

3-6 冷却イオン-光子による量子ネットワーク

3-6 *Quantum Network Consisting of Laser-cooled Ions and Photons*

早坂和弘 マティアス ケラー ビルギット ランゲ
ウォルフガング ランゲ ヘルベルト ヴァルター
HAYASAKA Kazuhiro, KELLER Matthias, LANGE Birgit,
LANGE Wolfgang, and WALTHER Herbert

要旨

量子力学では重ね合わせ状態や量子もつれ状態等、古典力学では扱うことのできない量子状態が現れる。このような量子状態を忠実にやりとりするネットワークは量子ネットワークと呼ばれ、量子計算機をつないだ量子分散処理や、量子もつれ状態を使った秘密証拠供託、個人情報保護しながら投票や決済を行う量子認証などへの応用が期待される。冷却イオンと光子による量子ネットワークのプロトタイプの構築を目指したNICTでの研究について報告する。

Peculiar states, such as superposition, quantum entanglement, have no counterparts in classical mechanics, and are of characteristic of quantum mechanics. Quantum networks are those in which the quantum states are faithfully communicated. Applications of quantum networks include distributed quantum computation connecting small-sized quantum computers, quantum bit commitment based on quantum entanglement, and quantum authentication that enables votes and transactions with assured security on personal information. We report studies at NICT towards a working prototype of quantum network consisting of laser-cooled ions and photons.

[キーワード]

量子ネットワーク, 量子状態, 重ね合わせ状態, 量子インタフェース, 量子もつれ, 量子テレポーテーション

Quantum network, Quantum state, Superposition, Quantum interface, Quantum entanglement. Quantum teleportation

1 まえがき

量子力学では、重ね合わせ状態や量子もつれ状態等、古典力学では扱うことのできない量子状態が日常的に現れる。このような量子状態を忠実にやりとりするネットワークは量子ネットワークと呼ばれ、量子計算機をつないだ量子分散処理や、量子もつれ状態を使った秘密証拠供託、個人情報保護しながら投票や決済を行う量子認証など、古典力学には存在しない量子状態でのみ実現する情報通信プロトコルへの応用が期待される[1]。しかしながら、量子ネットワークを実現するためには、量子状態を忠実に伝送したり変換したりする

ような、量子力学を具現化した通信デバイスが必要となる。

量子ネットワークを担う物理系として、光[2]、原子と光子[3]、固体中の電子スピンと光子[4]等様々な組合せが提唱されている。光のみでも量子ネットワークを構成することは可能であるが、光子と量子物質による構成では、「飛行する量子ビット (flying qubit)」としての光子が量子状態を伝送し、「静止した量子ビット (stationary qubit)」としての量子物質が量子メモリーや量子演算を担うことで複雑な量子通信プロトコルが可能になるとされている[3]。気相原子は、デバイス化の観点からは固体中のスピンに劣るが、実験室レベルでの

扱いが容易であることから量子ネットワークのプロトタイプを実現、検証するのに適した物理系であると考えられている。

一般的に中性原子と原子イオンが「原子」と総称されるが、原子イオンでは電場による制御とレーザー冷却により一個一個の運動の制御法が確立されており、個々のイオンを量子ビットとした様々な小規模量子計算が実現している [5]。最近、Cavity QED (共振器量子電磁力学、Cavity Quantum Electrodynamics) 的手法による単一イオンからの単一光子生成が実現しており [6]、原子-光子量子ネットワークの実現に最も近い物理系だと考えられる。ここでは特にこの冷却イオンに関する実験について報告する。

2 冷却イオン-光子量子ネットワーク

冷却イオンと光子による量子ネットワークでは複数のイオンからなる量子計算機が量子ノードとして各所に配置され、それらを光子が量子チャネルとしてつなぐ。

イオンは空間の一点に摂動なしに静止させておくことが比較的簡単であり、さらにトラップ中の重心振動モードを用いて相互作用の制御が容易にできるという特色を持っている。この特色により量子状態のメモリーや量子計算に適した物理系と言える [3]。量子状態のメモリーとしてはコヒーレンス時間の長いことが重要であるが、例えば、 $^{171}\text{Yb}^+$ イオン集団では 10 分を超えるコヒーレンス時間が Ramsey 分光で観測されており [7]、冷却イオンが量子メモリーとして機能する可能性を示唆している。実際に量子ビットとして $^9\text{Be}^+$ イオンで 10 秒を超えるコヒーレンス時間が実測されている [8]。量子計算としては、いわゆる Cirac-Zoller タイプのイオントラップ量子計算機 [9] により様々な小規模量子計算が実現しており、イオンが量子計算に適した物理系であることを実証している。主な例は、制御 NOT ゲート、イオン量子状態の量子テレポーテーション、量子エラー訂正、半古典的量子フーリエ変換、量子演算による分光、Grover の検索アルゴリズム、8 個イオンの量子もつれ生成、等である [5]。

冷却イオンで実現している量子メモリーも小規

模量子計算も、単一のイオントラップ装置の数 10 マイクロメートル内に限定された領域で行われるものである。イオンのみで量子ネットワークを構成しようとする、イオントラップを収納した真空装置が縦横に伸び、その中を量子状態を乗せたイオンが動き回ることになるであろうが、これは容易ではないし、現実的ではない。光子は他の物理系との相互作用が弱く、光速で伝播するという特色から量子状態の伝送に適しているとされる [3]。イオン自体を移動させるのではなく、イオンの量子状態を光子に乗せてイオン間をつなぐことでイオンと光子の特色を活用した量子ネットワークが構築できると考えられる。

