

# 共振器-V型3準位系による量子もつれ光子対の状態

安食博志<sup>1</sup>, 石原一<sup>2</sup>, 枝松圭一<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 大阪大学大学院基礎工学研究科, 〒560-8531 豊中市待兼山町1-3

<sup>2</sup> 大阪府立大学大学院工学研究科, 〒599-8531 堺市学園町1-1

<sup>3</sup> 東北大学電気通信研究所, 〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1

## Entangled-Photon States from V-Type System in Cavity

Hiroshi Ajiki<sup>1</sup>, Hajime Ishihara<sup>2</sup>, and Keiichi Edamatsu<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department of Materials Engineering Science, Osaka University  
Toyonaka, Osaka 560-8531, Japan

<sup>2</sup>Department of Physics and Electronics, Osaka Prefecture University  
Sakai, Osaka 599-8531, Japan

<sup>3</sup>Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University  
Sendai 980-8577, Japan

### Abstract

We propose a new type of entangled-photon generation from a V-type system in a microcavity. In contrast to the entangled-photon generation until now, all four Bell states can be freely generated from an identical cavity system by simply selecting applied-field polarizations and frequencies due to the excitation of dressed states in a cavity quantum electrodynamics (CQED). CQED effects play a crucial role in providing a high degree of entanglement: (i) spectral filtering can be used to extract entangled photons due to the vacuum Rabi splitting and (ii) non-entangled co-polarized photons are strongly suppressed due to the photon blockade effect. The proposed system efficiently generates high degree of entangled photons by moderately increasing the applied-field intensity.

## 1. はじめに

非局所的な量子もつれ状態は、量子鍵配送、量子テレポーションなどの量子情報処理技術において重要な役割を果たす。様々な型の量子もつれ状態のうち、偏光もつれ光子対は互いに相互作用しないので、量子情報伝達の媒体として非常に有望である。量子もつれ光子対は、物質からの2光子カスケード放射により生成される。初期の量子もつれ光子対の生成には原子が用いられていたが、最近では半導体を利用した量子もつれ光子対の生成が実証されている。その先駆的な実験は、バルク CuCl 結晶の励起子分子を介した共鳴ハイパーパラメトリック散乱過程 (RHPS) で行われた [1, 2]。その後、InAs/GaAs 量子ドットを利用した、励起子分子からの2光子カスケード放射による量子もつれ光子対生成も報告されている [3–5]。理論的にも量子井戸 [6]、共振器-量子井戸系 [7–9]、共振器-量子ドット系 [10] からの RHPS による量子もつれ光子対の生

成が調べられた。

これまで我々は、共振器中のV型3準位系を用いたRHPSによる新しいタイプの量子もつれ光子対生成について提案してきた。裸のV型3準位系には2光子カスケード放射の過程が存在しないため、量子もつれ光子対を生成させることはできない。しかし、共振器中に埋め込むと、共振器QEDに特有なドレスト状態が形成され、量子もつれ光子対が生成できる。共振器QEDの効果は量子もつれ光子対の生成を可能にするだけでなく、入射光と振動数が異なる量子もつれ光子対の生成（振動数により量子もつれ光子対のフィルタリングができる）や、もつれあっていない光子対生成の抑制などを可能にするので、極めて重要な役割を果たす。本研究では、共振器-V型3準位系のRHPSから生じる量子もつれ光子対の状態について主に議論する。

## 2. ドレスト状態と量子もつれ状態

共振器QEDにしたがえば、共振器-V型3準

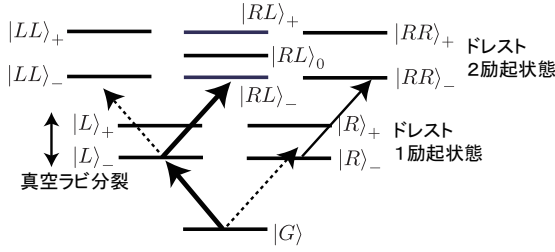


FIG. 1: ドレスト状態の準位図.

