

図1 微弱光源と単一光子源.

2. 単一光子と量子干渉

2.1 単一光子は微弱な光?

光子を生み出すというと、「光を微弱にするだけでよいのでは?」という質問をよく受ける. そこでまず、「微弱な光」と「光子」の違いについて説明しよう.

確かに, パルスレーザーの光 (コヒーレント光) を減衰すれば, パルス内の平均光子数を1程度にすることは可能である. しかし, そのような微弱光の場合, それぞれのパルスに含まれる光子数は, 平均値が1のポアソン分布になる (図1(a)). パルスに光子が1個存在する確率 $P(1)$ は37%程度であり, 同じ確率で光子が存在しないパルスが存在する. また, 光子が2個存在する確率 $P(2)$ も10%以上ある.

一方, 単一光子状態とは, パルスの中に一つずつ光子が存在している状態 (図1(b)) を指す. $P(1)$ が1で, それ以外の光子数である確率が0であるのが理想的な単一光子状態である. しかし, 単一光子状態とコヒーレント光の違いはそれだけではない.

2.2 光子間の量子干渉と, 光の古典干渉

単一光子と微弱コヒーレント光の違いは, 図2のような半透鏡を用いた干渉装置による思考実験で, より劇的に見ることができる. いま, モード (=経路) A, B からそれぞれ単一光子を入射し, 同時に半透鏡を通過後, モード C, D のそれぞれに設置された二つの光子検出器で検出する場合を考える. その際, 経路 B には, 光路長をわずかに変化させ位相を制御する位相板が設置されているとしよう. 入力された光子の総数は2なので, この場合「C, D で1個ずつ検出」「C で2個検出」「D で2個検出」の三つのケースが考えられる. ここで, それぞれの確率 $P_{1,1}$, $P_{2,0}$, $P_{0,2}$ を計算してみよう. まず, $P_{1,1}$ は次のように計算できる.

$$P_{1,1} = \left| \langle 0,0 | \hat{c} \hat{d} \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger e^{i\phi} | 0,0 \rangle_{A,B} \right|^2 = 0 \quad (1)$$

一方, $P_{2,0}$ は

$$P_{2,0} = \left| \langle 0,0 | \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{c}^2 \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger e^{i\phi} | 0,0 \rangle_{A,B} \right|^2 = \frac{1}{2} \quad (2)$$

ここで, \hat{a}^\dagger, \hat{a} はモード A の光子の生成および消滅演算子, $|m,n\rangle$ はモード A, B あるいは C, D に光子がそれぞれ $m,$

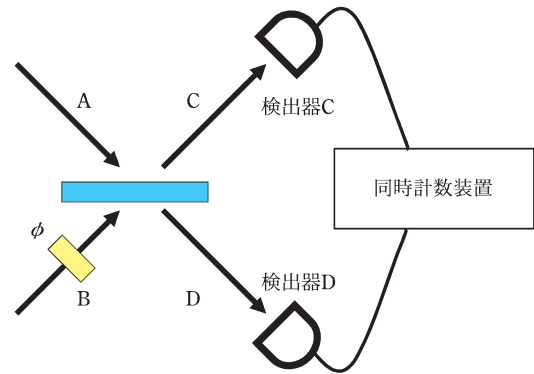


図2 半透鏡を用いた干渉装置. モード A, B から入射した光 (光子) は, 半透鏡で干渉した後, 光子検出器 C, D で検出される. 光子検出器は, いくつの光子が入射したかを分別し, それに応じた信号が出力される. 同時計数装置は, C, D での光子検出数の組み合わせを記録する.

n 個励起された状態である. $\hat{c} = (\hat{a} + i\hat{b})/\sqrt{2}, \hat{d} = (i\hat{a} + \hat{b})/\sqrt{2}$ の変換を半透鏡に仮定した. 同様に $P_{0,2} = 1/2$ となる. つまり, 入力された二つの光子は, C, D から一つずつ出力されることがなく, 確率 $1/2$ で C, あるいは D から二つとも出力される.

もしも, 光子が半透鏡でデタラメに弾かれているとすると, 二つの光子がモード C, D に一つずつ弾かれる確率は $1/2$, 両方ともモード C または D に弾かれる確率は $1/4$ になるはずだ. このことから, $P_{1,1}$ が0になるのは半透鏡由来の干渉効果によることがわかる. また, これらの確率がモード B に与えられる位相にまったくよらないことにも注意してほしい. よって, 位相差に対してこれらの確率をプロットすると図3(a)のようになる. この, モード間の位相差によらない振る舞いは, 古典的な光の干渉とは大きく異なっている.

