

通信波長帯単一光子・エンタングル光子対の生成と伝送

鎌田 英彦^{*,†}・俵 毅彦^{*}・山口 貴雄^{*}・本庄 利守^{*}・
武居 弘樹^{*}・西田 好毅^{**}・忠永 修^{**}・遊部 雅生^{**}・井上 恭^{***}

Single-Photon and Entangle Photon Pair Generation and Long-Distance Distribution in Telecommunication Bands

Hidehiko KAMADA^{*,†}, Takehiko TAWARA^{*}, Takao YAMAGUCHI^{*}, Toshimori HONJO^{*}, Hiroki TAKESUE^{*}, Yoshiki NISHIDA^{**}, Osamu TADANAGA^{**}, Masaki ASOBE^{**} and Kyo INOUE^{***}

In recent years, an increasing demand for secure communication accelerates development speed of a new generation telecommunication based on the quantum mechanics. Specifically quantum key distribution (QKD) is expected to be a key technology in the realization of unconditionally secure communication networks. As a result, generation of single photons and entangled photon pair attract attention. With this regard, we developed quantum dot based single photon emitters and entangled photon sources based on wavelength conversion by nonlinear waveguides, both of which operate in the fiber communication wavelength. A micropillar cavity with SiO₂/TiO₂ and GaAs/AlGaAs distributed Bragg reflectors, embedding 1240-nm InAs quantum dots (QDs), demonstrates non-classical photon emissions. Also demonstrated is entangled photon pair generation and high-frequency photon detection, both which exploit efficient wavelength conversion with LiNbO₃ nonlinear waveguides based on periodical poling technology. An experimental demonstration of the distribution of time-bin entangled photon pairs over 100 km of dispersion shifted fiber. We confirmed a 81.6% visibility without subtracting any background noise, violating Bell's inequality.

Key words: single photon, entangled photon pair, quantum dot, microcavity, wavelength conversion, quasi-phase matching, single photon detector, quantum key distribution

究極の秘匿通信を目指す量子暗号の分野では、光子の長いコヒーレンス寿命を最大限に活用して多くの実証実験がなされており、近い将来には限定的な実用が目されている。量子暗号の基本的なアイデアは、ひとつひとつの光子の内部自由度をエンコードするビットとして送受信し、「痕跡を残さずに測定をすることはできない」ことを利用して秘匿性を保証することにある¹⁾。この観点から自然に「単一光子やエンタングル光子対を発生する光子源」を送信側・受信側で共有するというアイデアが生まれ、同時に

「高効率な光子検出器」の必要性が認識される。

単一光子源とは与えられた時間間隔にただ1つの光子を含むような(時間的に規則的な)光子列を発生し得る光源を意味する。このような性質を光子の離群とよぶ。他方で、熱平衡状態にある光源から放射される光子の流れにはゆらぎが存在するため、ある時刻にある場所で光子が検出されると、その直後にその付近で別の光子が検出される可能性が高くなる。これを光子の集群とよぶ。この現象はボーズ粒子である光子に固有な誘導放出現象に起因している。

* 日本電信電話(株)物性科学基礎研究所 (〒243-0198 厚木市森の里若宮 3-1)

** 日本電信電話(株)フォトニクス研究所 (〒243-0198 厚木市森の里若宮 3-1)

*** 大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻 (〒565-0871 吹田市山田丘 2-1)

† E-mail: leroi@will.brl.nitt.co.jp

光子の不可分性を最大限生かすという立場からは、離群した光子、すなわち一度に1つの光子だけを発生する光源は非常に望ましい。これは光子を盗み取ることを前提とする盗聴行為が不可能であることを保証できるからである。しかし、光子の不可分性を保証するには、例えばきわめて微弱なコヒーレント光であっても、光子数分布において2光子が同時に存在する確率を非常に小さくすることができれば実用になる。量子鍵を伝送する方法によっては、単一光子が常に都合のよい光子であるとは限らない。例えば、差動位相シフトエンコードと1ビット干渉計を用いる鍵配送方式²⁾ (differential phase shift keying: DPSK) では、異なるタイミングで発生した光子の干渉を利用するため、個数状態にある単一光子は用いることができない。これは、個数状態では位相が不確定なことが問題となるためである。実際、この場合はきわめて微弱なコヒーレント光のほうが都合がよい。

NTTでは既設光線路を活用する中長距離の量子鍵配送の実現を目標に、研究開発を進めている。特に力を入れているのは100 km超での高伝送レートでの量子鍵配送 (quantum key distribution: QKD) である。本解説では、個数確定状態にある光子を発生する通信波長帯量子ドット「単一光子源」について、また、非線形導波路を利用するエンタングル光子対の発生と長距離配送を採り上げ、NTTにおける通信波長帯での開発経緯と現状について解説する。