小規模量子計算が実現したイオントラップ量子計算の最近のテーマは大規模化である [5]。冷却イオン-光子量子ネットワークは、小規模量子計算機をつないで大規模化する手段として重要だと考えられる。また、光子での量子通信を主体として考えると、エラー訂正等の量子計算やタイミングを合わせるための量子メモリーとしてイオンを利用する手段として、冷却イオン-光子量子ネットワークは重要だと考えられる。

2.1 Cavity QED による原子-光子量子インタフェース

原子と光子を用いた量子ネットワークでは、送信ノードの原子の量子状態を光子の量子状態に転写して伝播させ、光子から量子状態を受信ノードの原子に転写することで量子ネットワークを形成する。量子状態の最も基本的な状態は、エネルギー二準位系の重ね合わせ状態、すなわち量子ビットである。原子から光子への量子ビットの転写は、 $(|0\rangle_{at}, |1\rangle_{at})$ を原子の固有状態、 $(|0\rangle_{ph}, |1\rangle_{ph})$ を光子の固有状態として

$$(\alpha|0\rangle_{at} + \beta|1\rangle_{at}) \otimes |0\rangle_{ph} \rightarrow |0\rangle_{at} \otimes (\alpha|0\rangle_{ph} + \beta|1\rangle_{ph}) \quad (1)$$

と記述される。量子状態の転写とは、異なる物理系に重ね合わせの係数を移すことである。転写後に原子系に重ね合わせ状態は残っていないことに注意されたい。量子状態を保持する異なる物理系間の接続は量子インタフェースと呼ばれる。

原子の重ね合わせ状態と光子の重ね合わせ状態を相互に変換する量子インタフェースの最も有力な方法として、Cirac, Zoller, Kimble,

Mabuchi らによって提案された Cavity QED を用いた方法がある [10]。この方法では、図 1 に示すように三準位を持つ原子を微小光共振器 (以下、共振器) に結合定数 g で結合させて、適切に整形したレーザーパルス $\Omega(t)$ を照射することにより共振器外へ単一光子を発生させる。発生した光子は原子の重ね合わせ状態を保持しており、式 (1) で示される量子インタフェースを実現するというものである。時間を反転した過程により、式 (1) とは逆に、光子から原子に重ね合わせ状態が移される。

この量子インタフェースが機能するためには幾つかの条件が満たされることが必要とされている。原子と共振器の結合定数 g の大きさが後述する強結合領域にあること、生成される光子が時間反転に対して対称な波形であること、系の時間発展が断熱条件を満たすこと等である [10]。また、一つの原子-共振器系から生成された光子が別の原子-共振器系へ重ね合わせ状態を伝送するためには、二つの系が量子力学的に同一とみなされる系でなければならない [10]。これらの条件をすべて満たす物理系を構築することは非常に難しく、実現を目指した研究が冷却イオン、中性原子を用いて行われている。

3 原子と光子の相互作用制御 - cavity QED

ここでは原子-光子量子インタフェースの実現に必要な強結合領域の原子と共振器の結合と、原子の重ね合わせを持つ単一光子を生成する方法について解説する。

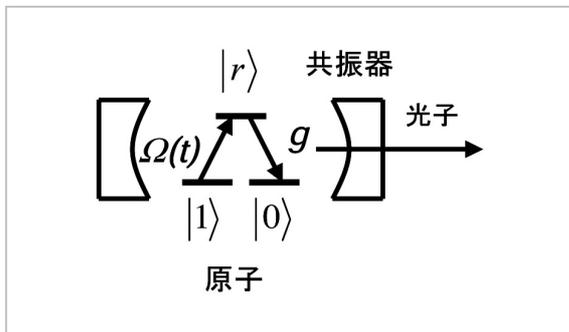


図1 Cavity QED による量子インタフェース

3.1 原子と共振器の強結合系

理想的な二準位原子を理想的な共振器内に配置したとき、原子と共振器は結合系を形成する。この系は Janes-Cumming model と呼ばれる。このときの結合定数を g とすると、原子と共振器モードが一つの励起子を周波数 $2g$ でコヒーレントにやり取りし、第一励起状態のエネルギー準位は $2g$ だけ分離する。 $2g$ は真空ラビ周波数とも呼ばれる。現実的な系では、図 2 に示すように減衰項 (γ, κ) が存在するので状況が異なる。原子に誘起された双極子は自然放出により速度 γ で減衰し、共振器中では損失や透過により光子が速度 κ で減衰する。原子と共振器の結合系の時間発展は、コヒーレントな時間発展を記述する g と減衰を記述する κ, γ の大小関係により決定される。 $g > (\gamma, \kappa)$ であればコヒーレントな時間発展が支配的となり、Janes-Cumming model に近い系が実現する。このパラメータ領域は強結合領域と呼ばれ、原子と共振器は強結合系を形成するという。 $g < (\gamma, \kappa)$ であれば減衰が支配的となるが、このパラメータ領域は弱結合領域と呼ばれる。原子-共振器弱結合系では原子から共振器への自然放出が g^2/κ 倍に増幅される (Purcell 効果)。

