

単一光子・相関光子発生技術の進展

枝 松 圭 一

Development of Single and Correlated Photon Sources

Keiichi EDAMATSU

Development of nonclassical light sources that generate a single photon and correlated photons plays an essential role in quantum information/communication technologies. In this article, fundamentals of single and correlated (entangled) photon generation are presented. In particular, recent developments of semiconductor sources for such nonclassical photons are discussed.

Key words: single photon, entangled photon, entanglement, quantum optics, quantum information, semiconductor

近年、従来の情報処理・通信技術の問題点やボトルネックを打破する可能性を秘めた、量子情報通信技術が注目を集めている。光の量子である光子は外乱の影響を受けにくく、量子の情報を遠方へ伝えるメッセンジャー量子として最も適しているものと期待されている。特に、光子を用いた量子暗号通信などにおいては、「光子の単一性」、すなわち同時に2個以上の光子が存在しないことが秘匿性の保持や誤り率の低下などの点において本質的に重要であり、いかにして上記のような性質をもつ「単一光子」を発生させるかが、技術的に重要な課題となっている。

また、量子情報を遠隔地間で授受するための方法としてさまざまな「量子中継」プロトコルが提案されている。量子中継は、一般的に量子テレポーテーションとよばれる量子状態の転送技術と、送られた量子状態を保持するための量子メモリーとを組み合わせ実現され、そこでは量子状態間の「量子もつれ」の発生と検出が本質的役割を果たす。「量子もつれ」は量子中継ばかりでなく量子情報処理全般における最も重要なリソースのひとつであるが、光子は量子もつれの発生・検出の面でも最もすぐれた媒体であり、良質かつ高効率な量子もつれ光源の開発もまた大変重要な技術課題である。

本稿では、単一光子および相関光子、量子もつれ光子の

発生技術に関する基本的事項について概観するとともに、それらの最近の進展について、特に半導体を用いた単一光子発生、量子もつれ光子発生に焦点を当てて解説する。

1. 単一光子の発生

「単一光子」とは、理論的には1つの時空間モードに対して光子が1個励起されている状態を指すが、実験的には、ある時空間において光子を検出した際に2個以上の光子が検出される確率が0である状態を指す場合が多い。後者の場合には光子数は0または1であって、前者（光子数が1に確定した状態）とは異なるが、2個以上の光子が存在しないことが確定できることから、量子暗号における秘匿性の保持等において実用上重要な状態である。単一光子状態を論じるうえで重要な光子の時間的な単一性は、2次の自己相関関数（強度相関関数）

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}^\dagger(t+\tau) \hat{a}(t+\tau) \hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(t) \rangle^2} \quad (1)$$

で定量的に表すことができる¹⁾。ここで、 $\hat{a}^\dagger(t)$ および $\hat{a}(t)$ はおのおの時刻 t における光子の生成、消滅演算子である。単一光子状態では、同時に2個以上の光子が観測されることはないから、 $g^{(2)}(0) = 0$ である。もっと一般に、