1. 量子ドットからの単一光子の発生：InAs量子ドットを包含するマイクロピラー共振器

前節で熱平衡状態にある光源から放射される光子の集群について述べた。この性質はボーズ粒子の性質に起因する。一方、熱平衡状態にある電流源から発生する電子の流れは一定で、ゆらぎは存在しない。ある時刻に電子が検出されると、その直後に別の電子が検出される可能性は低い。これを電子の離群効果といい、電子がフェルミ粒子に固有なパウリの排他律に従うことに起因している。

離群した光子を発生するのに最も単純な方法は、単一の双極子分極を用いることである。原子でも分子でも、単一の分極からの自然放出の単一のサイクルでは単一の光子が放出される。われわれは簡便に運用できる装置を標榜しているため、単一の双極子分極としては保持が比較的容易なコンパクトな固体であるほうが望ましい^{3,4)}。また、双極子分極を分布帰還ブラッグ反射器等の構造と整合的に組み合わせ、自然放出の促進を可能にしたい。これは、双極子分極の位相緩和が双極子の (促進された) 自然放出で律

速されれば、異なる時刻に発生した自然放出光子が識別不可能 (互いに可干渉) になるからである。

以上の観点から、われわれは「単一量子ドットからの単一光子の発生と共振器によるその促進」を単一光子発生の原理として採用した。半導体量子ドット中の光過程では励起子系が最も重要な役割を果たしているが、その性質は本質的にエネルギーバンドを有する系と大きく異なっている。量子ドットにおいては並進対称性が失われ、同時に量子閉じ込めによって状態が完全に離散化するため、同一のエネルギー・運動量状態に2つ以上の励起子が共存することはできない。この結果、量子ドット中の励起子はフェルミ粒子的な性質を有するようになり、2つ以上の励起子間には量子相関が生じる。このような相関は典型的には2励起子間の相関として現われる。フェルミ粒子である電子の離群は、まさしくフェルミ粒子に固有なパウリの排他律によるものである。フェルミ粒子的な性質を有する0次元励起子においてもパウリの排他律による同一エネルギー・スピン状態の生成が抑制されるため、自然放出により発生する光子も離群が観測されるはずである。

量子ドット励起子の自然放出を促進するには、共振器内に量子ドットを埋め込む必要がある。さらに自然放出レートの促進を狙うためには、共振器Q値を大きくし、同時に自然放出と結合する共振器モードのモード体積を小さくすることが必要になる^{4,5)}。代表的な例は1対の分布帰還ブラッグ反射鏡 (distributed Bragg reflector: DBR) で量子ドットを含む層を挟み込んだ構造を、発光波長と同程度の径の柱状に加工したものである。

われわれが作製した構造は、GaAs/AlGaAs DBR (下側) とSiO₂/TiO₂ DBR (上側) でInAs量子ドットを埋め込んだ1波長厚のGaAsを挟んだもの (λ共振器) である^{6,7)}。DBR作製をMOVPE成長で行うと、その成長温度下で量子ドットが変質する。これを防ぐため、上側DBRは、誘電体多層膜の蒸着により形成した (ハイブリッドDBR共振器)。SiO₂/TiO₂ DBR層は真空蒸着で、半導体層はMOVPEで形成した。電子ビームリソグラフィパターンから転写形成したNiマスクパターンを用いて、反応性イオンエッチング (CF₄) によってSiO₂/TiO₂ DBRを、続いてエッチングガス種を替えて (Cl₂-based), InAs量子ドット層およびGaAs/AlGaAs DBR層をエッチングした⁷⁾。作製した1μm径のハイブリッドDBRピラー状共振器の二次電子像を図1に示す。

DBRなしの試料と1μm径のハイブリッドDBRピラー状共振器のフォトルミネセンス (PL) スペクトルを図2に示す。ここに離散的な輝線発光が確認できる。共振器モ

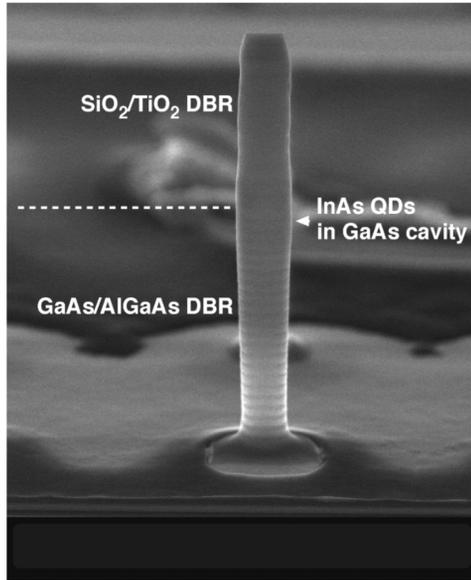


図1 GaAs/AlGaAs DBR (下部) と SiO₂/TiO₂ DBR (上部) 層に挟まれた InAs QDs/GaAs を有するハイブリッド DBR ピラー状共振器 (1- μ m 径)。