それでは次に, 微弱コヒーレント光を入力した場合について, 確率 $P_{1,1}, P_{2,0}, P_{0,2}$ を計算してみよう. $P_{1,1}$ は次のように計算できる.

$$P_{1,1} = \left| \langle 0,0 | \hat{c} \hat{d} | a, e^{i\phi} a \rangle_{A,B} \right|^2 = |a|^4 \exp(-2|a|^2) \cos^2 \phi \quad (3)$$

ここで, $|a\rangle$ は平均光子数 $|a|^2$ のコヒーレント状態で, $\hat{a}|a\rangle = a|a\rangle$ を満たす. 同様にして,

$$P_{2,0} = |a|^4 \exp(-2|a|^2) \frac{1 - \sin^2 \phi}{2} \quad (4)$$

$$P_{0,2} = |a|^4 \exp(-2|a|^2) \frac{1 + \sin^2 \phi}{2} \quad (5)$$

が求まる. これらを規格化して図3(b)にプロットした.

まず, 単一光子の場合のグラフ図3(a)と異なることは一目でわかっていたただけだろう. 単一光子の場合と異なり, モード B で与えられた位相に従って確率は変化する. 実はこのグラフは古典的な光の干渉で理解できる. つまり, 二つのコヒーレント光が (古典的に) 干渉した結果, 出力

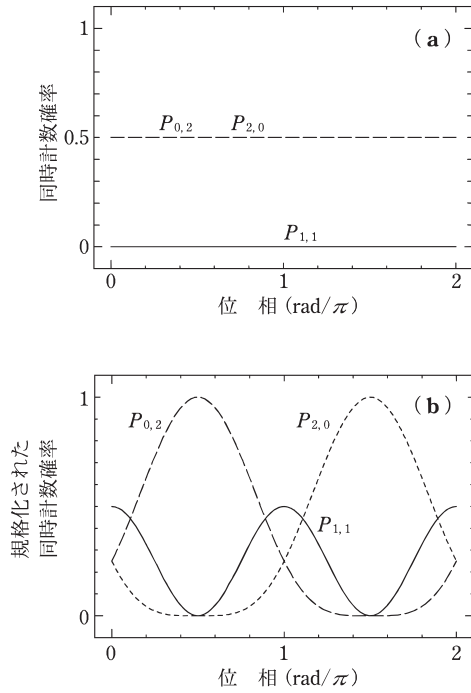


図3 図2の干渉装置による同時計数確率. 図中の $P_{m,n}$ は, モード C で m 個, モード D で n 個の光子を同時に検出する確率. (a) モード A, B からそれぞれ単一光子を入射した場合. (b) モード A, B からそれぞれ微弱光を入射した場合.

強度は 2π の周期でサイン型に変化し, $\phi = \pi/2$ で完全にモード D のみから, $\phi = 3\pi/2$ で今度は完全にモード C からのみ出力されるように振る舞う. $P_{0,2}$ および $P_{2,0}$ が一見奇妙な形をしているのは, 単に 2 光子計数確率がコヒーレント光の強度の 2 乗で与えられるためである. 同様に $P_{1,1}$ が, π の周期で変化しているのは, モード C, D での強度の積に比例するためである. このように, コヒーレント光入力の場合には純粋に古典的な光の干渉として理解できる.

この振る舞いは, コヒーレント光の強度をいくら小さくしても変わらないことに注意して欲しい. このように, 微弱なコヒーレント光と, 単一光子は, 半透鏡による干渉結果から見てもまったく異なる状態である.

2.3 単一光子の干渉と, 量子猫状態の干渉

もちろん, 位相に敏感な干渉は, 単一光子を用いても引き起こすことができる. そのためには, 光子が「モード A にある状態」と「モード B にある状態」の重ね合わせ状態

$$\frac{|1,0\rangle_{A,B} + |0,1\rangle_{A,B}}{\sqrt{2}} \quad (6)$$

を準備すればよい. このとき, 検出器 C(D) で光子を 1 個検出する確率 $P_{1,0}$ ($P_{0,1}$) は図 4(a) のようになる.