原子と共振器の相互作用定数 g は以下のように表される。

$$g(\vec{r}) = \vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{\mu^2 \omega}{2\hbar \epsilon_0 V_{cav}}} \psi(\vec{r}) \quad (2)$$

ここで d : 原子の誘起双極子、 E : 共振器で規格化された単一光子の光電場、 μ : 原子の双極子モーメント、 ω : 共振器の共鳴周波数、 ϵ_0 : 真空の誘電率、 V_{cav} : 共振器体積、 $\psi(r)$: 共振器のモード関数である。この式は相互作用定数 g が共振器モード内での原子の位置 r の関数であることを

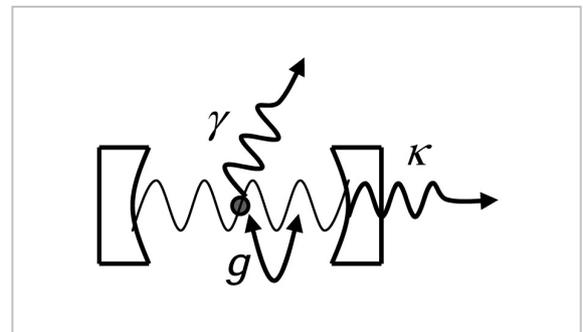


図2 共振器中に配置された原子

示す。

また、減衰速度 κ , γ は、

$$\kappa = \frac{Tc}{2L} \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{A}{2} \quad (4)$$

で与えられる。ここで、 T : 共振器損失、 c : 光速、 L : 共振器長、 A : Einstein の A 係数である。

式(2)より、強結合系を実現するためには、原子種の持つ γ よりも g を大きくするために、体積が微小な共振器を用いる必要のあることが分かる。このとき、共振器長 L が微小となり、式(3)より κ が大きな値となってしまうが、これを g より小さくするために超低損失のミラーを使う必要がある。

3.2 Cavity QED による単一光子生成

原子-光子量子インタフェースでは、図1に示すように原子と共振器の強結合系に適切なレーザーパルス照射して原子の重ね合わせ状態を保持した光子を生成する。この単一光子の生成法について簡単に解説する[11]。

この方法では、単一光子を生成する際の原子-共振器系のエネルギー準位は図3のようになっている。ここで、準位を|原子準位、共振器中の光子数>と表記してある。単一光子生成の概略は次のとおりである。| $e,0$ >と| $g,1$ >を、離調 Δ を持たせて結合定数 g で強結合させる。ここで共通の離調 Δ を持たせてラビ周波数 $\Omega(t)$ のレーザーパルス照射すると、系は| $u,0$ >から| $g,1$ >へユニタリー(可逆的)に時間発展する。共振器内に発生した光子は、共振器の透過による減衰速度 κ で共振器外

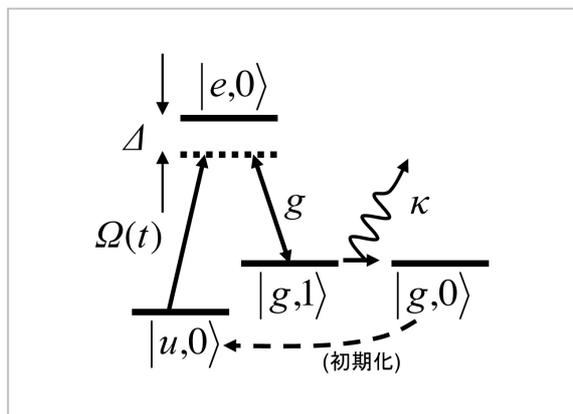


図3 Cavity QED による単一光子生成

へ放出される。実験では繰り返し単一光子を観測する必要があるため、この後に系を初期化して単一光子生成を繰り返す。

次にこの単一光子発生過程が原理的に可逆的であることを示す。摂動 g , $\Omega(t)$ により、系の固有状態は

$$\begin{aligned} |a^0\rangle &= \cos\Theta|u,0\rangle - \sin\Theta|g,1\rangle \\ |a^+\rangle &= \cos\Phi\sin\Theta|u,0\rangle - \sin\Phi|e,0\rangle + \cos\Phi\cos\Theta|g,1\rangle \\ |a^-\rangle &= \sin\Phi\sin\Theta|u,0\rangle + \cos\Phi|e,0\rangle + \sin\Phi\cos\Theta|g,1\rangle \end{aligned} \quad (5)$$

となっている。ここで Θ , Φ は、

$$\begin{aligned} \tan\Theta &= \frac{\Omega(t)}{2g} \\ \tan\Phi &= \frac{\sqrt{4g^2 + \Omega(t)^2}}{\sqrt{4g^2 + \Omega(t)^2 + \Delta^2} - \Delta} \end{aligned} \quad (6)$$