位系の結合モード（ドレスト状態）は（共振器モードの光の光子数状態）と（3準位系の状態）の直積の重ね合わせで記述される．共振器に右回り偏光（R偏光）の光子が1個入った場合のドレスト状態（1励起状態）は2個あり、 $|R\pm\rangle = \frac{1}{2}(|1_R\rangle \mp i|X_R\rangle)$  で表される．ただし、 $|1_R\rangle$  は共振器中にある R 偏光の 1 光子状態、 $|X_R\rangle$  は R 偏光の光子で励起される V 型 3 準位系の励起状態で、それぞれの固有振動数は  $\omega_{\pm}^{1e}$  である．左回り偏光（L 偏光）の 1 励起状態も同様．共振器に光子が 2 個入った場合の 2 励起状態は、2 個の光子がそれぞれ R 偏光と L 偏光にある異種 2 励起状態と、R 偏光の光子 2 個または L 偏光の光子 2 個の同種 2 励起状態に分類することができる．異種 2 励起状態は 3 種類あり、 $|RL\pm\rangle = \frac{1}{2}(\sqrt{2}i|1_R1_L\rangle \pm |X_R;1_L\rangle - |X_L;1_R\rangle)$  と  $|RL0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|X_R;1_L\rangle - |X_L;1_R\rangle)$  で表され、それぞれの固有振動数は  $\omega_{\pm}^{2e} = 2\omega_0 \pm \sqrt{2}g$  と  $\omega_0^{2e} = 2\omega_0$  である．同種 2 励起状態はそれぞれ 2 種類あり、例えば R 偏光の場合には  $|RR\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|2_R\rangle \mp i|X_R;1_R\rangle)$  で表され、固有振動数はそれぞれ  $\omega_{\pm}^{2e}$  である．ドレスト状態の準位を図 1 に示す．

共振器中の光子と共振器外の場の間ではたらく相互作用ハミルトニアン  $H_{\text{int}}^{\text{vac}}$  は  $H_{\text{int}}^{\text{vac}} = i\hbar\sqrt{\Gamma} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \sum_{\xi=\{R,L\}} b_{\xi}^{\dagger}(\omega) a_{\xi} + \text{H.c.}$  で表される．ここで、 $\Gamma$  は現象論的な結合定数、 $b_{\xi}(\omega)$  は  $\xi$  偏光の光子の消滅演算子で、H.c. は第 1 項のエルミート共役演算子を表す．この相互作用ハミルトニアンをドレスト状態で展開すると

$$H_{\text{int}}^{\text{vac}} \approx i\hbar\sqrt{\Gamma} \sum_{i=\pm} \left\{ b_R^{\dagger}(\omega_i^{1e}) A_{G:Ri} + b_L^{\dagger}(\omega_i^{1e}) A_{G:Li} + \sum_{j=\{0,\pm\}} \left[ b_R^{\dagger}(\omega_{i,j}) A_{Li:RLj} + b_L^{\dagger}(\omega_{i,j}) A_{Ri:RLj} \right] \right\} + \text{H.c.} \quad (1)$$

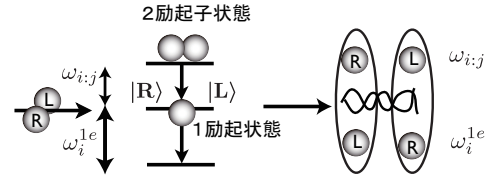


FIG. 2: 共振器-V 型 3 準位系による量子もつれ光子対生成の概略図.

と近似できる．ただし、ドレスト状態として異種 2 励起状態までで打ち切り、 $b_{\xi}(\omega)$  の振動数として遷移振動数を選んだ．ここで、 $A_{\alpha;\beta} = \gamma_{\alpha;\beta} |\alpha\rangle \langle\beta|$  (ただし  $\gamma_{\alpha;\beta} = \langle\alpha| a_{\xi} |\beta\rangle$ ) と  $|\alpha\rangle$  と  $|\beta\rangle$  はエネルギー量子数が異なる状態と  $\omega_{i,j} = \omega_j^{2e} - \omega_i^{1e}$  を定義している．また、 $|G\rangle = |g; 0_L 0_R\rangle$  は共振器-V 型 3 準位系の基底状態である．この近似は、強結合領域（ドレスト状態がその線幅に比べてお互い十分離れている状況）で妥当である．