では次に, 光子 N 個が「モード A にある状態」と「モード B にある状態」にある状態を入力するとどうなるだろうか. そのような状態は

$$\frac{|N,0\rangle_{A,B} + |0,N\rangle_{A,B}}{\sqrt{2}} \quad (7)$$

とかけ, 式の形との語呂合わせで N 光子 NOON (ヌーン)

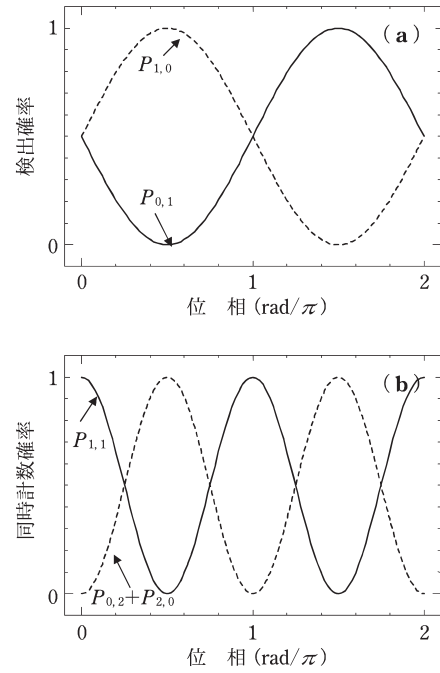


図4 図2の干渉装置による干渉. 図中の $P_{m,n}$ は, モード C で m 個, モード D で n 個の光子を同時に検出する確率. (a) モード A, B に 1 光子重ね合わせ状態を入射した場合の, モード C, モード D での一光子検出確率. (b) モード A, B から 2 光子 NOON 状態を入射した場合の, 同時計数確率.

状態と呼ばれている. N が大きくなるとマクロな重ね合わせ状態, いわゆる「シュレーディンガーの猫 (量子猫)」状態に漸近する. またこの状態は, もはや「モード A の何らかの状態」と「モード B の何らかの状態」の二つの独立した状態としては表現できない (直積の形で記述できない). このような状態は量子もつれ合い状態と呼ばれる. 図 4(b) に, 2 光子 NOON 状態を入力した際の $P_{1,1}$ および $P_{2,0} + P_{0,2}$ をプロットした. このように, グラフの周期は (4) 式の場合に比べてちょうど半分になっている. 光子数 N の NOON 状態を用いると, 一般に周期は $1/N$ になることがわかっている.

2.4 光子を生み出す技術

単一光子を生み出す方法としては, 大きく二つの方法がある. 一つは, 原子や分子, 量子ドットなどの単一発光体から発生させる方法, もう一つはパラメトリック下方変換 (Parametric Down Conversion, PDC) や 4 光波混合などの非線形光学過程によって生成される 1 個もしくは複数の光子対を利用する方法である. 紙面の都合で, ここでは本解説に必要な, PDC について説明するにとどめる. 最近の単一光子源の研究については別の総説を参考にしてほしい⁹⁾.

第二高調波発生 (Second Harmonic Generation: SHG) では, 基本波の光子二つが, 倍の周波数の光子 1 個に変換される. PDC は SHG の逆の過程であり, 基本波の光子 1 個が, 二つの光子へと変換される (図 5). 基本波の光子はしばしばポンプ光子, また変換された光子はシグナル光子

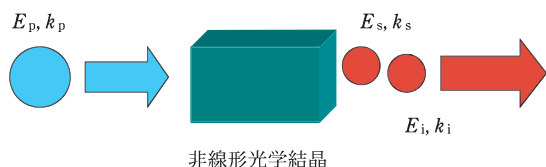


図5 パラメトリック下方変換過程.

とアイドル光子と呼ばれる。その際、エネルギー保存則 ($E_p = E_s + E_i$)、および運動量保存則または位相整合条件 ($k_p = k_s + k_i$) が満たされる必要がある。

3. 伝令付き単一光子源と量子鍵配布実験

ここでは、三菱電機との共同研究により、私たちがパルスレーザー励起方式で初めて実現された伝令付き単一光子源¹⁰⁾とその量子暗号への応用⁶⁾について紹介しよう。

まず、量子暗号における単一光子源の必要性について説明しよう。量子暗号では、光子一つずつの偏光や位相に情報を載せ、送信する。その際、もしも同じ状態をもった光子を二つ送信してしまうと、その余分な光子を利用して盗聴されてしまう怖れがある。先に見たように、微弱なコヒーレント光といっても、光子が二つ以上含まれる場合が存在する。これを解決する方法としては、①純粋な単一光子源を用いる方法、②伝令付き単一光子源を用いる方法の二つがある¹¹⁾。

「伝令付き単一光子」とは、伝令信号 (heralding signal) が存在する場合にのみ、単一光子が存在する状態である。一般に、パラメトリック下方変換で発生させた光子対の一方を検出し、それを伝令信号として用いる。