ードへ発光放出する量子ドットの数は、共振器モードの波長領域内の発光の積分強度と共振器がない場合のすべてのドット発光の積分強度の比率と、ドット面密度 ($2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) から見積もられる。この値は約 10 であり、図中の輝線数とおおむね一致し、これらは共振器モードに結合したドットの発光であると示唆される。

図3に共振器なしの InAs ドット試料とハイブリッド DBR ピラー状微小共振器の PL 強度の時間発展を示す (時間分解能は ~ 100 ps)。励振光源は 80 MHz 繰り返しの Al₂O₃/Ti モードロックレーザー (760 nm, 1 mW) である。共振器モードと結合した発光を抽出するために、半値全幅が 1 nm の可変波長バンドパスフィルターを使用した。発光の時間発展は冷却 InGaAs 光電子増倍管と時間・パルス波高値変換器 (time-to-amplitude converter) を用いて、時間相関光子計数法で計測した。指数関数によるフィッティングにより、自然放出寿命は QD ウェハーと微小共振器に対してそれぞれ 1.1 ns と 0.5 ns と見積もられた。共振器のない QDs に比較して、ハイブリッド DBR ピラー状共振器中ではドット発光がファクター約 2 だけ促進されていることが推定される⁷⁾。実験的に求めた共振器 Q 値とシミュレーションで求めたモード体積 ($\sim 5.5 (\lambda/n)^3$) からは、自然放出促進因子 $F = 3Q\lambda^3/4\pi^2 n^3 V$ (n は共振器屈折率) としておよそ 5.5 が推定される。理論と実験の間の食い違いはドットが共振器モードの中心からずれていることによると考えている。

ハイブリッド DBR ピラー状微小共振器中に埋め込まれ

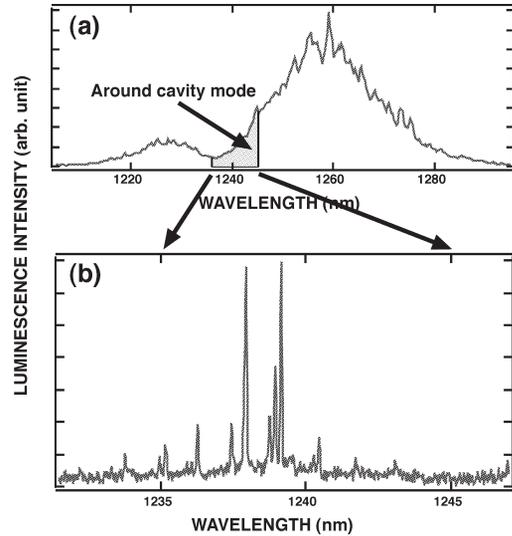


図2 DBR なしの試料と 1- μ m 径のピラー共振器のフォトルミネセンス・スペクトル。(a) 共振器なし試料でのスペクトル、および、(b) 1- μ m 径のピラー共振器のスペクトル。(b) 中の矢印で示されたエネルギー領域に対応する範囲を (b) 中に表示。

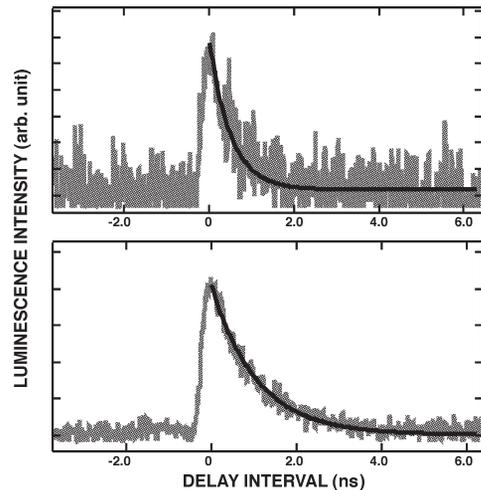


図3 共振器なしの InAs ドット試料とハイブリッド DBR ピラー状微小共振器の PL 強度の時間減衰。

た量子ドットが発生する自然放出の非古典性を確かめるため、光ファイバーベースの Hanbury-Brown Twiss 光子相関測定法を採用した⁸⁾。励起強度 1.5 mW (Al₂O₃/Ti レーザー) で励起した試料からの発光は、ファイバーに結合後 50%/50% 分岐カップラーにて分岐され、それぞれの出力ポートから FWHM/1 nm の波長可変バンドパスフィルターを介して冷却 InGaAs APD で検出される。ハイブリッド DBR ピラー状微小共振器からの光子の二次相関関数の測定結果を図4に示す。全計数の蓄積には約 45 分を要した。2つの検出イベントの時間差 $\tau=0$ での coincidence カウントがおよそ 110 まで抑えられているのが確認でき