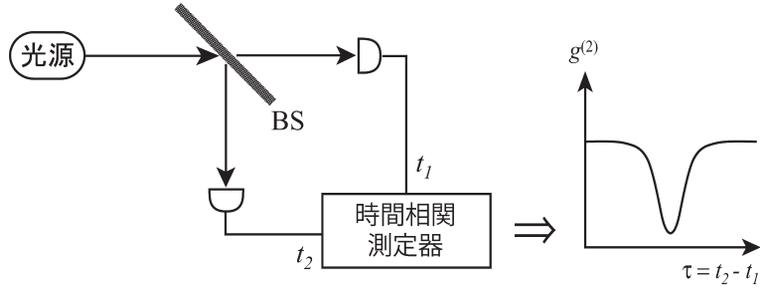


図1 光子検出器を用いた光強度の時間相関測定概念図。

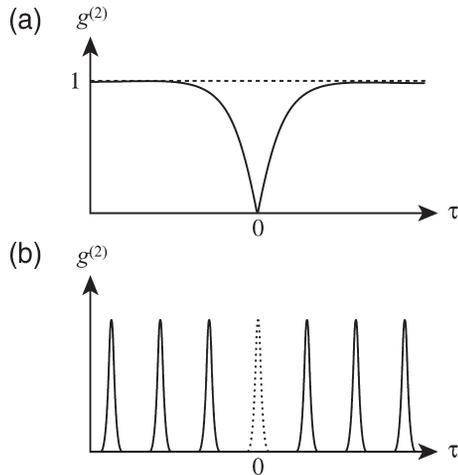


図2 単一光子源の強度相関関数。(a) CW および (b) パルス光源の場合。

$\tau > 0$ に対して $g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$ となるような状態を、光子のアンチバンチングという。光を古典的な電磁波として扱おうと $g^{(2)}(0) \geq g^{(2)}(\tau)$ となることが導かれるから、単一光子状態やアンチバンチングは非古典的な光の状態である。実験的には、強度相関関数はいわゆる Hanbury Brown および Twiss の方法²⁾ によって評価することができる。図1に、光子検出器を用いた光強度の時間相関測定系の例を示す。光源からの光を 50% : 50% ビームスプリッターで光束を2つに分けた後、2個の光子検出器で受光する。おのおのの光子検出器の出力パルスの時間差 $t_2 - t_1 = \tau$ を測定し、その分布(ヒストグラム)から、強度相関関数が求められる。その際、測定対象となる「単一光子源」がCW光源であれば、その強度相関関数には $\tau = 0$ を中心としたある相関時間幅をもつディップが現れる(図2(a))。これに対し、単一光子源が周期的パルス光源であれば強度相関関数も同じ繰り返し周期をもつパルス状となり、その $\tau = 0$ における値が0となる。(図2(b))。

単一光子の発生にはいくつかの方法が提案されているが、そのひとつが、単一の原子、分子、束縛電子など、単一の量子状態からの発光を利用する方法である。すなわ

ち、これらの単一量子状態中の電子のフェルミオン性に基き、同じ時刻・状態に複数の光子が発生しないよう制御された光源として利用するものである。実際に、強度相関関数が $g^{(2)}(0) \approx 0$ となるような単一光子に近い状態は、Na 等の単一の原子の共鳴発光においてはじめて観測された^{3,4)}。これは、単一原子においては2電子が同時に同じスピン・軌道準位に励起されないという、電子のフェルミオン性を反映した強い光学非線形性によるものである。このような単一光子状態は、単一原子以外にも、単一イオンの共鳴発光⁵⁾、単一分子の発光^{6,7)}、固体中の単一不純物準位からの発光⁸⁾、半導体中の単一量子ドットからの発光⁹⁻¹¹⁾、単一有機ナノ結晶からの発光¹²⁾ のように、単一の量子準位からの電子遷移による発光を分離して受光することによって観測されている。これらのうち、単一分子や固体からの単一光子発生に関する初期の研究に関しては、Lounis らによる解説論文¹³⁾ が参考になる。

ナノメートルサイズの半導体量子ドットにおいては、電子および正孔が非常に小さな空間に閉じ込めを受けるため、それらに非常に強い相互作用が働く。その結果、量子ドット中に励起された電子・正孔対(励起子: exciton)が再結合して発光する際の光子エネルギーは、量子ドット中に存在している電子・正孔対の数によって異なる。また、一般に個々の量子ドットはサイズや環境が微妙に異なる状態にあるため、おのおのの量子ドットの発光の光子エネルギーもわずかに異なる。したがって、近年著しく発達した顕微分光技術を用いてそれらを空間、エネルギーで分別し、単一の量子状態からの発光として分離して観測することが可能である(図3)。量子ドット中に1対の電子・正孔対が励起された状態から基底状態への遷移に伴って放出される光子の時間相関を測定すると、1個の光子を観測した直後には量子ドットは基底状態にあるため、量子ドットが次に励起されるまでの間は光子が観測されないことになる。この様子を、図4のような単一の三準位系をモデルにして考える。系は光励起により基底状態 $|a\rangle$ から励起状態 $|c\rangle$ に励起された後ただちに $|b\rangle$ に緩和し、その後発光を