共振器-V 型 3 準位系に、R 偏光と L 偏光のコヒーレント光  $\mathcal{E}_{Re^{-i\Omega t}}$ ,  $\mathcal{E}_{Le^{-i\Omega t}}$  を入射し（図 2 を参照）、2 励起状態を共鳴励起するような RHPS を考える．この場合、2 励起状態から生成される量子もつれ光子対の状態  $|\Psi\rangle$  は

$$(H_{\text{int}}^{\text{vac}})^2 |\Omega\rangle |RLj\rangle \propto \sum_{i=\pm} \left[ \gamma_{G:Li} \gamma_{Li:RLj} b_L^{\dagger}(\omega_i^{1e}) b_R^{\dagger}(\omega_{i,j}) + \gamma_{G:Ri} \gamma_{Ri:RLj} b_R^{\dagger}(\omega_i^{1e}) b_L^{\dagger}(\omega_{i,j}) \right] |\Omega\rangle |G\rangle, \quad (2)$$

から得られる．ここで、 $|\Omega\rangle$  は共振器外の真空状態である．さらに計算を進めると

$$|\Psi\rangle \propto \sum_{i=\pm} s_{ij} (|L\omega_i^{1e}\rangle |R\omega_{i,j}\rangle + |R\omega_i^{1e}\rangle |L\omega_{i,j}\rangle) \quad (|RLj\rangle, j = \pm \text{ の場合}) \quad (3)$$

$$|\Psi\rangle \propto \sum_{i=\pm} s_{i0} (|L\omega_i^{1e}\rangle |R\omega_{i,0}\rangle - |R\omega_i^{1e}\rangle |L\omega_{i,0}\rangle), \quad (|RL0\rangle \text{ の場合}) \quad (4)$$

で表される．ここで、 $|R(L)\omega\rangle = b_{R(L)}^{\dagger}(\omega) |\Omega\rangle$  で、

$$s_{++} = s_{--} = \sqrt{2} + 1, \\ s_{-+} = s_{+-} = \sqrt{2} - 1, \quad s_{\pm 0} = \pm 1$$

である．上の式の指数  $i$  は、1 励起状態の上準位 ( $i = +$ ) と下準位 ( $i = -$ ) を表している．すな

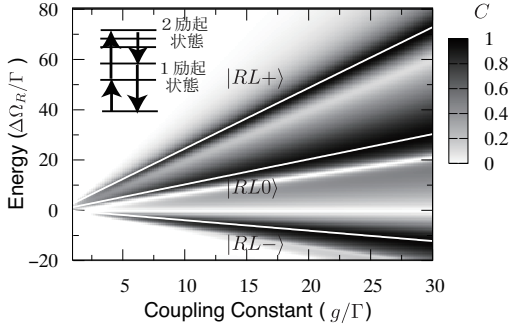


FIG. 3:  $g$  と  $\Omega_R$  の関数として計算したコンカレンス. 3つの実線は2励起状態への共鳴励起条件.

わち、光子対は4個の2光子状態の重ね合わせで表されている.

V型3準位系は共振器モードと強く結合しているので、ほとんどの光子は入射光と同じ方向に散乱される. したがって、量子もつれ光子対と線形応答で散乱される光子を分離する必要がある. そのためには、振動数でフィルタリングすればよい. 例えば、R偏光かL偏光の振動数を1励起状態の下の準位 ( $\omega_{-}^{1e}$ ) に合わせ、もう片方の偏光の振動数を2励起状態の準位に合わせるとする. すると、1励起状態の上の準位 ( $\omega_{+}^{1e}$ ) を介して生成される光子対の振動数は入射光子の振動数と異なる (図3の準位図を参照). 生成される光子対の振動数だけが透過するようにすれば、線形応答で散乱される光子を除外することができる. このとき、フィルタリングをした後の量子もつれ光子対の状態は、式(3)または式(4)において  $i = -$  の和を除いた状態として表される.