で与えられる。式(5)の| a^0 >は励起状態| $e,0$ >からの寄与を含まない特別な状態となっている。この状態は dark state と呼ばれ、励起状態| $e,0$ >の不在ゆえに非可逆過程である自然放出を起こさない。そこで、系が| a^+ >と| a^- >に遷移しないように $\Omega(t)$ を調整し、断熱的に| a^0 >状態をたどって| $u,0$ > ↔ | $g,1$ >の時間発展を行えば、可逆的に単一光子の生成や吸収が起こる。式(6)より、 $\Omega(t) = 0$ から $\Omega(t) \gg 2g$ となるように $\Omega(t)$ を調整すれば、| a^0 >は| $u,0$ >から| $g,1$ >にユニタリーに時間発展し、単一光子が生成される。逆の過程で単一光子を原子に移すことができる。この dark state を用いた過程は STIRAP (Stimulated Raman scattering involving Adiabatic Passage) と呼ばれる。

実際の物理系では共振器の減衰速度 κ 、原子励起状態の減衰速度 γ 存在し、式(5)、(6)で示される解析的な扱いをそのまま適用できない。系の挙動はマスター方程式を用いて数値解析することになる。| a^0 >状態は原理的に自然放出を起こさないが、 κ が大きいときには、| a^0 >状態のコヒーレンスが失われて| a^+ >、| a^- >への遷移が起こり、自然放出が避けられない。このような事情から STIRAP が機能する条件は強結合条件 $g > (\gamma, \kappa)$ であることが知られている[11]。STIRAP により中性原子でもイオンでも、強結合領域では 90% 以上の高い確率で単一光子生成が行われることが数値計算により予測されている[11][12]。

4 冷却イオン-光子量子ネットワーク研究の現状

Cavity QED によってイオンと光子のインタフェース実現を目指した実験として NICT と Max-Planck Institute of Quantum Optics (MPQ) による実験 [6] [13]、Innsbruck 大学による実験 [14] が報告されている。ここでは NICT/MPQ の共同実験について解説する。

4.1 単一イオンと共振器の定常的結合

単一原子と量子化した単一モード電磁場の相互作用定数 $g(r)$ は式 (2) で示されるように共振器モード内での原子の位置 r の関数である。共振器の基底次モードに原子を結合させる時、式 (2) のモード関数 $\Psi(r)$ は

$$\psi(r) = \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) \quad (7)$$

である。ここで、 λ : モードの波長、 w_0 : モードのスポットサイズであり、共振器の軸を z 方向に取ってある。原子と共振器が結合した系の時間発展を意図的に制御するためには、 g が一定に保たねばならない。そのためには、式 (2)、(7) より、原子をこの共振器モードの腹の波長 λ より十分小さい領域に局在させておく必要がある。

単一の Ca^+ イオンを波長 397 nm に共鳴する共振器中の定在波の腹に局在させる実験を行った [13]。実験装置の概略を図 4 に示す。共振器は直径 3 mm、長さ 10 mm で、先端を直径 1 mm までテーパ状に削ったミラー 2 枚で構成されている。鏡面の曲率半径は 10 mm で、これを 6 mm の距離で配置した。測定されたフィネスは

3000 程度であった。線形イオントラップは四重極電場を生成する 4 個の rf 電極と、トラップ軸上での運動を制御する DC 電極から構成され、周波数 13 MHz、振幅 400 V で駆動した。共振器の中心が、ほぼイオントラップの中心に一致するように、3 軸のピエゾステージで共振器位置を制御した。DC 電極を用いて共振器外部で生成した単一の Ca^+ を共振器内に導き、共振器中心付近に配置した。 Ca^+ を波長 397 nm のレーザー光で冷却 (ドップラー冷却) し、局在させた。共振器には Ca^+ に共鳴する微弱なレーザー光を結合させて、式 (7) で表される基底次モードを励起した。 Ca^+ はその位置での光電場強度に比例する蛍光を発する。 Ca^+ の位置を走査して蛍光強度分布を測定すれば、その明瞭度から Ca^+ の局在度が推定できるはずである。

共振器の位置を走査することによりイオンの相対位置を走査して計測した蛍光強度分布を図 5 に示す。波長 397 nm の定在波パターンがよく識別でき、 Ca^+ がこの波長よりも十分小さな領域に局在していることが分かる。明瞭度の解析により、 Ca^+ の振動運動の波束の半値全幅が 42 nm になっていることが分かった。このときの温度はドップラー限界温度 (0.5 mK) よりもやや高い 0.6 mK になっていることが結論された。得られたイオンの局在範囲では、後述の実験で用いる波長 866 nm の共振器とイオンの結合 g の変動は 2% 以下となる。この状態で Ca^+ を 90 分以上トラップすることができた。この実験により、レーザー冷却で最も単純なドップラー冷却とイオントラップによる強い束縛力を組み合わせることで、原子を微小共振器内で波長よりも十分小さな領域に局在でき、イオン-共振器の結合定数 g を一定に保てること