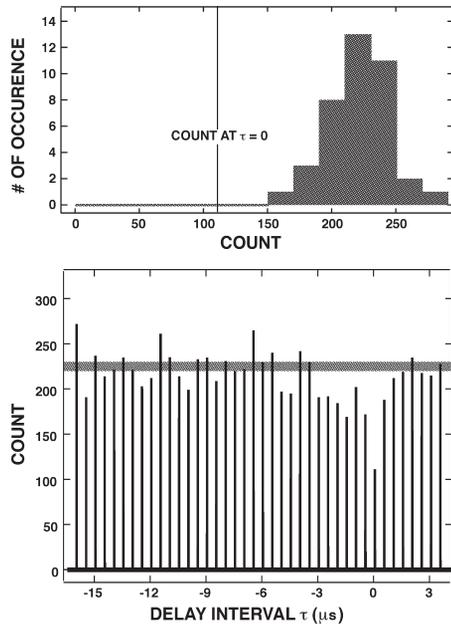


図4 ハイブリッド DBR ピラー状微小共振器からの光子の二次相関関数の測定結果 (下図)。計数値の幅 20 カウント毎にピーク計数値を集計した頻度を計数値の関数としてプロットしたヒストグラム分布 (上図)。

る。これに対して、 $\tau \neq 0$ の同時計数カウントはおおよそ 220 である。併せて計数値の幅 20 カウント毎にピーク計数値を集計した頻度を計数値の関数としてプロットしたヒストグラム分布を示す。ヒストグラム分布はポワソン分布にはほぼ従い、 $\tau=0$ での同時計数カウントは明らかにこの分布から外れて抑圧されていることが確認できる⁶⁾。しかしながら、 $\tau=0$ におけるカウントはゼロにはなっていない。測定中の雑音計数をもっぱら検出器の暗計数であると仮定し、信号計数 S と暗計数 B を用いて定義される比率、 $\rho = S/(S+B)$ から $g^{(2)}(0)=0$ とした場合の $g_{\text{eff}}^{(2)}(0) = 1 + \rho^2(g^{(2)}(0) - 1)$ を計算すると (暗計数/信号計数の比は約 9/2)、約 0.3 が得られる。相関していない計数の平均値は約 220~230 であり、 $\tau=0$ における計数値は~110 であるから、 $g^{(2)}(0)$ の測定値は約 0.5 であり、暗計数だけを雑音光子と仮定した値よりも大きい。この原因は、ドット以外の構造からの発光が検出されているか、さもなければバンドパスフィルターによる他の発光の抑圧が不完全なためであると推定される。現状では、ドット面密度が大きすぎることが難点となっている。

2. エンタングル光子対の発生と配送

近年報告されている 1.5- μm 通信波長帯でのエンタングル光子の生成と分配⁹⁻¹⁵⁾ では、光子対の発生にバルクや周期的な分極反転を施した非線形結晶でのパラメトリック自

然放出光子対発生や、光ファイバー中の四光波混合自然放出光子対発生が利用されている。これらの例では巨視的なサイズの光非線形結晶にポンプ光を導入するだけであるので、実用上最も有利である。量子ドットからの識別不可能な光子発生と time-bin エンタングルメントをうまく利用したエンタングル光子対の配送も試みられているが、非常に近い距離に限られている¹⁶⁾。

NTT では、雑音光子発生を抑圧する目的で分散シフトファイバーを液体窒素で冷却し、ファイバー中の四光波混合自然放出光子対発生を利用して効率のよいエンタングル光子対発生と、60 km 伝送を達成している^{13,14)}。また、周期的な分極反転構造を有するニオブ酸リチウム (PPLN) 導波路での自発的な非縮退パラメトリック下方変換過程によって発生した光子対から time-bin coding scheme でエンタングル光子対を 100 km 伝送し、ベルの不等式を破ることに成功している¹⁷⁾。以下に、後者について述べる。

2.1 周期的な分極反転を有する非線形導波路デバイス

分極反転を利用した擬似位相整合 (QPM)¹⁸⁾-導波路を用いた波長変換は二次の非線形光学効果による三波混合に基づいている。例えば二次非線形材料に周波数 ω_1 の信号光と周波数 ω_2 の励起光を入射させることにより両者の和周波 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ の波長の変換光を発生できる。媒質の非線形定数を周期 Λ で変調することにより、3つの光波間の位相不整合量 $\Delta\beta$ がゼロとなるように補償できるため、三波混合を高効率に行うことができる。

$$\Delta\beta = 2\pi(n_3/\lambda_3 - n_2/\lambda_2 - n_1/\lambda_1 - 1/\Lambda) \quad (1)$$