これまで、入射光子の偏光として右回りと左回りを考えてきたが、直交する直線偏光 ( $H$  偏光と  $V$  偏光)、直交する斜め偏光 ( $D$  偏光と  $\bar{D}$  偏光) を入射した場合には、別の状態の量子もつれ光子対が生成される. その結果を表1にまとめておく. これまでの量子もつれ光子対生成と全く異なり、入射光の直交偏光と振動数を調節するだけで、4種類のベル状態 (最大量子もつれ状態) をすべて生成できることに注意したい. 例えば、束縛励起準位を介して生成される量子もつれ光子対の状態は入射光子の偏光をどのように組み合わせても  $|LR\rangle + |RL\rangle$  しかない.

	$ \xi\zeta_{\pm}\rangle$	$ \xi\zeta_0\rangle$
$(R, L)$	$ LR\rangle +  RL\rangle$	$ LR\rangle -  RL\rangle$
$(H, V)$	$ LL\rangle -  RR\rangle$	$ LR\rangle -  RL\rangle$
$(D, \bar{D})$	$ LL\rangle +  RR\rangle$	$ LR\rangle -  RL\rangle$

TABLE I:  $(R, L)$ ,  $(H, V)$ ,  $(D, \bar{D})$  を入射したときに生成される量子もつれ状態.  $|\xi\zeta_{\pm}\rangle$  と  $|\xi\zeta_0\rangle$  は励起される異種2励起状態で、入射光子の偏光に依存する.

### 3. コンカレンス

コヒーレント光はさまざまな光子数状態の重ね合わせであるため、偏光量子もつれ光子対だけではなく、同じ偏光のもつれない光子対も一般には含まれる. そこで、混合状態としての光子対について、もつれあいの度合いを調べるためにコンカレンス  $C$  を計算した. コンカレンスはもつれあいの度合いが大きくなるにしたがって、0から1へと単調に増加する. 完全にもつれあっている場合、コンカレンスは1である. 図3は、共振器モードの光と3準位系との相互作用の強さ  $g$  (共振器モードの光子の緩和定数  $\Gamma$  で規格化されている) とR偏光の入射光振動数  $\Delta\Omega_R = \Omega_R - \omega_0$  ( $\omega_0$  は3準位系の励起振動数) の関数として計算したコンカレンスを示している. ただし、入射光が弱い極限 (3次非線形応答) を考え、3準位系の励起状態の緩和定数は  $\gamma/\Gamma = 0.1$  とした.  $g$  が大きくなるにつれてコンカレンスが1に近づく. すなわち、ほとんどすべての光子対は量子もつれ光子対であり、同種偏光の光子対の生成が強く抑制されている. このことは「フォトン・ブロッケード」の考え方から理解できる [11, 12].  $N$  個の同種偏光の光子が2準位系を含む共振器中にある場合、この共振器系のエネルギー準位 ( $N$  励起状態) は  $2\sqrt{N}g_X$  のエネルギー間隔でそれぞれ2個の準位に分裂している. 1励起状態の下側の準位に共鳴した振動数 ( $\omega_0 - g$ ) をもつ光を共振器系に入射した場合、1個目の光子は共鳴的に (透過率1で) 共振器中に入る. しかし、2個目の光子は2励起準位のエネルギー分裂が1励起準位の分裂よりも大きいために  $(\sqrt{2} - 1)g$  だけ共鳴振動数からずれている. したがって、相互作用  $g$  が大き

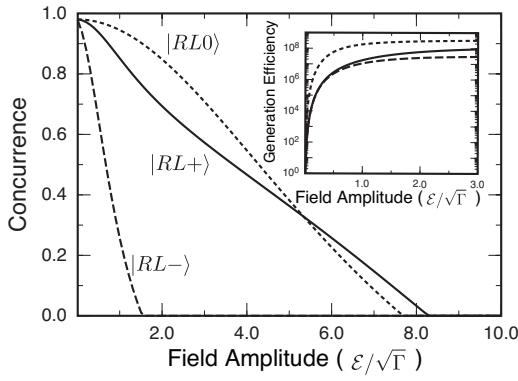


FIG. 4: 光電場の振幅  $\varepsilon$  の関数として計算したコンカレンス ( $g/\Gamma = 30$ )。挿入図は異種偏光光子対の生成効率を示している。

