

単一光子源の性能評価のための光子統計評価システムの開発

丹治研究室 岡嶋宗裕

令和3年3月5日

1. 背景

近年では、従来の古典的科学技術の限界を超える量子科学技術が注目されている。中でも、量子コンピューターや量子暗号通信等の実用化に向けた研究が目覚ましい進展を遂げている。これらの量子情報処理技術には、共通して「単一光子発生」が重要な役割を担う。当研究室では、冷却原子集団のリュードベリ集団励起状態を利用した単一光子発生を目標としている。本研究の目的は、将来的に構築される単一光子源の性能を評価するための光子統計評価システムの開発である。

2. 原理

2.1 光共振器中の原子のリュードベリ集団励起状態を利用した単一光子発生

2.1.1 リュードベリ励起とリュードベリブロックード

リュードベリ原子とは、主量子数 n が大きく、原子間の相互作用が強い電子状態であるリュードベリ状態に励起された原子のことである。この原子は、電子軌道半径が巨大であるため大きな双極子モーメント($\propto n^2$)を持ち、主量子数 n が大きいことから励起寿命が長い($\propto n^3$)という特徴を持つ。

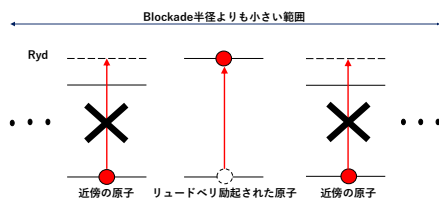


図 2.1.1 リュードベリブロックード

リュードベリブロックードとは、リュードベリ原子の双極子モーメントが大きいため、一つの原子がリュードベリ状態へと励起された際に、ブロックード半径($\propto n^{25}$)内の原子の準位がシフトされることによって、他の原子がリュードベリ励起を抑制された状態となる現象である(図 2.1.1)。

2.1.2 リュードベリブロックードを利用した単一光子源

リュードベリ原子を利用した単一光子発生では、まず ^{87}Rb 原子気体を磁気光学トラップ(MOT)を用いて冷却し光共振器中のブロックード半径程度の領域内へと、光双極子トラップによって捕獲することで高密度な ^{87}Rb 原子集団を作製する。そこに共振器モードを通して 780 nmの光を、そして 480 nmの光を共振器モードに対して垂直な自由空間モードで入射し、リュードベリ状態に二光子励起させる。そこに 480 nmの光を入射し脱励起させることで、共振器モードから 780 nmの単一光子を取り出すことができると考えられる。この際、リュードベリブロックード効果によりリュードベリ励起された原子の近傍の他の原子は励起が抑制されるので、高確率で 1 つ以下の原子が励起された状態を実現できる。

2.2 光子相関

2.2.1 規格化された 2 次の自己相関関数 $g^{(2)}(\tau)$

2 次の自己相関関数 $g^{(2)}(\tau)$ は光の電場強

度の相関を表す。古典論と量子論では表記方法が異なり、古典論では光の強度 $I(t)$ 、量子論では生成消滅演算子 $\hat{a}^\dagger(t), \hat{a}(t)$ を用いて表される。

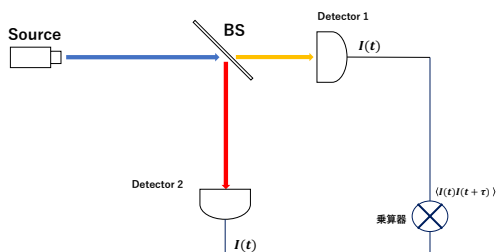


図 2.2.1 Hanbury Brown - Twiss の実験系

光の相関を調べる実験系として有名な Hanbury Brown - Twiss の実験系(図 2.2.1)を用いて説明すると、自己相関関数 $g^{(2)}(\tau)$ は、古典論ではビームスプリッター(BS)によって分割された光強度 $I(t)$ と時間差 τ での光強度 $I(t + \tau)$ との積の時間平均を取ったものである。これを規格化すると古典論で表した式は(2.1)のようになる。

$$\gamma^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (2.1)$$

ここでは量子論の表記と区別するために $\gamma^{(2)}(\tau)$ として表した。

量子論では、時刻 t の光の電場強度を $\hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t)$ 、時刻 $t + \tau$ の光の電場強度を $\hat{a}^\dagger(t + \tau)\hat{a}(t + \tau)$ で表した上で正規順序に直し、