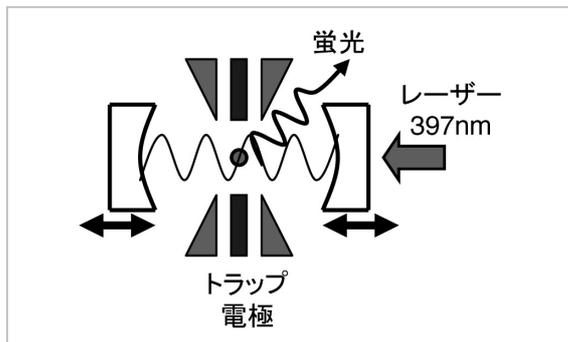


図4 イオンと共振器の定常的な結合を確認する実験装置

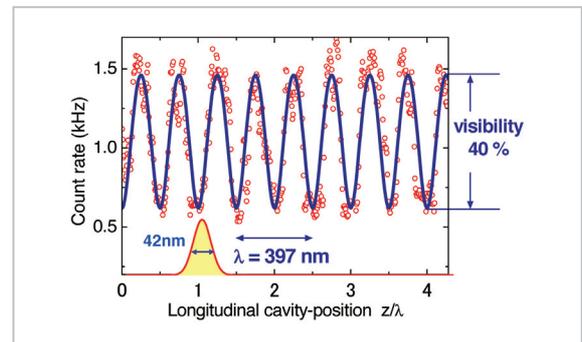


図5 共振器モード中の Ca^+ が発する蛍光パターン

が確認された。

4.2 単一イオン-共振器系による単一光子生成

文献[10]の原子-光子量子インタフェースを実現するためには、原子と微小共振器が強結合し、励起パルスに応じた単一光子を生成できる系を構成する必要がある。その実現に向けた第一歩として、微小共振器に結合した Ca^+ を用いて文献[11]の方法で波長 866 nm の単一光子を生成する実験を行った[6]。実験装置の概略を図 6(a) に、 Ca^+ のエネルギー準位を図 6(b) に示す。波長 866 nm に共鳴する微小共振器中に単一 Ca^+ を結合させ、波長 397 nm のパルスで励起して単一光子の生成を行った。

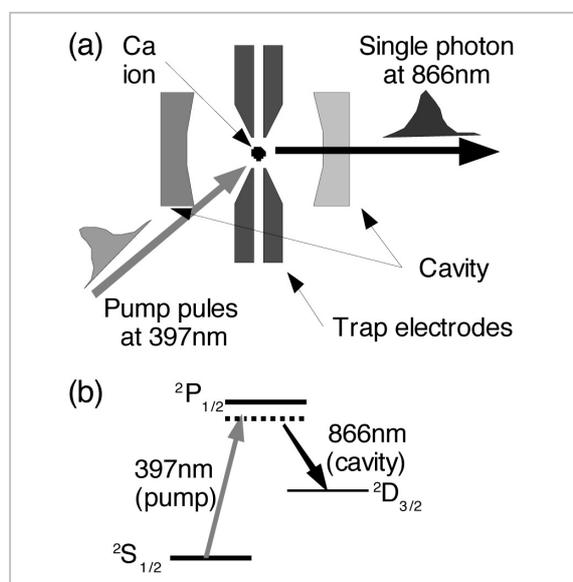


図6 (a)単一光子生成の実験装置、(b) Ca^+ のエネルギー準位

前述の実験と、共振器以外はほぼ同様の装置を用いて実験を行った。共振器は波長 866 nm においてそれぞれ 600 ppm、5 ppm の透過率を持つ 2 枚のミラーによる非対称な構成とし、生成される光子が一方向に出射されるようにした。ミラー間隔は 8 mm であった。このときの系を記述するパラメータは、 $(g, \kappa, \gamma) = 2\pi(0.92, 1.2, 0.85)$ MHz で強結合領域には達していない。共振器モードの腹に Ca^+ を局在させたあと、波長 397 nm のレーザー光を音響光学変調器により整形して照射し、単一光子生成を行った。単一光子生成後に初

期化のレーザーパルスを挿入し、100 kHz の頻度で単一光子生成を繰り返した。生成した単一光子はアバランシェフォトダイオード (APD) で検出し、すべての検出時間を記録して解析を行った。

2 台の APD と 50 : 50 のビームスプリッタにより構成した Hanbury Brown-Twiss 型の干渉計で測定した二次のコヒーレンス関数 $g^{(2)}(\tau)$ を図 7 に示す。APD の暗計数が単一光子の計数に対して無視できない大きさであったため、暗計数と単一光子計数の相関に関する関係式を用いて、暗計数からの寄与を除いた図となっている[6]。時間差 $\tau=0$ での値が $g^{(2)} = 0$ となっており、観測された光子が単一光子であることが分かる。10 マイクロ秒ごとに相関頻度のピークが観測されているのは 100 kHz の繰り返しで単一光子生成を行っているためである。3000 秒にわたって同一のイオンから生成される単一光子を観測し、単一光子が観測されたのは $411,200 \pm 335$ 回で、二光子が同時に観測された可能性を否定できない事象は 2 ± 13 回であった。