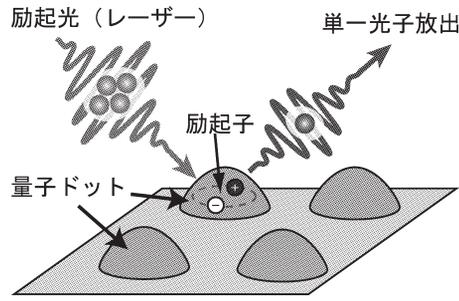


図3 量子ドットを用いた単一光子発生の観測。

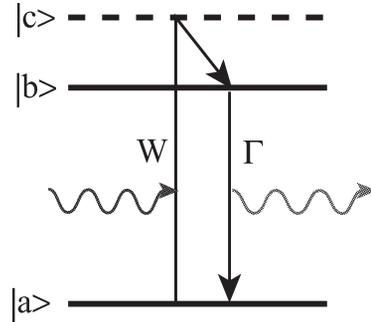


図4 三準位系による単一光子発生のモデル。

伴って基底状態に戻るものとする。単位時間内に $|a\rangle$ から $|c\rangle$ を経て $|b\rangle$ へ励起される割合を W 、 $|b\rangle$ から $|a\rangle$ へ輻射緩和する割合を Γ とすると、この系からの発光の強度相関は

$$g^{(2)}(\tau) = 1 - e^{-(\Gamma+W)\tau} \quad (2)$$

となる⁹⁾。すなわち、 $g^{(2)}(0) = 0$ となって、上述した単一光子状態が実現される。

次に、半導体量子ドットおよび量子ドットを含む量子構造を用いた単一光子発生の実験例を紹介する。半導体を用いた単一光子発生がはじめて確認されたのは、コロイド溶液法で作製された CdSe 量子ドットを用いた実験⁹⁾である。多数の量子ドットを含むクラスターからの発光ではアンチバンチングは観測されないが、単一の量子ドットからの発光では明瞭なアンチバンチングが観測され、その時間スケールは数十 ns である。なお、長い時間スケールでは量子ドットからのキャリアのイオン化による点滅現象¹⁴⁾に伴うバンチング ($g^{(2)}(\tau) > g^{(2)}(\infty)$) が観測されることも知られている。同様な物質系を用いた低温における実験では、さらに明瞭な (小さな $g^{(2)}(0)$ の値をもつ) 単一光子発生が観測されている¹⁵⁾。

上述のコロイド量子ドットでの実験とほぼ同時期に、半導体表面上に自己組織化成長した単一量子ドット試料からの単一光子発生も観測された。一般に半導体表面の単一量子ドットからの発光は、基板の高い屈折率のために試料外部への集光効率が低く、その強度相関を十分な S/N 比で測定するためには工夫を要する。初期の実験として、GaAs 表面上に成長した InAs 単一量子ドット試料からの発光のアンチバンチングを観測した例¹⁰⁾では、GaAs のマイクロディスク中の光の共振モードを用い、量子ドットの発光が効率的に外部に取り出されるように工夫されている。また、GaAs/AlAs の DBR (distributed Bragg reflector) 構造を用いた微小共振器構造と InAs 量子ドットの発光準位とを結合することによって、発光の取り出し効率を高め

て強度相関を測定した報告例もある^{16,17)}。これらの実験では、励起光として周期的な短パルスが発生するレーザーを用い、その周期に同期した発光の強度相関を観測している (図 2 (b))。実験結果では同一 ($\tau=0$) のパルスにおける強度相関がほぼゼロとなり、1つの励起パルスからは1個までの光子しか発光しないことを示している。

このような初期の実験はレーザーによる光励起を用いていたが、半導体中に埋め込まれた単一量子ドットを用いれば、発光ダイオードのように電流注入による単一光子発生も期待される。実際、このような電流注入による単一光子発生も程なくして実現された¹⁸⁾。さらに最近では、単一光子源の波長帯や動作温度域の拡大も試みられている。そのひとつは、通信波長帯への拡大であり、量子暗号、量子通信への応用において重要な意味をもつ。まず、InAs/InP 量子ドットを用いて 1.3 μm 帯における単一光子発生¹⁹⁾が報告されたのに続き、さらに重要な 1.5 μm 帯における単一光子発生^{20,21)}も報告されている。もうひとつは、より高温で動作する単一光子源を実現する試みである。前述のコロイド量子ドットは II-VI 族半導体であり、室温でも高収率で発光する。そのため、初期の段階から室温でのアンチバンチングが測定されている⁹⁾が、GaAs 等の III-V 族量子ドットでは励起子の束縛エネルギーが小さく、単一光子源としての高温での動作は困難である。これに対し、励起子が高温まで安定な物質の量子ドットを用いれば、より高温での動作が期待される。これまでに、GaN 量子ドットを用いた単一光子発生において 200 K での動作が報告されている²²⁾。

