{2}$ となる. これは式 (3) から, $N = 2$ の NOON 状態であることがわかる. このようにして, 二光子 NOON 状態を生成することができる. 位相測定を行うには, 位相差 ϕ を経験した後, 別のビームスプリッター (BS2) に入射する. そして, 最終的な出力 (e, f) で, パリティ測定 (偶数個の光子, もしくは奇数個の光子の測定) を行うことで, 位相計測が可能になる. 式 (4) から, この場合の位相精度の限界は $\delta\phi = 1/\sqrt{2n}$ となる.

この方法では, 最初に一光子対が必要になる. これには, パラメトリック下方変換過程¹²⁾ によって生成される光子対を用いることができる. これは, 第二次高調波発生 の逆過程に相当するもので, 波長 λ の一光子が, 波長 2λ をもった, 2 つの光子に分裂する過程である. このように生成した光子対を, それぞれ, ビームスプリッターの別々のポートに入力することで, 上記の二光子 NOON 状態を生成することができる. この方法による二光子 NOON 状態生成実験は, いくつかの報告がすでになされており, 古典限界を破ることが可能な干渉計も実現されている^{4,5)}.

2.2 四光子 NOON 状態の生成

上記では, 光子をビームスプリッター上で量子干渉させることで, 二光子 NOON 状態が生成できることを示した. では, より大きな NOON 状態を同様の方法で作ることができるだろうか. 答えは, Yes である. じつは, 任意の N についてはまだ提案がなされていないが, 四光子 NOON 状態については, 観測の際に, ある特定の出力結果に着目

することで、NOON 状態によって生じる干渉縞を、ある程度高い確率で得ることが可能である¹³⁾。

二光子対 ($|2\rangle_a|2\rangle_b$) をビームスプリッター (図 2: BS 1) に入射すると、ビームスプリッター後の状態は、

$$\sqrt{3/4}(|4\rangle_c|0\rangle_d+|0\rangle_c|4\rangle_d)/\sqrt{2}+1/\sqrt{4}|2\rangle_c|2\rangle_d \quad (5)$$

となる。式から、前半分の状態が四光子 NOON 状態 ($|4\rangle_c|0\rangle_d+|0\rangle_c|4\rangle_d$)/ $\sqrt{2}$ になっていることがわかる。一方、後半分に、位相測定には不要な余分な状態がついてしまっている ($|2\rangle_c|2\rangle_d$)。式 (5) の各項は、2 目目のビームスプリッター (図 2: BS 2) を通過すると、以下のように変化する。

$$|4\rangle_c|0\rangle_d \rightarrow \frac{1}{4}(|4\rangle_e|0\rangle_f+|0\rangle_e|4\rangle_f) - \frac{\sqrt{6}}{4}|2\rangle_e|2\rangle_f+i\frac{1}{2}(|3\rangle_e|1\rangle_f-|1\rangle_e|3\rangle_f) \quad (6)$$

$$|0\rangle_c|4\rangle_d \rightarrow \frac{1}{4}(|4\rangle_e|0\rangle_f+|0\rangle_e|4\rangle_f) - \frac{\sqrt{6}}{4}|2\rangle_e|2\rangle_f-i\frac{1}{2}(|3\rangle_e|1\rangle_f-|1\rangle_e|3\rangle_f) \quad (7)$$

$$|2\rangle_c|2\rangle_d \rightarrow \sqrt{\frac{3}{8}}(|4\rangle_e|0\rangle_f+|0\rangle_e|4\rangle_f)+\frac{1}{2}|2\rangle_e|2\rangle_f \quad (8)$$

出力 e, f の光子数状態に注目すると、四光子 NOON 状態からの寄与のみが、三光子もしくは一光子の光子数状態を出力することがわかる。したがって、出力で三光子もしくは一光子の検出 (奇数個光子に対するパリティ測定) を行うことで、四光子 NOON 状態のみを観測することができる。したがって、この測定を行いながら位相差を変化させることで、干渉縞が観測できる。例えば、式 (6) と式 (7) から、 $|4\rangle_c|0\rangle_d$ と $|0\rangle_c|4\rangle_d$ 間の位相差が π のとき、二光子と四光子の状態はすべて打ち消しあってなくなり、三光子と一光子の状態のみが残る。一方、位相差がゼロの場合は、三光子と一光子の状態は打ち消しあってなくなり、二光子と四光子の状態のみが残る。