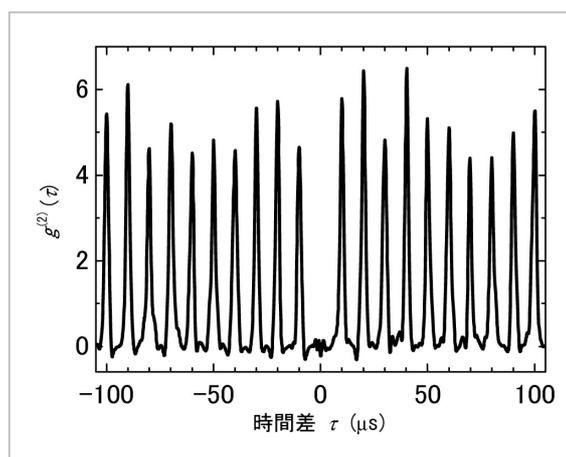


図7 観測された単一光子の二次コヒーレンス関数

単一光子が検出された頻度を検出時間に対してプロットすることにより、生成された単一光子の波形を再構成した。図 8 にガウス関数型のポンパパルスで生成した単一光子の波形を示す。丸印で示される観測された波形は、黒色の実線で示されるマスター方程式によるシミュレーション波形によく一致しており、マスター方程式で記述されるモデル[12]と合致する物理系が実現されていることが分かる。

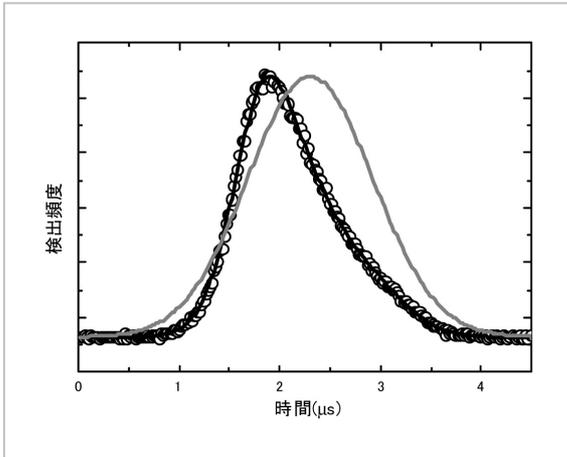


図8 単一光子の時間波形

イオンと共振器が結合した系の特徴は、定常的な結合系を長時間保持できることである。したがって、ポンプパルスの波形 $\Omega(t)$ を制御することで、生成する単一光子の波形を能動的に制御することができる。この特徴を実証するために、様々な波形のポンプパルスで単一光子を生成してその波形を観測した。図9にその一例を示す。(a)では二つのピークを持つポンプパルスにより、二つのピークを持つ時間波形で単一光子を生成した。(b)では弱いガウス型のポンプパルスにより、時間反転に対称な単一光子の波形を生成している。灰色の実線がポンプパルスの波形、丸印が実測値、黒色の実線がマスター方程式で予測される波形を示している。いずれの場合にも、予測した時間波形と実測値はよく一致している。

APDの量子効率、APDまで単一光子を導く光路の透過率等と単一光子が観測された頻度から、単一ポンプパルスに対する単一光子の生成確率を見積もると8%程度の値であった。強結合領域でのSTIRAPによる単一光子生成で予想される確率90%よりかなり小さな値となっている。この実験ではイオン-共振器が強結合系を形成していないことが原因である。結合定数 g は共振器長 L に対して

$$g \propto L^{-3/4} \quad (8)$$

の依存性を持っている。原理的には共振器長を短くすることで g を大きくできるが、実際には誘電体である鏡面がイオントラップのポテンシャルに外乱を加えるため、実験で用いたイオントラップ

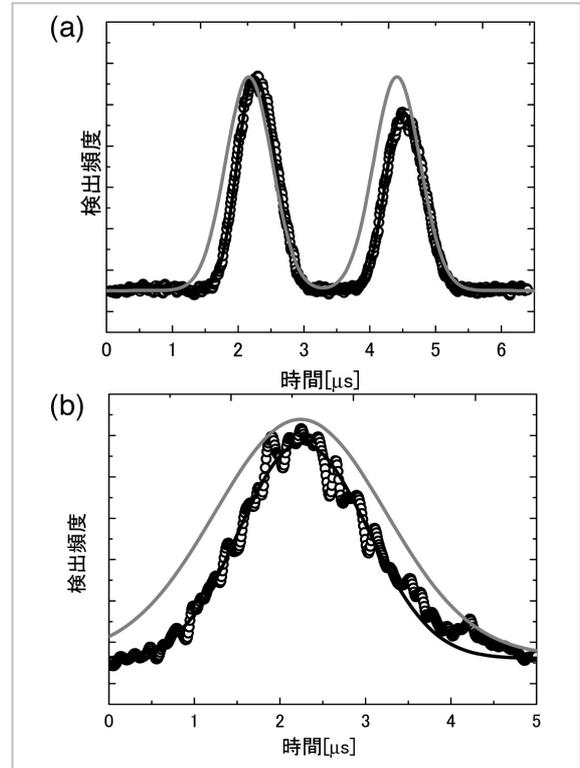


図9 (a)二つのピークを持つポンプパルス、(b)弱いガウス波形のポンプパルス、で生成した単一光子の時間波形

では $L=8\text{ mm}$ が安定にイオンを保持できる L の下限であった

4.3 イオン-光子量子インタフェース実現の条件

単一 Ca^+ が微小共振器に安定して結合する系を用いて時間波形の制御された単一光子の生成が実現できたが、文献[10]に示される原子-光子量子状態インタフェースを実現する条件は満たされていない。単一イオンと微小共振器から成る系を特徴付けるパラメータは $(g, \kappa, \gamma) = 2\pi(0.92, 1.2, 0.85)\text{ MHz}$ となっており、系のコヒーレントな発展を支配する g が減衰定数 κ, γ と同程度になっている。単一光子の生成確率が8%と低いのもこの理由による。量子インタフェースが機能する強結合条件は $g > (\kappa, \gamma)$ である。