さらに、量子ドットは、単一光子の発生のみならず単一光子の検出にも有効である。従来、単一光子の検出には、光励起された電子を増幅するためのアバランシ効果 (なだれ効果) を用いることが一般的であった。最近、量子ドットと電界効果トランジスタ (FET) 構造を組み合わせ、量子ドットまたは不純物中心にとらえられた電子が光励起・イオン化されるごとに FET の伝導率が不連続に変化

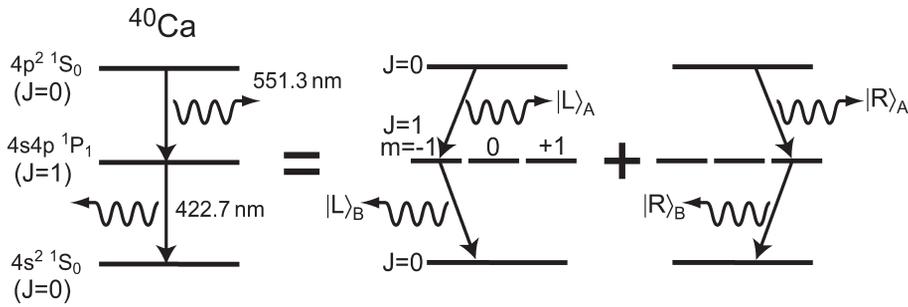


図5 Ca 原子のカスケード遷移による量子もつれ光子対放出。

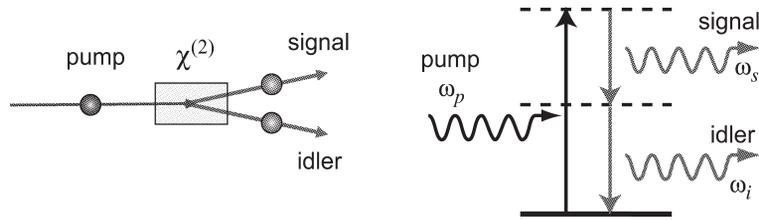


図6 パラメトリック下方変換による光子対放出。

する現象を利用した、アバランシ効果を用いない単一光子の検出^{23,24)}が報告されている。このような単一光子の検出技術は、光子の偏光状態を非破壊で中継するための量子中継器への応用が期待されており、量子ドットを用いた単一光子源、量子もつれ光子源の開発とあわせて、今後の研究の発展が期待されている。

2. 相関光子、量子もつれ光子の発生

前章では単一光子の発生について述べたが、以下では、種々の物理量が互いに相関をもった光子の対、すなわち相関光子対の発生方法について議論する。なかでも、物理量の中に古典的には説明できないような量子的相関（量子もつれ：エンタングルメント）をもつような光子対を、量子もつれ光子とよぶ。今日、量子もつれ光子の発生法とその性質が盛んに研究されているが、これは、量子力学の黎明期に Einstein, Podolski, Rosen によって提出されたいわゆる EPR のパラドックス²⁵⁾を実験的に検証するために考案されたことに始まる。以後、われわれは量子もつれを有する光子をさまざまな方法で発生させることができるようになり、対象となる相関物理量についても、光子の偏光、光路、時間スロットなど多彩になった^{*1)}。ここでは、それらの中でも最も基本的な、偏光に関する量子もつれ光子対の発生方法について述べる。以下では、2光子の偏光状態を表す記号として、 $|HV\rangle$ 等を用いる。ここで、2個の英字はおのおのの光子の偏光状態を表し、H, V はおのおの

水平、垂直方向の直線偏光、L, R はおのおの左回りおよび右回りの円偏光を表すものとする。

量子もつれは、原子からカスケード放出される光子対を用いてはじめて確認された^{27,28)}。例えば、 ^{40}Ca 原子の3つの準位間のカスケード遷移 ($4p^2\ ^1S_0 \rightarrow 4s4p\ ^1P_1 \rightarrow 4s^2\ ^1S_0$) (図5) では、原子系の角運動量変化 ($J=0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$) を反映して、放出される2光子の間に偏光に関する量子もつれが生じる。このとき、互いに逆方向に放出される光子対を検出すると、それらの偏光状態は

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|LL\rangle + |RR\rangle) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle - |VV\rangle) \quad (3)
 \end{aligned}$$