ただし、この場合、全体から一部のみを選択して測定するため、位相測定の精度が少し低下する。一般に、全体から NOON 状態のみを選択して位相測定を行った場合の精度限界は、NOON 状態の割合を η とすると、 $\delta\phi=1/\sqrt{\eta n N}$ となる。式 (5) から、四光子 NOON 状態の確率振幅を 2 乗することで、その割合が $3/4$ であることがわかる。したがって、 $\eta=3/4$ となり、位相精度の限界は、 $\delta\phi=1/\sqrt{3n}$ となる。

3. 干渉計の不完全さと等と、位相測定感度のバイアス依存性

式 (2) や式 (4) の位相精度限界は、どのバイアス位相 Φ_0 においても同じ精度であった。これは、完全な干渉計を仮定していたからである。しかし、実際の干渉計を用いた測定では、必ず不完全さが存在する。ここでは、その影響について検討しよう。干渉計の不完全さの代表的なものとして、干渉縞の明瞭度の低下が挙げられる。明瞭度 V は、干渉縞の最大のカウント値を N_{MAX} 、最小値を N_{MIN} とすると、 $V \equiv (N_{\text{MAX}} - N_{\text{MIN}}) / (N_{\text{MAX}} + N_{\text{MIN}})$ で与えられる。干渉縞の明瞭度の低下は、例えば、ビームスプリッターの分岐比のずれや、2 目目のビームスプリッターでの 2 つのビームのずれによって起こる。さらに、量子的な光源を用いた場合には、前節で議論した、検出スキームに依存する効率 η を考慮する必要がある。

ここでは、 V や η の依存性を議論するための新しい指標として、位相感度 S を導入する。位相感度は、精度限界を、古典的な精度限界 (標準量子限界) で規格化したものの逆数になっている。そのため、古典限界を超えているかどうかが一目でわかる。例えば、 $S=1$ であれば、位相感度は標準量子限界と等しい。また、 $S>1$ であれば、標準量子限界を超える真に量子的な位相測定であることを意味する。 V や η を考慮して、位相感度を計算すると、以下のようなになる (導出は文献⁸⁾ を参照)。

$$S^2 \equiv \left(\frac{1/\sqrt{n}}{\delta\phi} \right)^2 = N \frac{(\eta/2)V^2 \cos(N\Phi_0)^2}{(1+V \sin(N\Phi_0))(1-(\eta/2)(1+V \sin(N\Phi_0)))} \quad (9)$$

この式から、位相感度 S がバイアス位相 Φ_0 に依存して変化することがわかる。

次に、バイアス位相 Φ_0 に対する位相感度が V と η にどのように依存するかをみよ。今、 $N=4$ の NOON 状態を光源とし、明瞭度 V の図 3 (a) のような干渉縞が得られたとしよう。図 3 (b) は η を 1 に固定し、干渉縞の明瞭度 V を変化させた場合の位相感度である。まず特徴的なのは、 $V=1.0$ の場合には、バイアス位相によらず、位相感度は一定であるのに対し、明瞭度がわずかに劣化 ($V=0.99$) するだけで、感度が大きくバイアス位相に依存するようになることだ。次にわかるのは、明瞭度の劣化 ($V=0.7, 0.5$) に対して、最大の感度がほぼ線形に減少している点である。 $V=0.5$ では、位相感度の最大値は、1 にとどまる、すなわち、古典的な光源を用いた干渉計の感度を越えることができなくなることがわかる。また、その最大値を