図6に、われわれの実現した、パルス状伝令付き単一光子源のスキームを示す¹⁰⁾。波長 390 nm のフェムト秒レーザーによる励起による非縮退パラメトリック下方変換により、非線形光学結晶から 520 nm と 1550 nm が発生する。位相整合条件から、これら二つの光子はポンプ光と同軸に出力される。ダイクロイックミラーで二つの光子を分離し、そのうち 520 nm の光子を単一光子検出器で検出、伝令信号を発生させる。

光子対が1対発生する確率はポンプ光強度に比例し、2対発生する確率はポンプ光強度の2乗に比例する。よって、伝令信号が存在する場合に、光子が2個存在する確率

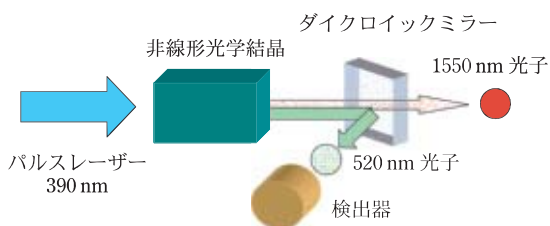


図6 パラメトリック下方変換を用いた、パルス状伝令付き単一光子源.

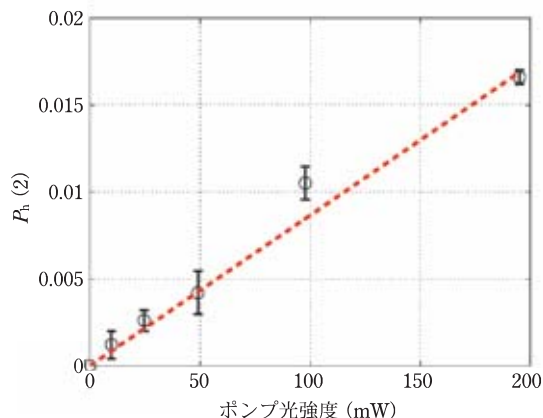


図7 伝令付き単一光子源の2光子発生確率 $P_h(2)$. 伝令信号が存在するパルスに2光子が存在する確率は、ポンプ光強度を減衰させることで0に近づけられる。

$P_h(2)$ は、ポンプ光強度に比例する。つまり、2光子存在確率 $P_h(2)$ をポンプ光強度で制御することができる。図7に、われわれの光子源についてプロットした物を示す⁶⁾。伝令信号が存在する場合の1光子存在確率 $P_h(1)$ を約0.3に保ちながら、ポンプ光強度を減少させることで任意に $P_h(2)$ を減少できる。

この伝令付き単一光子源を用いて、量子暗号実験を行った⁶⁾(図8)。伝送路、伝令信号送信路、および同期信号伝送路として、40 km の分散シフトファイバーを用いた。伝令付き単一光子源として初めて、無条件安全性証明を満たした鍵共有に成功した。送信者側からの2光子パルスの送出は、ポンプ光強度を減少させることで押さえた。鍵共有実験時の、送信側射出端での $P_h(1)$ と $P_h(2)$ はそれぞれ 0.0423 と 1.48×10^{-5} と見積もった。最終的な安全鍵の共有レートは 0.16 bit/秒であった。

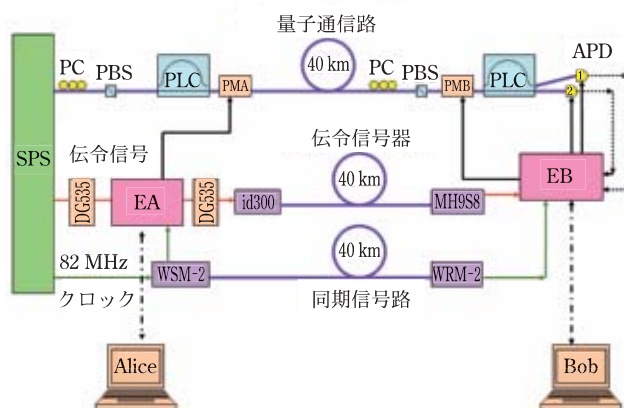


図8 伝令付き単一光子源を用いて実現した、量子鍵配布システム。SPSは図6の伝令付き単一光子源。PCは偏光調整器、PBSは偏光ビームスプリッタ、PLCは平面光回路を用いた干渉計、DG535はデジタル遅延発生器、EA、EBは送信者(Alice)側および受信者(Bob)側の電子制御回路、id300およびWSM-2は光パルス送信器、MH9S8およびWRM-2は光パルス受信器。