ここで、 n_i は波長 λ_i ($i=1, 2, 3$) における屈折率である。 $\Delta\beta$ がゼロになる擬似位相整合条件を満たせば、さまざまな波長間を相互に変換することが可能である。LiNbO₃ などの強誘電体材料においては、直接電界を印加することで自発分極を周期的に反転し QPM 構造を形成できる。非線形光学効果を比較的 low-power で効率よく利用するためには、光のパワー密度を高めることが必要であり、そのために光導波路構造を用いる。導波路形成によく用いられるのが、比較的過程が容易な熱処理プロトン交換 (APE: annealed proton exchange) 法である¹⁹⁾。この方法では、得られる屈折率変化が大きいため高い光閉じ込め効果が得られるが、反面、プロトン交換を行うことで結晶に新たな欠陥を生じさせる恐れがある。非線形結晶中の欠陥が光損傷耐性を劣化させる問題を回避するため、われわれはウェハー直接接合技術を用いた光導波路の作製技術を開発し利用している²⁰⁾。コア層となるウェハーにはノンドープ、あるいは Zn ドープされた LiNbO₃ を用い、クラッドとなる

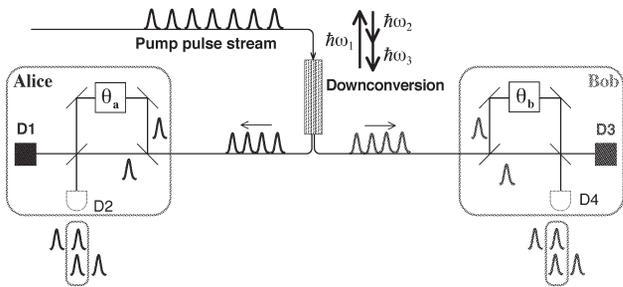


図5 周期的分極反転構造を有するLN導波路からの非縮退パラメトリック自然放出光子対（シグナルおよびアイドラー光子）からtime-binエンタングル光子対を取り出す方法、および二光子干渉が得られる原理。

ウェハには Mg をドーピングした LiNbO₃ あるいは LiTaO₃ を用い、まず周期分極反転構造をコア層のウェハに電界印加法により形成し、クラッド用のウェハに清浄雰囲気下で接合させ、熱処理により拡散接合を行う。次にコア層の厚みが導波路に必要な数 μm となるように研磨する。リッジ型の導波路をダイシングによる溝加工により形成する。われわれはこうしてエンタングル光子対発生用のパラメトリック変換導波路や光子検出用の和周波発生導波路を作製している。

2.2 Time-bin エンタングル光子対配送実験

図5にTime-binエンタングル光子対配送の原理を示す。ポンプパルス列によって非線形媒質で発生する非縮退パラメトリック自然放出シグナル・アイドラー光子を Alice と Bob に配送することを考える。ここでシグナルは Alice に、アイドラーは Bob に送るべく、適当な光学フィルターで光子エネルギーの弁別を行う。隣り合う時間位置“1”と“2”の2パルス内に $|1\rangle_s|1\rangle_I$ と $|2\rangle_s|2\rangle_I$ が同時に存在しないようにできれば、2パルス内に生じる量子状態は、

$$|\Psi\rangle = (|1\rangle_s|1\rangle_I + |2\rangle_s|2\rangle_I) / \sqrt{2} \quad (2)$$

ここで $|i\rangle_\alpha$ は時間位置 i で1個の光子がモード α に存在する状態を表す。光子の配送後各光子列は2つの光路にパルス間隔と等しい遅延時間差がある干渉計を通過し、一对の検出器で検出される。干渉計は変換 $|i\rangle \rightarrow |i\rangle + \exp(i\vartheta)|i+1\rangle$ に対応するので、全体として $|1\rangle_s|1\rangle_I + \{\exp[i(\vartheta_a + \vartheta_b)] + 1\}|2\rangle_s|2\rangle_I + \exp[i(\vartheta_a + \vartheta_b)]|3\rangle_s|3\rangle_I$ のように変換される(図5に示す3つの時間位置の寄与)。第2項を Alice と Bob の検出器で同時計測すれば二光子干渉が得られる^{13,17,21}。

図6にエンタングル光子対配送の実験系を示す。外部共振器を有する半導体レーザーからの1551nm連続光波はLiNbO₃強度変調器によってパルス列に変換される。パル

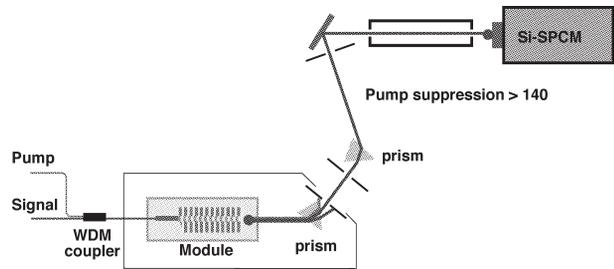


図6 エンタングル光子対配送のための実験系。周期的分極反転構造を有するLN導波路からの非縮退パラメトリック自然放出光子対を配送する。

ス幅と繰り返し周波数は、それぞれ100psと1GHzである。パルス列はEr-dopedファイバーアンプ(EDFA)によって増幅され、偏波コントローラーを介してPPLN(1)に入射され、775.5nmの第二高調波に変換される。次に、775.5nmのパルス列は偏波制御されてPPLN(2)に入力される。PPLN(2)でのパラメトリック下方変換過程によって、シグナル光子とアイドラー光子の波長がそれぞれ1547nmと1555nmのエンタングル光子対のパルス列が得られる。フィルターで分離されたシグナルおよびアイドラーは50kmの分散シフトファイバー(DSF、損失0.21dB/km)に入力配送され、経路長差が20cmの1ビット遅延PLCマッハ・ツェンダー干渉計を通した後、周波数上方変換光子検出器で検出される。光子検出器の出力信号から時間間隔分析器(TIA)によって同時計数情報が得られる。