それでは、低い確率ではあるが実験で生成された単一光子でイオンの重ね合わせ状態を運べないのであるか？これを解析するためにマスター方程式による解析に併せて、量子跳躍法 (quantum-jump approach) による解析を行った[15]。前者が

減衰を経験する事象も含めて量子系の時間発展を計算するのに対して、後者は減衰を経験した事象は除外し、系のユニタリーな時間発展のみを計算する。実験に近い条件で行った単一光子の時間波形のシミュレーション結果を図 10 に示す。マスター方程式による解を灰色の実線、量子跳躍法による解を黒色の実線で示した。実験で観測される光子はマスター方程式に従い、図 10 で (A) の灰色で塗りつぶされる部分と、(B) の白色部分との和に相当する。このうち (A) の光子は図 11 (a) に示すように ${}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2}$ 間の自然放出を 1 回以上起こしてから生成されていることが更に詳しい計算により分かった。自然放出によってイオンの重ね合わせ状態は消去されてしまうので、イオン-光子量子インタフェースとしては機能しない。観測された光子の 17% に相当する図 10 で (B) の部分の光子は、図 11 (b) で示すようにユニタリーな時間発展で生成された光子であり、イオンの量子状態を転写することができる。単一光子生成確率 8% と併せると、現状の実験装置でも一度のポンプパルスに対して 1.4% の確率でイオンから光子へ量子状態の転送が行えることになる。しかしながら、実験系の単一光子検出効率は 4.5% であり、100 kHz で繰り返し実験を行っても、一秒当たり 63 回の頻度でしか観測されない。APD の暗計数が毎秒 50 カウントで同程度の頻度であるので、実験的に量子状態の転送を確認するためには、より高い確率でユニタリーな光子を生成することが必要になる。

Ca^+ からユニタリーな光子が生成されるためには、図 10 (a) で示される自然放出過程を伴う過程を避けねばならない。その条件は ${}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2}$ の双極子

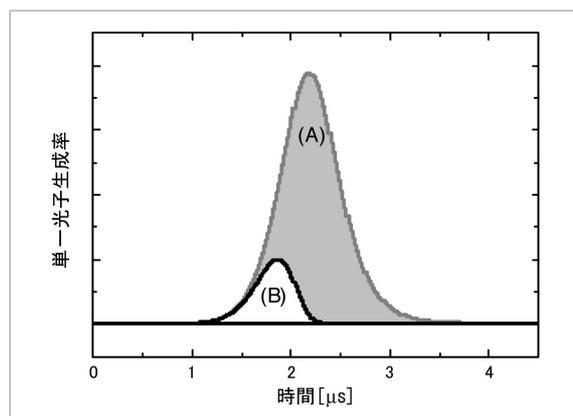


図 10 単一光子波形のシミュレーション

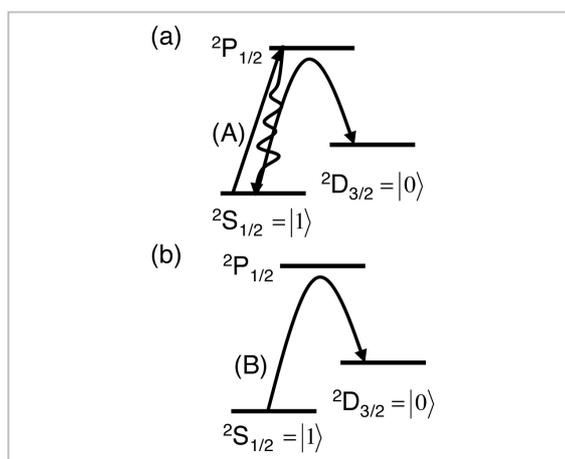


図 11 単一光子生成の過程

減衰速度を Γ とすると $g > \Gamma$ である。 ${}^2P_{1/2} - {}^2D_{3/2}$ の減衰速度 γ が $2\pi \cdot 0.85$ MHz で、 Γ は $2\pi \cdot 11$ MHz であるので、強結合条件 $g > (\kappa, \gamma)$ と合わせると、 $g > (\kappa, \Gamma)$ が満たされれば良いことになる。式 (8) 示に示すように、共振器長 L を小さく取って g を大きくすることと、同時に式 (3) で示すように低い損失 T の鏡で κ を小さく抑えることがこの条件を満たすため取る手段となる。一つの指標として共振器長 0.1 mm、損失 10 ppm の共振器を考えると $(g, \kappa, \Gamma) = 2\pi(15, 2.4, 11)$ MHz となり条件は満たされる。このとき量子跳躍法によるシミュレーションによると、90% 程度の確率でイオン-光子量子インタフェースが機能すると予測される。この際に用いるイオントラップは、近接したミラーによるイオンの運動への外乱を避けるため、電極が共振器内に収まってイオンをできるだけミラーから隠す構造でなければならない。