われわれの伝令付き単一光子源では、ポンプに利用するチタンサファイアモード同期レーザーにジッターがないため、送受信者を非常に正確な同期信号のもとで動作させることができるという利点がある。一方、ポンプレーザーに連続光を用いた実験も実施されているが、光子の発生時刻は完全にでたらめなのが欠点である。このため、例えば量子リレイ、量子リピーターなど二つ以上の光源を同期させる用途には適さない。ただし、連続光を用いる場合の利点として、2光子発生確率を非常に小さい値に押さえ込める点がある。

4. 4光子干渉による位相超感度実験

次に、4光子干渉を用いた位相測定実験について紹介する⁷⁾。光学干渉計を利用した光の位相測定は、距離や物質の密度などを精密に測定する手段として広く用いられている。しかし、現在一般に行われている、レーザー光を光源に用いた光位相測定の場合、その精度はその光に含まれる光子数(=光強度) n に対して $1/\sqrt{n}$ という限界(標準量子限界)がある。このように、ある与えられた光量で実現できる測定精度を、感度と呼ぶ。これに対して量子論では、例えば(7)式のような N 個の量子もつれ合い状態にある光子を用いると、この位相測定感度を \sqrt{N} 倍向上できることが示される。つまり、もしも1万個の光子を適切にもつれ合わせることができれば、測定感度を標準量子限界の100倍向上できることになる。このように、標準量子限界を超えた位相測定感度は、「位相超感度(Phase super sensitivity)」と呼ばれる。究極の光位相の測定精度の達成に向け、光子数を増やすことが重要である。しかし、これまでの実験は $N=2$ にとどまっておき、 $N=3$ 以上での位相超感度は達成されていなかった。

ここで簡単に、感度を増大できる理由について説明しよう。干渉計の測定精度 $\Delta\phi$ は、出力光子数を n 、その揺らぎを Δn とすると $\Delta\phi = \Delta n / |\partial n / \partial \phi|$ となる。レーザー光の場合、ショットノイズにより $\Delta n / n = 1/\sqrt{n}$ 、また振幅で規格化した傾き $|\partial n / \partial \phi| / n$ の最大値は1なので、最小の $\Delta\phi = 1/\sqrt{n}$ となる。これが、標準量子限界である。

N 光子 NOON 状態を干渉させる場合について考えよう。総光子数を同一の n で考えると、測定回数が n/N になるため、出力の揺らぎは \sqrt{N} 倍悪化する。一方、図4で見たように、フリンジの傾きの最大は N 倍になる。よって結局、全体としては測定感度は \sqrt{N} 倍増大することになる。 n が十分大きいとき、 N を n に近づけると、測定感度はハイゼンベルク限界 $1/N$ に漸近する。

$N=3$ 以上の NOON 状態の発生方法はまだ確立されていない。そこでわれわれは、パラメトリック下方変換で発生させた二つの2光子状態 ($|2,2\rangle$) を半透鏡に入射したときに、量子干渉の結果生成される状態

$$\frac{\sqrt{6}}{4} (|4,0\rangle_{A,B} + |0,4\rangle_{A,B}) + \frac{1}{2} |2,2\rangle_{A,B} \quad (8)$$

を代替として用いた。この状態は、4光子 NOON 状態と、

$|2,2\rangle_{A,B}$ 状態の重ね合わせになっている。この状態を図2のように半透鏡で干渉させるとき、「検出器Cで3光子、検出器Dで1光子検出」という結果は、4光子 NOON 状態からは得られるが、 $|2,2\rangle_{A,B}$ 状態からは決して得られないことに着目した。つまり、状態(8)を半透鏡で干渉させ、検出器Cで3光子、検出器Dで1光子検出すれば、NOON 状態による干渉を選び出して検出できる。そのような同時計数が生じる確率 $P_{3,1}$ は、次の式で与えられる。

$$P_{3,1} = \eta \frac{(1 - \cos 4\phi)}{2}, \quad \eta = \frac{3}{8} \quad (9)$$

ここで η は、この方式の本質的効率 (intrinsic efficiency) である。4光子 NOON 状態を入力に用いる場合、適切な検出により η を1にできるのが、大きな違いである。 η が小さくなると、結果として利用できる光子数が少なくなることに対応し、感度が下がる。さらに、実験的に重要なのが、干渉計の明瞭度 V である。これは、得られる干渉縞の相対的な振幅の大きさを表す指標で (最大値-最小値)/(最大値+最小値) で与えられる。 V が1のときが理想的な状態であるが、さまざまな実験的要因で、実際には V は1より小さくなる。これも感度を下げる要因である。Reshら¹²⁾によると、 $\eta=3/8$ の4光子干渉計が標準量子限界を超えるためには、82%以上の明瞭度が必要になる。