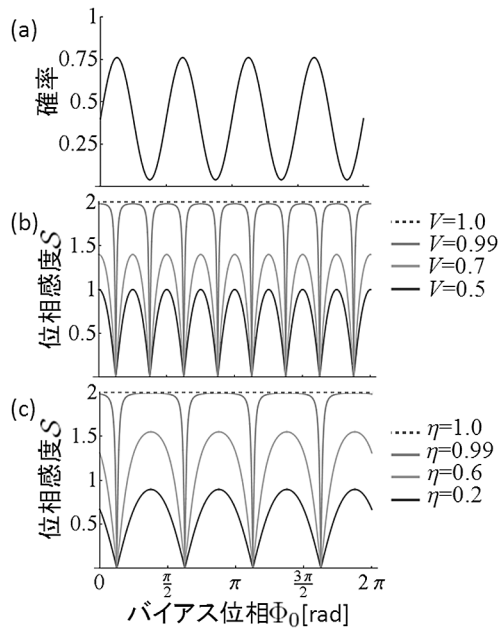


図3 N 光子干渉における位相感度. (a) $N=4$ のときの検出確率, (b) $\eta=1$ のときの位相感度 S , (c) $V=1$ のときの位相感度 S .

与える位置は、よくみると、図3 (a) の干渉縞の傾きが最大の位置と一致している。これは、傾きが大きい位置ほど、出力変化が最も位相変化に敏感であるという直感に一致している。

一方、図3 (c) は V を固定して、 η を変化させた場合である。 η を固定させた場合と同様に、 $\eta=1.0$ の場合には、バイアス位相によらず、位相感度は一定であるのに対し、 η がわずかに劣化 ($\eta=0.99$) するだけで、感度が大きくバイアス位相に依存するようになる。さらに、 η の劣化 ($\eta=0.6, 0.2$) に対して、最大の感度がほぼ線形に減少している点も同様である。しかし、注目すべきは、感度が最大となるバイアス位相が、 η を固定させた場合と、 V を固定させた場合とで、全く異なる点である。 V を固定した場合、位相感度が最も高いところは、干渉縞の確率が最も低いところと一致している。これは、この部分のイベント検出確率がゼロであり、検出イベント数の平均値の分散もゼロになるためである。このように、位相感度が最も高くなる位相は V と η に依存して複雑に変化する。

4. 四光子 NOON 状態を用いた古典限界を破る干渉計の実現

次に、著者らが行った、四光子 NOON 状態を用いた古典限界を破る干渉計の実現^{7,8)} について紹介する。この実験では、2.2 節で紹介した方法を用いて、四光子がモード c (図4) を伝搬していく状態と、モード d を伝搬していく

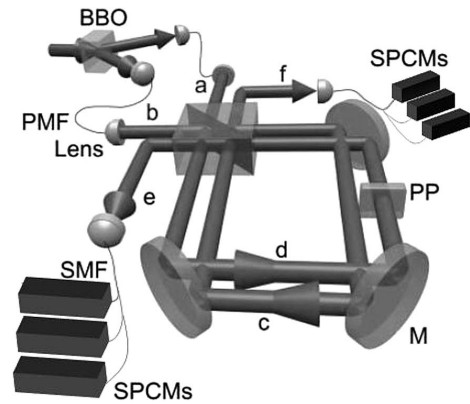


図4 実験系概念図. PP: 位相板, PMF: 偏波面保存ファイバー, SPCM: 光子検出器, SMF: シングルモードファイバー, Lens: レンズ, M: ミラー, BBO: Barium borate 結晶.

状態の重ね合わせ状態 (四光子 NOON 状態) を実現した。そして、位相板 (PP) で、四光子が4倍の位相差を「感じる」ことを利用して、高い測定感度を得た (図4)。

光源として必要な二光子対 ($|2\rangle|2\rangle$) は、パラメトリック下方変換によって発生させた (図4, 左上)。非線形光学結晶 (BBO) にフェムト秒パルスレーザーを入射することで、1パルス内に2つの光子対を (確率的に) 発生させた。二光子対は偏波面保存ファイバー (PMF) を経由して、変型サニャック干渉計の光路 a, b まで運ばれる。変型サニャック干渉計は、マッハ・ツェンダー干渉計 (図2) と機能は同じであるが、2つの光路が光学素子を共有しているため、非常に安定である。また、この干渉計は、出力ビームに縞が現れない、ダークフリンジ干渉計になるように構築した。