この実験系では光子を検出するのにQPM-LN導波路を使用している。1.5 μm 帯の光子を強いポンプ光と混合し和周波光子を発生(周波数上方変換)させ、この光子をSi-APD等の高効率・低雑音光子検出器で検出する²²⁻²⁵。この検出器は非ゲートモードで動作させられるので、Si-APDが識別できるパルス間隔まで信号パルスの繰り返し周波数を上げることができる。図7は、周波数上方変換光子検出器のセットアップを示している。ここでポンプ光の波長は976nmである²⁵。1.5 μm 帯の光子は、波長多重ファイバーカップラーによってポンプ光と合波後にPPLN導波路によって、双方の和周波に変換される。短波長パスフィルター、プリズム、および空間フィルターは強いポンプ光を除去するために設置されている。最終的にSi-APD単一光子検出器で変換光子は検出される。このSi-APDは1GHz繰り返しの信号波^{26,27}を識別できるジッター性能を有する。PPLN導波路の位相整合帯域幅は25GHzであるため、事実上、PPLN導波路は狭帯域のバンドパスフィルターとして働く。Si-APDと組み合わせた際の全体

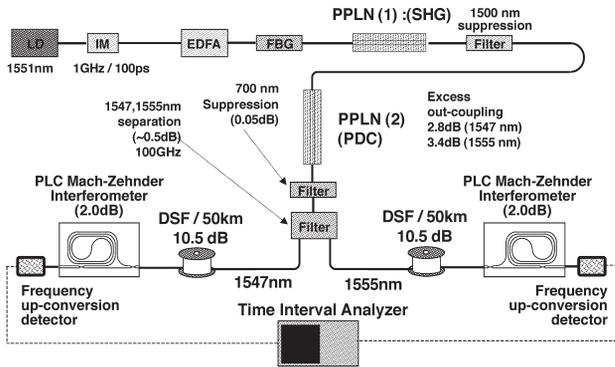


図7 周期的分極反転構造を有するLN導波路でのポンプ光による通信波長帯光子の波長変換(和周波発生), および変換光子の短波長領域での検出を利用する光子検出器。

検出効率は、結合したポンプ光強度が 30 mW のとき 1547 nm 光子に対しておよそ 3.3% であった(暗計数率 4 kcps)。暗計数の主たる原因はポンプ光によるパラメトリック自然放出光とポンプ光の和周波発生であると考えている。エンタングル光子対を発生させるポンプ光帯域幅を 100 GHz としたとき、位相整合帯域幅がこれより狭いため平均量子効率は 1.4% になった。

2.3 二光子干渉実験

2光子の干渉実験の結果を図8に示す¹⁷⁾。最初に、エンタングル光子対の発生を確認するために 50 km のファイバースプールなしで実験を行った。図はアイドラー光子についての二光子干渉実験の結果である。マッハ・ツェンダ干涉計の2つのアーム間の相対的な位相を変えるために干涉計の温度を変えて同時計数を測定した(シグナル・アームの干涉計の温度は固定)。図8中、閉じた丸はシグナル光子ひとつあたりの偶然的同時計数率、十字はアイドラー光子の計数率を示す(シグナルとアイドラーのカウンtrateは 31 と 28 kcps)。干涉計の位相差を(温度を)変化させると、カウンtrateが一定のまま同時計数率が大きく変動されることが観測される。ここでは、偶然的同時計数等のいかなるバックグラウンド計数の引き算も行っていない。それでも 93.1% の明瞭度が得られている。この場合に予想される理論的な明瞭度は 96.1% であり、実験結果はこれに非常に近い。