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}^\dagger(t + \tau)\hat{a}(t + \tau)\hat{a}(t) \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t) \rangle^2} \quad (2.2)$$

と表される。

2.2.2 自己相関関数 $g^{(2)}$ の光子数表示

前節の(2.2)式において定義された 2 次の自己相関関数 $g^{(2)}(\tau)$ は、状態 $|\varphi\rangle = \sum a_n |n\rangle$ について計算することで光子数 $n(t)$ の関数

として表すことができる[1]。特に時間差

$$\tau = 0 \text{ の時、 } g^{(2)}(0) = \frac{\langle n(t)^2 \rangle - \langle n(t) \rangle^2}{\langle n(t) \rangle^2}$$

となり、光子数のゆらぎ $\sigma(n)^2 = \langle n(t)^2 \rangle - \langle n(t) \rangle^2$ を用いて変形すると式(2.2.2)のようになる。

$$g^{(2)}(0) = 1 + \frac{\sigma(n)^2 - \langle n(t) \rangle}{\langle n(t) \rangle^2} \quad (2.2.2)$$

2.2.3 コヒーレント光

コヒーレント光では、光子数はポアソン分布に従うため、光子数のゆらぎは $\sigma(n)^2 = \langle n(t) \rangle$ となる。これを式(2.2.2)に代入すると $g^{(2)}(0) = 1$ となる。また、 τ が大きくなるにつれて光子間の時間相関は無くなっていくことから、

$$\lim_{\tau \rightarrow \pm\infty} g^{(2)}(\tau) = 1 \quad (2.2.3)$$

となる。これらをグラフに表すと、図 2.2.3 のようになる。

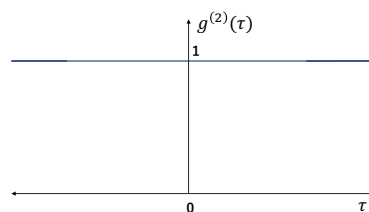


図 2.2.3 コヒーレント光の $g^{(2)}(\tau)$

2.2.4 単一光子

理想的な単一光子では、時間差 $\tau = 0$ において複数の光子が発生することがなく、光子数ゆらぎ $\sigma(n)^2 = 0$ となる。また、任意の時間モードに必ず一個の光子が存在するので $\langle n(t) \rangle = 1$ となる。従って式(2.2.2)より $g^{(2)}(0) = 0$ となる(図 2.2.4)。これをアンチバンチングと呼ぶ。

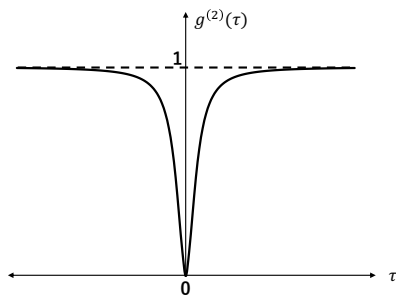


図 2.2.4 アンチバンチング

2.2.5 熱放射

熱放射においては、時間差 $\tau = 0$ において、複数の光子が発生する確率がコヒーレント光よりも高くなり、光子数ゆらぎ $\sigma(n)^2 = \langle n(t) \rangle^2 + \langle n(t) \rangle$ と表されるので、 $g^{(2)}(0) = 2$ となる。これをバンチングと呼ぶ。

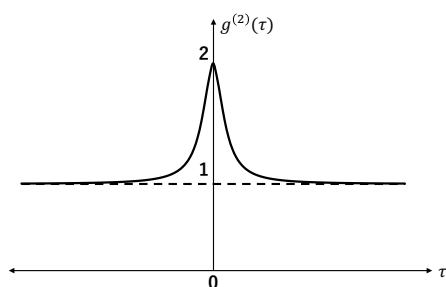


図 2.2.5 バンチング

3. 光子統計の評価

3.1 実験系

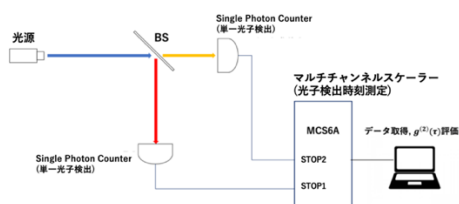


図 3.1 光子統計評価システムの概略図

本研究では、光源からの光をファイバースプリッター(Evanescant Optics #6985-3)で 45:55 に分割し、単一光子検出器(Excelitas Technologies, SPCM-A