二光子対 ($|2\rangle_a|2\rangle_b$) が、変型サニャック干渉計のビームスプリッターに入射すると、式 (5) の状態に変化する。四光子 NOON 状態は、位相板 (PP) で位相差を経験したのち、出力 (e, f) の光子検出器 (SPCM) 3台×2セットで検出された。2.2 節で説明したように、四光子 NOON 状態のみを測定するため、干渉計の出力をファイバービームスプリッターで分岐し、片方で一光子を検出しもう片方で三光子を検出するイベント (出力 e に三光子, 出力 f に一光子と、出力 e に一光子, 出力 f に三光子の2パターン) を計数した。

図5に実験結果を示した。図5 (a) は入力 a から一光子を入力し、位相板 (PP) を回転させながら、出力 e で一光子を検出したときの干渉縞であり、古典的な干渉に相当する。この干渉縞の明瞭度は、 $99.2 \pm 0.3\%$ であり、非常に高い干渉性をもつ干渉計を実現できていることがわかる。図5 (b) が、四光子 NOON 状態の干渉縞である。一光子

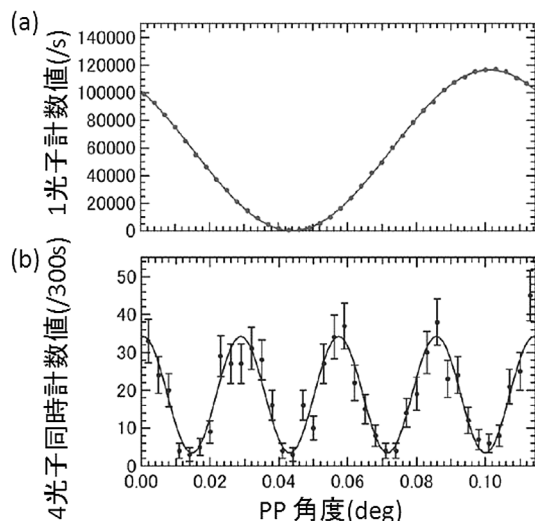


図5 実験結果 (a) 単一光子を入射した場合の干渉縞. (b) 四光子を入力し、四光子同時計数を行った場合の干渉縞. 光子の計数率が(a)と(b)で大きく異なるのは、四光子状態(二光子対)の生成率と用いた光子検出器の検出効率が理想的でない影響である.

の干渉縞である図5(a)と比べて、干渉縞の間隔が1/4になっていることがわかる。また、干渉縞の明瞭度 V は $82 \pm 6\%$ であった。この値と $\eta = 3/4$ を式(9)に代入すると、位相感度の最大値が $S = 1.30$ であることがわかった。これは標準量子限界より1.3倍位相感度が高い測定が可能であることを意味する。

本稿では、NOON状態を用いた光位相計測について、その位相精度の精度限界や生成方法、そして四光子NOON状態を用いた実験を紹介した。誌面の都合で触れられなかったが、干渉縞の間隔を $1/N$ に狭くすることは、古典光を用いても実現することができる^{7,14}。ただし、この場合、検出イベント発生確率が著しく減少するため、位相感度が1を超えることはない⁷。したがって、位相感度の上昇こそが、真に量子的な効果だといえる。

現在、この量子光を用いた高感度位相測定を、さまざまなサンプルや計測装置に応用を試みる研究が進められている^{9,10,15}。また、量子光の計測への応用として、高感度位相測定のほかにも、量子もつれの性質を応用した光コヒーレンストモグラフィーなども提案されている¹⁶⁻¹⁸。

本稿で紹介した研究は、ブリストル大学のJeremy O'Brien教授、広島大学のHolger Hofmann准教授、北海道大学の笹木敬司教授、永田智久博士との共同研究である。