次に、信号光子とアイドラー光子の双方に対して、50 km の DSF スプールを光子対源と干涉計の間に挿入して二光子干渉実験を行った。コネクタと接続の損失を含む

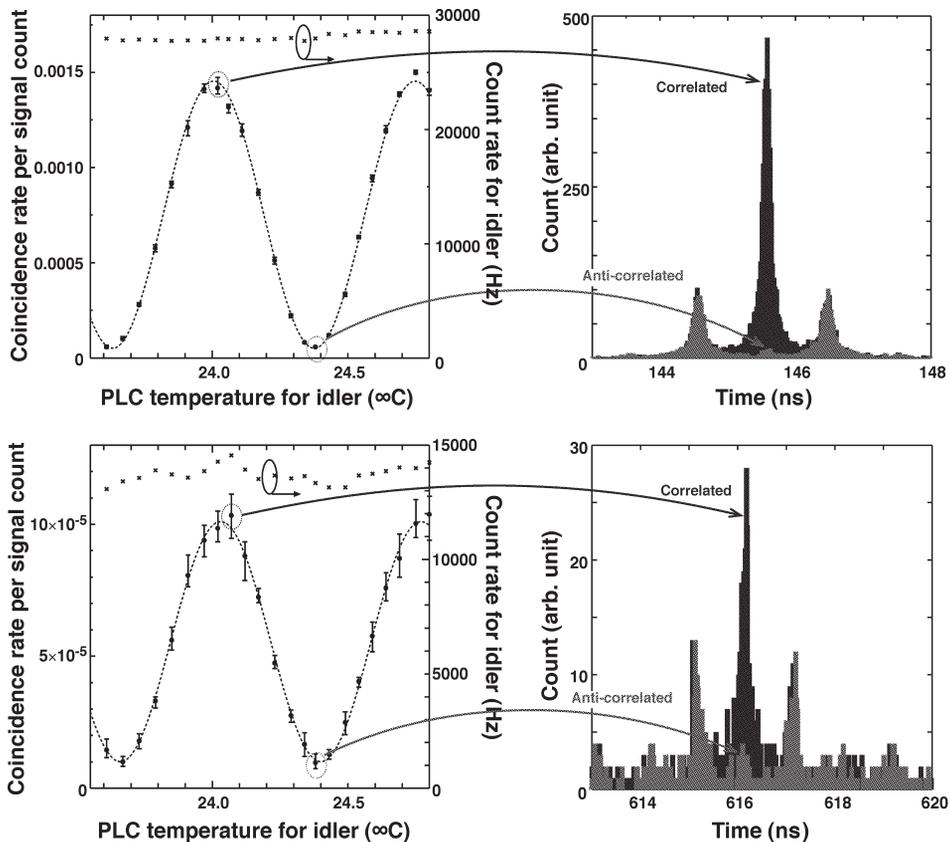


図8 PPLN による非縮退パラメトリック自然放出シグナル・アイドラー光子の二光子干渉フリンジ(左)と対応する時間ヒストグラム(右)。伝送用ファイバーなしの場合(上図)、同時計数スペクトル(上図右)、各 50 km 伝送後(下図)。

50 km の DSF スプールの全損失は 10.5 dB であった。図 8 (下図) に実験結果を示す。閉じた丸はシグナル光子検出あたりの偶然同時計数率, 十字はアイドラー光子計数率を示す。得られた同時計数フリンジの明瞭度は 81.6% である。先と同様にここでもいかなるバックグラウンド計数の差し引きも行っていない。この明瞭度の値はベルの不等等を破っており, また, 理論的に予想され明瞭度 80.4% に非常に近い。このように time-bin エンタングルした光子対を 100 km 配送できた。今後の光子検出器の性能, 特に低暗計数化と高効率化と鍵生成・鍵蒸留等のハードウェア・ソフトウェア技術の進展によって, 量子秘匿通信の実用化はそう遠くない将来に実現されるだろう。