のような量子もつれ状態となる。Aspect らはこの光源を用いて2光子の偏光相関の測定を行い、ベルの不等式が明らかに破れていることをはじめて示した²⁸⁾。この方法を用いた量子もつれ光子の発生はパイオニア的なものではあったが、その効率や波長可変性の問題で今日ではあまり用いられていない。

代わりに、量子もつれ光子対の発生方法として今日最も頻繁に用いられる方法は、パラメトリック下方変換とよばれる非線形光学過程である。図6に示すように、この過程では、2次の非線形感受率 ($\chi^{(2)}$) を有する非線形光学結晶によって、入射光子1個が2個の光子に変換されるが、その過程をうまく用いることによって偏光に関する量子も

*1 量子もつれ光子の発生とその検出方法については、レビュー論文²⁶⁾を参照してほしい。

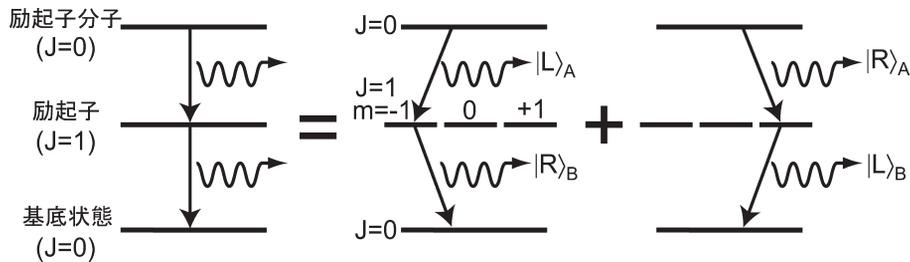


図7 励起子分子を用いた量子もつれ光子対の生成。

つれ光子を発生することができる²⁶⁾。本稿は光物性とのかわりが主題であるため、パラメトリック下方変換による量子もつれ光子対発生についての詳細には立ち入らないが、この方法を用いると良質な量子もつれ光子対を比較的簡便に発生させることができるため、量子情報通信に関連したさまざまな原理検証実験に広く用いられている。

これらの方法はいずれも、光励起によって量子もつれ光子対を発生させるものであった。これらの方法に対し、将来的には電流励起が可能となる半導体を用いた光源の開発が強く望まれる。半導体量子ドットにおける励起子発光が単一光子源として利用できることは前章で述べた。量子ドット内に励起子が2個生成された状態は、強い相互作用によって電子・正孔2対が結合した励起子分子 (biexciton) とよばれる状態になる。励起子分子-励起子間のエネルギー差と励起子-基底状態間のエネルギー差は相互作用エネルギーの分だけ異なるため、励起子分子および励起子の再結合発光はエネルギー的に分離して観測される。そして、励起子分子の発光に続いて励起子の発光が起こるため、両者の間の時間相関が観測される^{29,30)}。すなわち、図5の三準位原子からのカスケード発光とほぼ同じ状況が実現できる。

したがって、半導体の励起子分子状態を用いると、原子カスケード放出とほぼ同じ原理を用いて偏光に関する量子もつれ光子対が生成できる³¹⁾。図7に示すように、この過程では電子状態の角運動量が励起子分子 ($J=0$) から中間状態である励起子 ($J=1$) を経て終状態である基底状態 ($J=0$) へと変化する。したがって、その角運動量変化 ($J=0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$) を反映して、同じ方向へ放出される2光子の偏光状態は

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|LR\rangle + |RL\rangle) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle + |VV\rangle) \quad (4)
 \end{aligned}$$

*2 式(3)と円偏光相関の組み合わせが違うのは、式(3)では逆方向に放出される光子対を、式(4)では同方向に放出される光子対を考えているからである。

となる*2。しかも、半導体量子ドット中の励起子分子を用いることで、単一光子の発生と同じ原理により「単一の」量子もつれ光子対を生成することもできる。このように、半導体量子ドットを用いると比較的簡単に量子もつれ光子が発生できると予想されたが、実際には、通常の方法で作製される量子ドットではその形状に異方性が生じ、異方的交換相互作用のためにH偏光とV偏光とで放出光子のエネルギーがわずかに異なってしまふ^{32,33)}。そのために $|HH\rangle$ と $|VV\rangle$ との間のコヒーレンスが失われ、両者の混合状態になってしまう問題点が知られていた³⁴⁾。すなわち、H偏光やV偏光で観測すると強い偏光相関が観測されるが、 $\pm 45^\circ$ 偏光や円偏光で観測した場合には相関が観測されなくなってしまう。最近、形状異方性を小さくした量子ドットに横磁場を印加してH、V成分のスペクトルを一致させる方法³⁵⁾や、分裂したスペクトルの中間の光子エネルギー領域のみを選択して観測する方法³⁶⁾等によって、量子もつれを観測した例が報告され、この方法で発生した光子対の単一性も観測されている³⁷⁾。