この実験は、全体としてはマッハツェンダー型干渉計(図9(a))に、2光子対状態 ($|2,2\rangle$) を入力し、出力部で $P_{3,1}$ を測定するものになる。われわれは、変型サニャック干渉計を用いて実現した長時間安定な多光子干渉計(図9(b))と高い量子干渉性をもつ2光子対状態光源を用いて、実験を行った。

実験結果を図10に示す。図10(a)は、干渉計の最初の半

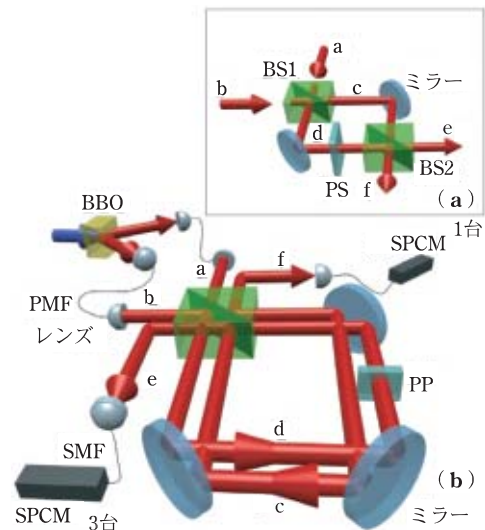


図9 (a) マッハツェンダー干渉計。BS1, BS2は半透鏡、PSは位相シフト板。(b)変型サニャック干渉計による4光子干渉装置。BBOはパラメトリック下方変換に用いた非線形光学結晶(β バリウムボレート)。PMFは偏波保存ファイバー。SMFは単一モードファイバー。PPは位相板。SPCMsは複数の単一光子検出器を組み合わせた光子数検出器。

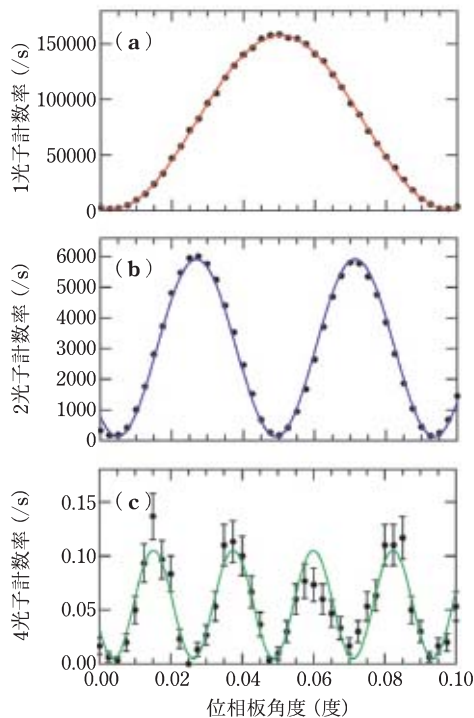


図 10 (a) 1 光子干渉実験結果. (b) 2 光子干渉実験結果. (c) 4 光子干渉実験結果.

透鏡の片側から 1 光子を入力し、片側の出力で光子検出を行った場合で、図 4(a) のグラフに対応している。 $V=98\%$ と、高い 1 光子干渉性をもつことがわかる。また、図 10(b) は干渉計の最初の半透鏡の両側から光子を 1 個ずつ入力し、干渉計の二つの出力間で同時計数を行った ($P_{1,1}$) 場合である。図 4(b) と対応している。実験の $V=96\%$ と、半透鏡部分での量子干渉も良好であることがわかる。

図 10(c) がもっとも重要なグラフであり、2 光子対状態 $|2, 2\rangle$ を入力し、出力部の一方で 3 光子、他方で 1 光子を検出した場合 ($P_{3,1}$) である。 $V=91\pm 6\%$ と、標準量子限界を超えるために必要な 82% 以上の明瞭度を達成した。今回の実験では、この 4 光子干渉計の能力を、現在手にできる中ではほぼ最良の光子源 (パラメトリック下方変換) と光子検出器 (アバランシェフォトダイオード) によって検証した。しかし、単一の細胞観察などへ応用するためには、より効率の高い 2 光子源や、高い量子効率をもち光子数も区別できる検出器の実現が望まれる。また、今回の研究で得られた高い量子干渉技術や 4 光子のもつれ合い状態の検定技術は、位相計測のみならず、光子を用いた量子情報通信処理へも直接応用が可能な技術である。