くなるにつれて、2 個目の光子が共振器中に入りにくくなり、同種偏光の光子対が放出されにくくなる。このフォトン・ブロッケードのために  $g$  が大きくなるにつれてコンカレンスが 1 に近づく。Q 値が大きくなると各準位のスペクトル幅が狭くなり、フォトン・ブロッケードの効果が強くなる。つまり、Q 値が大きいほどコンカレンスは 1 に近づく。

最後に、入射光強度の関数として計算したコンカレンスを図 4 に示す。L 偏光の入射光の振動数を 1 励起状態の下の準位に合わせ、R 偏光の振動数は 2 励起状態を共鳴励起する条件に合わせる。また、結合定数は  $g/\Gamma = 30$  に固定している。入射光強度を強くするにしたがって共振器中の光子数は増えるので、5 励起状態まで含むようにフォック空間を拡張した。挿入図は異種偏光の量子もつれ光子対の生成効率である。コンカレンスは入射光強度が増えるにしたがって小さくなり、最終的に 0 になる。一方、量子もつれ光子対の生成効率は急激に増大し、2 励起状態が飽和するため、生成効率も飽和する。 $0 < \varepsilon/\sqrt{\Gamma} < 1.0$  の範囲で、 $|RL+\rangle$  と  $|RL0\rangle$  を共鳴励起したときのコンカレンスはほとんど減少しないが、生成効率は電場強度の 2 乗で増大することに注意したい。このことは、適度な入射光強度で純度の高い量子もつれ光子対を高効率に生成できることを意味している。

#### 4. まとめ

本研究では、共振器-V 型 3 準位系の RHPS により生成される、偏光量子もつれ光子対の状態を導いた。これまでの量子もつれ光子対の生成と異なり、入射光の偏光と振動数を選ぶだけで 4 種類のベル状態を自由自在に生成することができる。さらに共振器 QED 効果として、(1) 真空ラビ分裂により、線形応答で散乱された光子を振動数のフィルタリングで遮蔽できる、(2) フォトン・ブロッケード効果により、同種偏光のもつれあっていない光子対の生成を強く抑制できる、などのために高純度の量子もつれ光子対を生成することができる。また、適度な強さの入射光により、純度の高い量子もつれ光子対を高効率に生成できることも示した。

- 
- [1] K. Edamatsu, G. Oohata, R. Shimizu, and T. Itoh, *Nature* **431**, 167 (2004).
  - [2] G. Oohata, R. Shimizu, and K. Edamatsu, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 140503 (2007).
  - [3] R. Stevenson, R. Young, P. Atkinson, K. Cooper, D. Ritchie, and A. Shields, *Nature* **439**, 179 (2006).
  - [4] R. J. Young, R. Stevenson, P. Atkinson, K. Cooper, D. Ritchie, and A. Shields, *New J. Phys.* **8**, 29 (2006).
  - [5] N. Akopian, N. Lindner, E. Poem, Y. Berlatzky, J. Avron, D. Gershoni, B. Gerardot, and P. Petroff, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 130501 (2006).
  - [6] M. Bamba and H. Ishihara, *Phys. Stat. Sol. (c)* **3**, 13460 (2006).
  - [7] H. Ajiki and H. Ishihara, *Phys. Stat. Solidi (c)* **3**, 2440 (2006).
  - [8] H. Ajiki and H. Ishihara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 053401 (2007).
  - [9] H. Oka and H. Ishihara, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 170505 (2008).
  - [10] H. Ajiki and H. Ishihara, *Physica E* **40**, 371 (2007).
  - [11] A. Imamoglu, H. Schmidt, G. Woods, and M. Deutsch, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1467 (1997).
  - [12] K. M. Birnbaum, A. Boca, R. Miller, A. D. Boozer, T. E. Northup, and H. J. Kimble, *Nature* **436**, 87 (2005).