また、量子ドットを用いる以外に、バルク結晶中の励起子分子を用いた量子もつれ光子の発生も可能である^{38,39)}。図8に示すように、2個の入射光子を用い、励起子分子を直接2光子共鳴励起することによって、高い効率での光子対の発生が可能である。その際、中間状態として励起子と光とが強く結合した励起子ポラリトンを経由し、励起子ポラリトンの分散を考慮した位相整合条件を満足するように散乱が起こる⁴⁰⁾。この過程で生成される光子対も、励起子分子の角運動量を反映して式(4)で表される量子もつれ状態となる。この過程は励起子分子共鳴ハイパーパラメトリック散乱とよばれ、励起子や励起子分子といった電子励起状態との共鳴を利用することによって非常に高い効率で変換が起こるのが特徴である。

さらに、単一光子源から発生した単一光子パルス同士の重ね合わせ状態を利用することによって、偏光に関する量

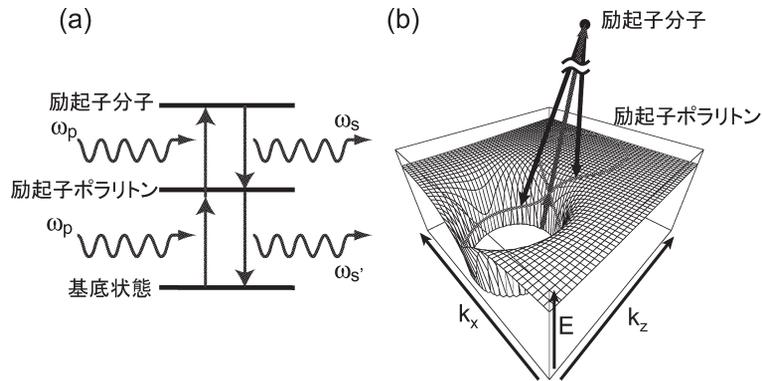


図8 (a) 励起子分子共鳴ハイパーパラメトリック散乱 (RHPs) による光子対放出, (b) 二次元波数空間で表したポラリトンの分散曲面と RHPs 過程における位相整合条件.

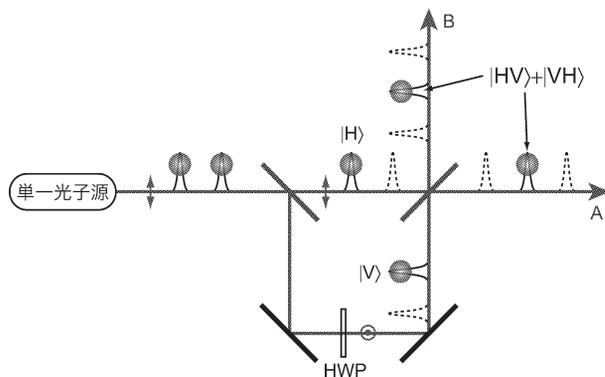


図9 単一光子源と post-selection を用いた量子もつれ光子対の発生.

量子もつれ光子対を生成することもできる⁴¹⁾. 図9に示すように, この方法では量子ドットから発生した直線偏光 (H) の単一光子パルス列を2つのパスに分け, 片方を長い光路を用いてパルスの時間間隔分だけ遅らせた後にビームスプリッターで再び合成する. その際, 長い光路のパスには半波長板を挿入して偏光を90°回転する. 2つのパルスにおおの1光子が含まれていた場合, ビームスプリッターの出力ポート (A, B) で観測した偏光状態は*³

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_A + i|H\rangle_B) \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(-i|V\rangle_A + |V\rangle_B) \quad (5)$$

となる⁴²⁾. この状態そのものは量子もつれ状態ではないが, この中から2光子が2つのポート A および B に分かれて出力された状態のみを取り上げれば (post-selection), その場合の状態は