5. 2 光子干渉で回折限界をうち破る

2 章および 4 章で、 N 光子 NOON 状態を用いると干渉縞の間隔が通常よりも $1/N$ に減少することをみた。この現象を光リソグラフィに應用するのが、2000 年に Boto らによって提案された量子リソグラフィ技術²⁾ である。波長 λ の N 光子もつれ合い状態と、 N 光子吸収材料を用

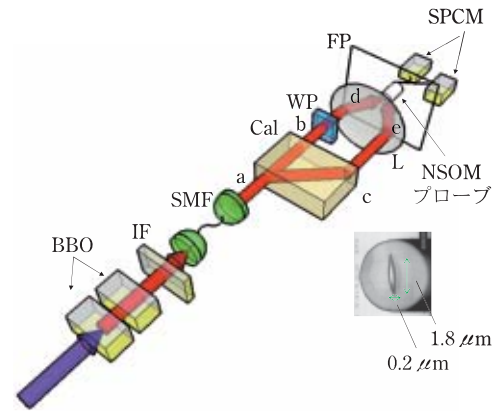


図 11 回折限界以下の 2 光子干渉縞観察装置. BBO はパラメトリック下方変換に用いた非線形光学結晶 (β バリウムボレート). IF は干渉フィルター, SMF は単一モードファイバー. Cal は方解石, WP は波長板, L はレンズ, FP は焦点面, SPCM はファイバークプラーで接続された 2 台の単一光子検出器.

いれば、原理的には $\lambda/2N$ の干渉縞を形成できる。 $N=4$ の場合、可視光の光子を用いて数十 nm ピッチのリソグラフィを実現できる可能性がある。

今回われわれは図 11 の装置を用い、量子リソグラフィ技術の原理検証実験として、回折限界 $\lambda/2$ 以下のピッチの干渉縞の直接観測に初めて成功した⁸⁾。4 章で紹介した実験と同様に、ここでも高精度の NOON 光源と長時間安定した干渉装置がカギになる。それらに加え、この実験では回折限界以下の分解能をもつ 2 光子検出器を実現する必要があった。これについては、図に示す、特殊な楕円形の開口をした近接場走査顕微鏡 (Near Field Optical Microscope: NSOM) プロブと、単一光子検出器 2 台の組み合わせで実現した。

実験結果を図 12 に示す。(a) は、干渉計に 1 光子の重ね合わせ状態を入力し、NSOM プロブを走査しながら得た単一光子計数の結果である。用いた光子の波長は 702.2 nm で、干渉縞の周期は 656.4 ± 3.8 nm であり、2 光子干渉により回折限界を超える可能性を示唆している。(b) は、干渉計に 2 光子 NOON 状態を入射し、NSOM プロブを走査しながら 2 光子計数を行った結果である。干渉縞の周期は、1 光子干渉縞の半分の周期 328.2 nm をもつ理論曲線によってよくフィットできた。入射光子の波長 702.2 nm から、レイリー回折限界は 351.1 nm であり、それをうち破る結果である。

6. 今後の展望

光や原子の量子状態を用いて、位相などの物理量を古典限界を超えて測定する技術は、量子メトロロジー (Quantum Metrology) とよばれ注目されている。本稿で紹介した、4 光子もつれ合い状態を用いた位相超感度実験はその一つの例である。実は、この位相測定は、最近急速に発展している量子情報技術とも密接なかかわりをもちつつ研究が進められており、例えば量子推定を行う量子コンピューター用アルゴリズムなども同じ枠組みで議論されて

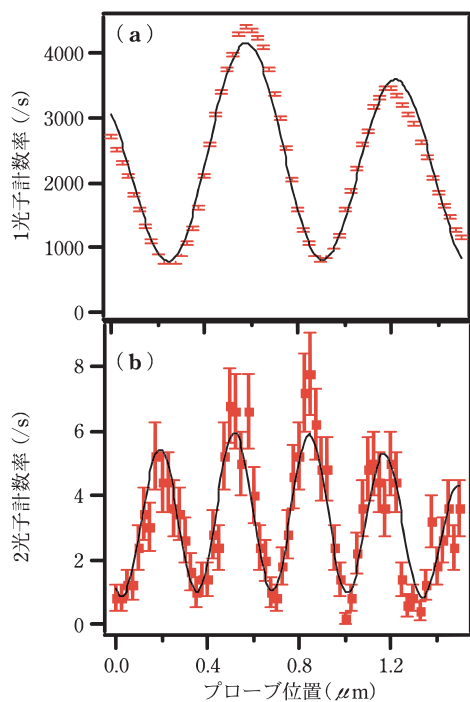


図 12 図 11 の装置を用いて取得した干渉縞。(a)1 光子重ね合わせ状態を干渉させ、1 光子検出した場合。(b)2 光子 NOON 状態を干渉させ、2 光子同時計数を行った場合。