文 献

- 1) C. H. Bennett and G. Brassard: "Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing," *IEEE Int. Conf. Computers, Systems and Signal Processing*, Bangalore (1984) p. 175.
- 2) K. Inoue, E. Waks and Y. Yamamoto: "Differential-phase-shift quantum key distribution using coherent light", *Phys. Rev. A*, **68** (2003) 022317-1-4.
- 3) B. Ohnesorge, M. Bayer, A. Forchel, J. P. Reithmaier, N. A. Gippius and S. G. Tikhodeev: "Enhancement of spontaneous emission rates by three-dimensional photon confinement in Bragg microcavities," *Phys. Rev. B*, **56** (1997) R4367-R4370.
- 4) J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard and V. Thierry-Mieg: "Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity," *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 1110-1113.
- 5) J. Vučković, D. Fattal, C. Santori, G. S. Solomon and Y. Yamamoto: "Enhanced single-photon emission from a quantum dot in a micropost microcavity," *Appl. Phys. Lett.*, **82** (2003) 3596-3598.
- 6) T. Yamaguchi, T. Tawara, H. Gotoh, H. Kamada, H. Okamoto, H. Nakano and O. Mikami: "Fabrication and optical properties of hybrid-type pillar microcavity," *OECC 2007*, Yokohama, Japan (2007) 13D2-4.
- 7) T. Yamaguchi, T. Tawara, H. Gotoh, H. Kamada, H. Okamoto, H. Nakano and O. Mikami: "Fabrication of hybrid-type pillar microcavity in telecom band by two-step dry etching," *CPT 2007*, Tokyo, Japan (2007) LM-7.
- 8) N. I. Cade, H. Gotoh, H. Kamada, T. Tawara, H. Okamoto and H. Nakano: "On demand single photon emission at 1.3 μm from individual InAs quantum dots," *Appl. Phys. Lett.*, **87** (2005) 172101.
- 9) H. Takesue and K. Inoue: "Generation of polarization entangled photon pairs and violation of Bell's inequality using spontaneous four-wave mixing in a fiber loop," *Phys. Rev. A*, **70** (2004) 031802-1-4(R).
- 10) X. Li, P. L. Voss, J. Chen, J. E. Sharping and P. Kumar: "Storage and long-distance distribution of telecommunications-band polarization entanglement generated in an optical fiber," *Opt. Lett.*, **30** (2005) 1201-1203.
- 11) X. Li, J. Chen, P. Voss, J. Sharping and P. Kumar: "All-fiber photon-pair source for quantum communications: Improved generation of correlated photons," *Opt. Express*, **12** (2004) 3737-3744.
- 12) I. Marcikic, H. de Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, M. Legre and N. Gisin: "Distribution of time-bin entangled qubits over 50 km of optical fiber," *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004) 180502-1-4.
- 13) H. Takesue and K. Inoue: "Generation of 1.5- μm band time-bin entanglement using spontaneous fiber four-wave mixing and planar lightwave circuit interferometers," *Phys. Rev. A*, **72** (2005) 041804(R)-1-4.
- 14) H. Takesue: "Long-distance distribution of time-bin entanglement generated in a cooled fiber," *Opt. Express*, **14** (2006) 3453-3460.
- 15) H. Hubel, M. R. Vanner, T. Lederer, B. Blauensteiner, T. Lorunser, A. Poppe and A. Zeilinger: "High-fidelity transmission of polarization encoded qubits from an entangled source over 100 km of fiber," *Opt. Express*, **15** (2007) 7853-7862.
- 16) D. Fattal, K. Inoue, J. Vukovi, C. Santori, G. S. Solomon and Y. Yamamoto: "Entanglement formation and violation of Bell's inequality with a semiconductor single photon source," *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 037903.
- 17) T. Honjo, H. Takesue, H. Kamada, Y. Nishida, O. Tadanaga, M. Asobe and K. Inoue: "Long-distance distribution of time-bin entangled photon pairs over 100 km using frequency up-conversion detectors," *Opt. Express*, **15** (2007) 13957-13964.
- 18) M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh and K. Watanabe: "First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation," *Appl. Phys. Lett.*, **62** (1993) 435-436.
- 19) K. R. Parameswaran, R. K. Route, J. R. Kurz, R. V. Rosussev, M. M. Fejer and M. Fujimura: "Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealing and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate," *Opt. Lett.*, **27** (2002) 179-181.
- 20) Y. Nishida, H. Miyazawa, M. Asobe, O. Tadanaga and H. Suzuki: "A direct-bonded QPM-LN ridge waveguide with high damage resistance at room temperature," *Electron. Lett.*, **39** (2003) 609-610.
- 21) 武居弘樹: "光ファイバーを用いた光通信波長帯量子もつれ光子対の発生", *応用物理*, **75** (2006) 1354-1358.
- 22) M. A. Albota and F. N. C. Wong: "Efficient single-photon counting at 1.55 μm by means of frequency upconversion," *Opt. Lett.*, **29** (2004) 1449-1451.
- 23) A. P. Vandevender and P. G. Kwiat: "High efficiency single photon detection via frequency up-conversion," *J. Mod. Opt.*, **15** (2004) 1433-1445.
- 24) C. Langrock, E. Diamanti, R. V. Roussev, Y. Yamamoto, M. M. Fejer and H. Takesue: "Highly efficient single photon detection at communication wavelengths by use of upconversion in reverse-proton-exchanged periodically poled LiNbO₃ waveguides," *Opt. Lett.*, **30** (2005) 1725-1727.
- 25) 鎌田英彦, 武居弘樹, 本庄利守, 西田好毅, 遊部雅生: "通信波長帯 PPLN 周波数上方変換検出器の非ゲートモード動作特性", 第 68 回応用物理学学会学術講演会, 29p-ZB-3.
- 26) R. T. Thew, S. Tanzilli, L. Krainer, S. C. Zeller, A. Rochas, I. Rech, S. Cova, H. Zbinden and N. Gisin: "Low jitter up-conversion detectors for telecom wavelength GHz QKD," *New J. Phys.*, **8** (2006) 32.
- 27) E. Diamanti, H. Takesue, C. Langrock, M. M. Fejer and Y. Yamamoto: "100 km differential phase shift quantum key distribution experiment with low jitter up-conversion detectors," *Opt. Express*, **14** (2006) 13073-13082.

(2008 年 3 月 6 日受理)