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle + |VH\rangle) \quad (6)$$

の量子もつれ状態となる. ただし, 1個のパルスに光子が含まれている確率を η とすれば, 2個のパルスのどちらにも1光子ずつ含まれる確率は η^2 となってしまう. η が小さいときはこの過程は効率的ではない. また, 単一光子源からの2個のパルスのどちらにも1光子が含まれていたとしても, 最初のビームスプリッターで最初の光子を長い光路側へ, 次の光子を短い光路側へと分ける確率が1/4, さらに2番目のビームスプリッターで出力ポート A, B に分ける確率が1/2であるから, この過程が成立する全体の確率は $\eta^2/8$ である. この過程で重要なことは, 2つのパルスを干渉させるために, それらの間に偏光以外の識別がつかないことが要請されることである. そのためには, 単一光子状態は位相緩和のないフーリエ限界パルスとして出力されていなければならない. 高品質な量子ドットでは, その発光スペクトル幅はほぼ輻射寿命で決定され, 上記の要請を満たしている⁴¹⁾.

本稿では, 単一光子, 相関光子の発生技術に関する基礎的事項と, それらの技術の最近の動向について述べた. 特に, 光物性と関連する技術として, 半導体を用いた単一光子, 相関光子の発生方法の開発が急速に進んできている. これらの光源は, 現在はまだレーザーなどの光励起によるものが主流であるが, 単一光子光源についてはすでに電流励起によるものも報告されており, その開発速度はさらに加速している. 現在までの光通信技術を支えている光源である, 古典的カオス光を発生する LED (light emitting diode), コヒーレント光を発生する LD (laser diode) に続いて, 近い将来, 単一光子を発生する SPED (single photon emitting diode) や量子もつれ光を発生する EPED (entan-

*³ 対称ビームスプリッターを仮定し, 場の方向としてフレネルの法則における定義を用いた.