いる。量子リソグラフィに関しては、何よりも高効率の 2 光子吸収材料の開発がカギを握っている。多光子吸収についての量子光学的な観点での研究は、まだ未開拓であり、材料科学と融合しながらの今後の研究が強く期待される。伝令付き単一光子源を用いた量子鍵配布に関しては、最近、デコイ法との融合など新たな発展の方向も示されている。また、量子干渉性がすぐれており、量子リピーターや量子リレイシステムへの展開も期待される。これらの研究に共通して重要なのが、光子源の開発である。PDC や、4 光波混合を用いた光子対発生、および量子ドットや原子を用いた単一光子発生の研究は著しく進歩しているが、まだ改良の余地が大きくある。また、本稿では触れられなかった関連する研究テーマとして、光量子回路・光量子コンピューターがある。これらについては、最近の本誌解説など^{13,14)}を参考にして欲しい。

伝令付き単一光子源および量子鍵配布実験については Soujaeff・Alexandre 氏および三菱電機の松井充様、西岡毅様、鶴丸豊広様ほか各位との共同研究である。西岡様より図 8 の原図を提供いただいた。4 光子干渉による位相超

感度実験については永田智久氏、岡本亮氏、英国ブリストル大の Jeremy O'Brien 教授との共同研究である。これらは、JST-CREST 量子情報処理「光子を用いた量子演算処理新機能の開拓(代表井元信之教授)」、総務省 SCOPE、文部科学省科学研究費、科学技術振興調整費および大和日英基金による支援を受けた。また、回折限界を破る 2 光子干渉縞観測は、川辺喜雄氏、藤原英樹氏らとの共同研究であり、JST-CREST 「新しい物理現象や動作原理に基づくナノデバイス・システムの創製」領域「量子相関光子ビームナノ加工(代表三澤弘明教授)」の支援を受けた。上記すべての研究は、所属する光システム研究室の笹木敬司教授との共同研究である。以上の研究制度、各位に加え、共同研究者各位、研究室スタッフ・学生各位のご協力に心より感謝する。

文 献

- 1) L. Rayleigh: Phil. Mag. 8, 261 (1879).
- 2) N. Boto, P. Kok, D. S. Abrams, S. L. Braunstein, C. P. Williams and J. P. Dowling: Phys. Rev. Lett. **85**, 2733 (2000).
- 3) V. Giovannetti, S. Lloyd and L. Maccone: Science **306**, 1330 (2004).
- 4) 富田章久: 電子情報通信学会論文誌 A, Vol.J90-A, p.358 (2007).
- 5) 竹内繁樹: 量子コンピュータ (講談社ブルーバックス, 2005).
- 6) A. Soujaeff, T. Nishioka, T. Hasegawa, S. Takeuchi, T. Tsurumaru, K. Sasaki and M. Matsui: Optics Express **15**, 727 (2007).
- 7) T. Nagata, R. Okamoto, J. O'Brien, K. Sasaki and S. Takeuchi: Science **316**, 726 (2007).
- 8) Y. Kawabe, H. Fujiwara, R. Okamoto, K. Sasaki and S. Takeuchi; Opt. Exp. **15**, 14244 (2007).
- 9) 山本喜久: オプトロニクス no.9, 134 (2005).
- 10) A. Soujaeff, S. Takeuchi, K. Sasaki, T. Hasegawa and M. Matsui: J. Mod. Opt. **54**, 467 (2007).
- 11) 送信時にさまざまな平均光子数の微弱コヒーレント光をデタラメに選択して用いる方法(デコイ法)も研究されている。
- 12) K. J. Resch *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98**, 223601 (2007).
- 13) 竹内繁樹: 応用物理 **74**, 1069 (2005).
- 14) 岡本 亮: 応用物理 **75**, 1340 (2006).

(2007 年 9 月 27 日 受理)

たけうち しげき
竹内 繁樹



1993 年京都大学大学院理学研究科物理学第一専攻修士課程修了。同年、三菱電機中央研究所入社。99 年北海道大学電子科学研究所講師、00 年同助教授、07 年教授、現在に至る。95 年から 01 年まで、科学技術振興事業団さきがけ研究「場と反応」、01 年から同「光と制御」に所属。光子を用いた量子計算、光子数検出器の開発、もつれ合った光子対の発生の研究などに従事。