またこれらの研究に対する、内閣府最先端研究開発支援プログラム、JST-CREST、文部科学省科学研究費、日本学術振興会科学研究費補助金、科学技術振興調整費、グローバルCOEプログラム、光科学技術研究振興財団のご

支援に深く感謝する。最後に、この研究をさまざまな形で支えてくださった研究室のすべての方々に、心から感謝申し上げます。

文 献

- 1) B. P. Abbott *et al.*: "LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory," *Rep. Prog. Phys.*, **72** (2009) 076901.
- 2) D. Stephens, V. Allan: "Light microscopy techniques for live cell imaging," *Science*, **300** (2003) 82-86.
- 3) V. Giovannetti, S. Lloyd and L. Maccone: "Quantum-enhanced measurements: Beating the standard quantum limit," *Science*, **306** (2004) 1330-1336.
- 4) J. Rarity, P. Tapster, E. Jakeman, T. Larchuk, R. Campos, M. Teich and B. Saleh: "Two-photon interference in a Mach-Zehnder interferometer," *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 1348-1351.
- 5) K. Edamatsu, R. Shimizu and T. Itoh: "Measurement of the photonic de Broglie wavelength of entangled photon pairs generated by spontaneous parametric down-conversion," *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 213601.
- 6) M. W. Mitchell, J. S. Lundeen and A. M. Steinberg: "Super-resolving phase measurements with a multiphoton entangled state," *Nature*, **429** (2004) 161-164.
- 7) T. Nagata, R. Okamoto, J. L. O'Brien, K. Sasaki and S. Takeuchi: "Beating the standard quantum limit with four-entangled photons," *Science*, **316** (2007) 726-729.
- 8) R. Okamoto, H. F. Hofmann, T. Nagata, O. J. L., K. Sasaki and S. Takeuchi: "Beating the standard quantum limit: Phase super-sensitivity of N-photon interferometers," *New J. Phys.*, **10** (2008) 73033.
- 9) F. Wolgramm, C. Vitelli, F. Beduini, N. Godbout and M. W. Mitchell: "Entanglement-enhanced probing of a delicate material system," *Nat. photonics*, **7** (2012) 28-32.
- 10) M. Taylor A., J. Jiri, D. Vincent, K. Joachim, H. Boris and H.-A. Bachor: "Biological measurement beyond the quantum limit," *Nat. photonics*, **7** (2013) 229-233.
- 11) C. Gerry: "Heisenberg-limit interferometry with four-wave mixers operating in a non-linear regime," *Phys. Rev. A*, **61** (2000) 043811.
- 12) B. Saleh, M. Teich: *Fundamentals of Photonics (Wiley Series in Pure and Applied Optics)*, 2nd ed. (Wiley-Interscience, 2007).
- 13) O. Steuernagel: "de Broglie wavelength reduction for a multiphoton wave packet," *Phys. Rev. A*, **65** (2002) 033820.
- 14) K. Resch, K. Pagnell, R. Prevedel, A. Gilchrist, G. Pryde, J. O'Brien and A. White: "Time-reversal and super-resolving phase measurements," *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 2-5.
- 15) T. Ono, R. Okamoto and S. Takeuchi: "An entanglement-enhanced microscope," *Nat. commun.*, **4** (2013) 2426.
- 16) M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko and M. C. Teich: "Dispersion-sensitive quantum optical coherence tomography," *Opt. Express*, **12** (2004) 2044-2046.
- 17) A. Tanaka, R. Okamoto, H. H. Lim, S. Subashchandran, M. Okano, L. Zhang, L. Kang, J. Chen, P. Wu, T. Hirohata, S. Kurimura and S. Takeuchi: "Noncollinear parametric fluorescence by chirped quasi-phase matching for monocycle temporal entanglement," *Opt. express*, **20** (2012) 25228-25238.
- 18) M. Okano, R. Okamoto, A. Tanaka, S. Subashchandran and S. Takeuchi: "Generation of broadband spontaneous parametric fluorescence using multiple bulk nonlinear crystals," *Opt. express*, **20** (2012) 13977-13987.

(2013年5月29日受理)