gled photon emitting diode) が実用化され、量子通信装置に組み込まれて使用される日が来るかもしれない。

文 献

- 1) R. Loudon: *The Quantum Theory of Light*, 3rd ed. (Oxford University Press, Oxford, 2000) p. 241.
- 2) R. Hanbury Brown and R. Twiss: Proc. R. Soc. Lond. A, **243** (1958) 291.
- 3) H. J. Kimble, M. Dagenais and L. Mandel: Phys. Rev. Lett., **39** (1977) 691-695.
- 4) M. Dagenais and L. Mandel: Phys. Rev. A, **18** (1978) 2217-2228.
- 5) F. Diedrich and H. Walther: Phys. Rev. Lett., **58** (1987) 203-206.
- 6) T. Basché, W. E. Moerner, M. Orrit and H. Talon: Phys. Rev. Lett., **69** (1992) 1516-1519.
- 7) B. Lounis and W. E. Moerner: Nature, **407** (2000) 491-493.
- 8) R. Brouri, A. Beveratos, J.-P. Poizat and P. Grangier: Opt. Lett., **25** (2000) 1294-1296.
- 9) P. Michler, A. Imamoglu, M. D. Mason, P. J. Carson, G. F. Strouse and S. K. Buratto: Nature, **406** (2000) 968-970.
- 10) P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu and A. Imamoglu: Science, **290** (2000) 2282-2285.
- 11) C. Santori, M. Pelton, G. Solomon, Y. Dale and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett., **86** (2001) 1502-1505.
- 12) S. Masuo, A. Masuhara, T. Akashi, M. Muranushi, S. Machida, H. Kasai, H. Nakanishi, H. Oikawa and A. Itaya: Jpn. J. Appl. Phys., **46** (2007) L268-L270.
- 13) B. Lounis and M. Orrit: Rep. Prog. Phys., **68** (2005) 1129-1179.
- 14) M. Nirmal, B. O. Dabbousi, M. G. Bawendi, J. J. Macklin, J. K. Trautman, T. D. Harris and L. E. Brus: Nature, **383** (1996) 802-804.
- 15) B. Lounis, H. A. Bechtel, D. Gerion, P. Alivisatos and W. E. Moerner: Chem. Phys. Lett., **329** (2000) 399-404.
- 16) M. Pelton, C. Santori, J. Vučković, B. Zhang, G. S. Solomon, J. Plant and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett., **89** (2002) 233602.
- 17) E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin and V. Thierry-Mieg: Appl. Phys. Lett., **79** (2001) 2865-2867.
- 18) Z. Yuan, B. E. Kardynal, R. M. Stevenson, A. J. Shields, C. J. Lobo, K. Cooper, N. S. Beattie, D. A. Ritchie and M. Pepper: Science, **295** (2002) 102-105.
- 19) K. Takemoto, Y. Sakuma, S. Hirose, T. Usuki, N. Yokoyama, T. Miyazawa, M. Takatsu and Y. Arakawa: Jpn. J. Appl. Phys., **43** (2004) L993-L995.
- 20) T. Miyazawa, K. Takemoto, Y. Sakuma, S. Hirose, T. Usuki, N. Yokoyama, M. Takatsu and Y. Arakawa: Jpn. J. Appl. Phys., **44** (2005) L620-L622.
- 21) K. Takemoto, M. Takatsu, S. Hirose, N. Yokoyama, Y. Sakuma, T. Usuki, T. Miyazawa and Y. Arakawa: J. Appl. Phys., **101** (2007) 081720.
- 22) S. Kako, C. Santori, K. Hoshino, S. Gotzinger, Y. Yamamoto and Y. Arakawa: Nat. Mater., **5** (2006) 887-892.
- 23) A. J. Shields, M. P. O'Sullivan, I. Farrer, D. A. Ritchie, R. A. Hogg, M. L. Leadbeater, C. E. Norman and M. Pepper: Appl. Phys. Lett., **76** (2000) 3673-3675.
- 24) H. Kosaka, D. S. Rao, H. D. Robinson, P. Bandaru, K. Makita and E. Yablonovitch: Phys. Rev. B, **67** (2003) 045104.
- 25) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen: Phys. Rev., **47** (1935) 777-780.
- 26) K. Edamatsu: Jpn. J. Appl. Phys., **46** (2007) 7175-7187.
- 27) A. Aspect, P. Grangier and G. Roger: Phys. Rev. Lett., **47** (1981) 460-463.
- 28) A. Aspect, P. Grangier and G. Roger: Phys. Rev. Lett., **49** (1982) 91-94.
- 29) D. V. Regelman, U. Mizrahi, D. Gershoni, E. Ehrenfreund, W. V. Schoenfeld and P. M. Petroff: Phys. Rev. Lett., **87** (2001) 257401.
- 30) A. Kiraz, S. Fälth, C. Becher, B. Gayral, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu and A. Imamoglu: Phys. Rev. B, **65** (2002) 161303.
- 31) O. Benson, C. Santori, M. Pelton and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett., **84** (2000) 2513-2516.
- 32) D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook, D. S. Katzer and D. Park: Phys. Rev. Lett., **76** (1996) 3005-3008.
- 33) R. J. Young, R. M. Stevenson, A. J. Shields, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie, K. M. Groom, A. I. Tartakovskii and M. S. Skolnick: Phys. Rev. B, **72** (2005) 113305.
- 34) C. Santori, D. Fattal, M. Pelton, G. S. Solomon and Y. Yamamoto: Phys. Rev. B, **66** (2002) 045308.
- 35) R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie and A. J. Shields: Nature, **439** (2006) 179-182.
- 36) N. Akopian, N. H. Lindner, E. Poem, Y. Berlatzky, J. Avron, D. Gershoni, B. D. Gerardot and P. M. Petroff: Phys. Rev. Lett., **96** (2006) 130501.
- 37) R. J. Young, R. M. Stevenson, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie and A. J. Shields: New J. Phys., **8** (2006) 029.
- 38) K. Edamatsu, G. Oohata, R. Shimizu and T. Itoh: Nature, **431** (2004) 167-170.
- 39) G. Oohata, R. Shimizu and K. Edamatsu: Phys. Rev. Lett., **98** (2007) 140503.
- 40) M. Ueta, H. Kanzaki, K. Kobayashi, Y. Toyozawa and E. Hanamura: *Excitonic Processes in Solids* (Springer-Verlag, Berlin, New York, 1986) pp. 20-202.
- 41) D. Fattal, K. Inoue, J. Vuckovic, C. Santori, G. S. Solomon and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett., **92** (2004) 037903.
- 42) Z. Y. Ou and L. Mandel: Phys. Rev. Lett., **61** (1988) 50-53.

(2008年3月31日受理)