5 今後の展望

冷却イオンによる量子計算では、エラー訂正を伴う大規模化が最近のテーマになっている。そのために、演算領域やメモリー領域を単一のトラップ内に統合したマイクロイオントラップの開発が一つの大きな課題となってきた [16]。最近動作が報告された半導体プロセス技術を用いたマイクロイオントラップは $60 \mu\text{m}$ の電極間隔で製作されている [16]。この種のトラップ装置と 0.1 mm 程度のミラー間隔を持つ微小共振器と組み合わせれ

ば、イオン-光子量子インタフェースが高い確率で動作する強結合系が実現できると期待される。

イオン-光子量子インタフェースを用いた量子ネットワークの代替の方法として、遠隔地のイオン間に量子もつれを形成し、量子テレポーテーションで量子ネットワークを構築する方法が考えられる。この方法では遠隔地イオン間に量子もつれを形成することが課題となる。弱結合の Cavity QED により単一空間モードにイオンと量子もつれ状態にある光子を生成し[17]、同様にして遠隔地のイオンから生成された光子との間で Bell 測定を行うと、量子もつれの交換 (entanglement swapping) により確率的にイオン間の量子もつれを生成することができるとされる[18]。この方法で用いられる光子に対する要求は、区別できない光子であることであり、イオン-光子量子インタフェースに要求される条件よりは緩い。実験では、基本的なりソースである単一イオンと単一光子との量子もつれが観測されている[19]。このように、

確率的に生成されるイオン間の量子もつれを用いた量子テレポーテーションも、イオン間の量子ネットワークを構築する現実的な方法として有望だと考えられる。

NICT では、これまでに MPQ との協力により確立した単一イオンと光共振器による単一光子生成技術を基盤とし、イオン-光子量子インタフェースに基づく方法、量子テレポーテーションに基づく方法の二つの方法で、イオン-光子量子ネットワークの実現を目指した研究を継続している。マイクロイオントラップと極低損失の微小共振器からなる物理系が、高い確率でユニタリーな光子や、イオンと量子もつれ状態を形成した光子を生成できるようになれば、イオンと光子による量子ネットワークのプロトタイプが動作し始めるはずである。このプロトタイプを用いて、量子状態を忠実にやり取りすることで初めて実現する量子情報通信プロトコルの動作を実証することが可能になると期待される。

参考文献

- 1 佐々木雅英, “量子情報通信の概要と NICT における取組”, 本特集.
- 2 H.Yonezawa, T.Aoki, and A.Furusawa, Nature 431, 430, 2004.
- 3 C.Monroe, Nature 416, 238, 2002.
- 4 W.Yao, R.B.Liu, and L.J.Sham, Phys. Rev. Lett. 95, 030504, 2005.
- 5 H.Häflner et al, Nature 438, 643 2005; Leibfried, D. et al. Nature 438, 639, 2005.
- 6 M.Keller, B.Lange, K.Hayasaka, W.Lange, and H.Walther, Nature 431, 1075, 2004.
- 7 P.T.H.Fisk, M.J.Sellars, M.A.Lawn, C.Coles, A.G.Mann, and D.G.Blair et al., IEEE Trans. Instrum. Meas. 44, 113, 1995.
- 8 C.Langer, et al, Phys. Rev. Lett. 95, 060502, 2005.
- 9 J.I.Cirac, P.Zoller, Phys. Rev. Lett. 74, 4091, 1995.
- 10 J.I.Cirac, P.Zoller, H.J.Kimble, and H.Mabuchi, Phys. Rev. Lett. 78, 3221, 1997.
- 11 A.Kuhn, M.Hennrich, T.Bondo, and G.Rempe, Appl. Phys. B 69, 373, 1999.
- 12 M.Keller, B.Lange, K.Hayasaka, W.Lange, and H.Walther, New Jour. Phys. 6, 95, 2004.
- 13 G.R.Guthörlein, M.Keller, K.Hayasaka, W.Lange, and H.Walther, Nature 414, 49, 2001.
- 14 A. B.Mundt, A.Kreuter, C.Becher, D.Leibfried, J.Eschner, F.Schmidt-Kaler, and R.Blatt, Phys. Rev. Lett. 89, 103001, 2002.
- 15 M.B.Plenio and P.L.Knight, Rev. Mod. Phys. 70,101, 1998.
- 16 D.Stick, W.K.Hensinger, S.Olmschenk, M.J.Madsen, K.Schwab, and C.Monroe, Nature Physics 2, 36-39, 2006.
- 17 B.Sun, M.S.Chapman, and L.You, Phys. Rev. A 69, 042316, 2004.
- 18 C.Simon, T.Irvine, Phys. Rev. Lett. 91, 11405, 2003.
- 19 B.B.Blinov, D.L.Moehring, L.-M.Duan, and C.Monroe, Nature 428, 153, 2004.



はやかわかずひろ
早坂和弘

新世代ネットワーク研究センター光波
量子・ミリ波 ICT グループ主任研究員
(旧基礎先端部門量子情報技術研究グ
ループ主任研究員)
量子光学、量子情報

LANGE Birgit

マックスプランク量子光学研究所研究
員 Ph.D.
量子光学

WALTHER Herbert

マックスプランク量子光学研究所教授
Ph.D.
量子光学

KELLER Matthias

マックスプランク量子光学研究所研究
員 Ph.D.
量子光学

LANGE Wolfgang

マックスプランク量子光学研究所研究
員 Ph.D.
量子光学