QRH-14-FC)で光子を検出した後、検出時刻をマルチチャンネルスケーラー(FAST ComTec, MCS6A)で測定し、そのデータを j 自作の Python プログラムで解析した。MCS6A では、START 端子に信号が入力された時刻を測定時刻 $t = 0$ として、STOP 端子に信号が入力された時刻を記録することができる。本研究では、SPCM で光子を検出した際に生じるパルス信号を MCS6A の STOP 端子に入力して検出器への光子の到達時刻を測定した。

3.2 光子統計評価プログラムの作成

まず MCS6A で取得したデータから $g^{(2)}(\tau)$ を計算するための Python プログラムを作成した。MCS6A で取得できるデータは、Counts と Time から成る二次元データの形式をとる。作成したプログラムでは、まず取得データのある時間幅 $T(\text{bin})$ で区切り、その時間幅 T に含まれる光子数を $n_1(t), n_2(t)$ とする。そしてこの $n_1(t), n_2(t)$ を 2 次の自己相関関数

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n_1(t)n_2(t+\tau) \rangle}{\langle n_1(t) \rangle \langle n_2(t+\tau) \rangle} \quad (3.2)$$

に代入することで光子統計を評価する。

3.3 仮想的なコヒーレント光を用いた光子統計評価プログラムの動作確認

まず、光子統計評価プログラムが正常に動作しているか確認するために、4000 個の配列のうちの 1 個をランダム選んで 1 を追加する処理を 400000 回行ってポアソン分布するデータを作成した。そして、これを仮想的なコヒーレント光の光子数分布として、光子統計評価プログラムを用いて解析した。

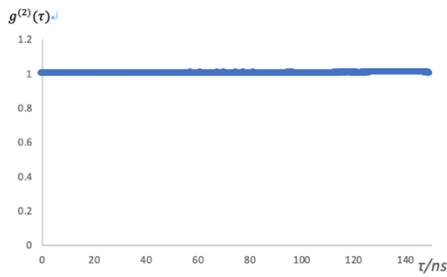


図 3.3 仮想的なコヒーレント光(ポアソン分布)の解析結果

プログラムを実行した結果、 $g^{(2)}(\tau) = 1$ が得られた(図 3.3)ので、解析プログラムは正常に動作していると判断した。

3.4 微弱なレーザー光の評価

続いて、微弱なレーザー光(波長 860 nm)を光源として、本研究で構築したシステムを用いて光子統計を解析した。その結果、 $g^{(2)}(\tau)$ が 0.8~1.2 の間に収まっており、理想的なコヒーレント光についての理論予測と矛盾しない結果が得られた。 τ が大きくなるに従って誤差が大きくなっているが、これはデータ長が有限であるため τ が大きいくほど計算に使用できるデータが少なくなることが要因だと考えられる。今回使用したデータのデータ長は10 μ sであり、 $\tau \geq 15$ nsでその影響が現れている。

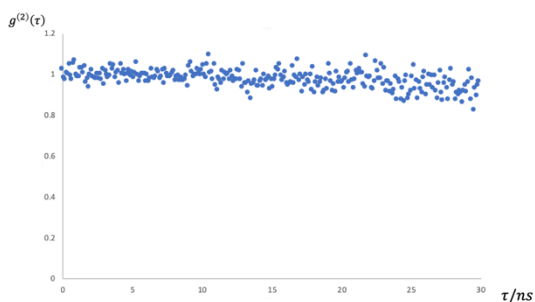


図 3.4 微弱なレーザー光(波長 860 nm)の解析結果

3.5 赤色 LED の評価

さらに、赤色 LED についても同様の解析

を行った。図 3.5 その解析結果を示す。

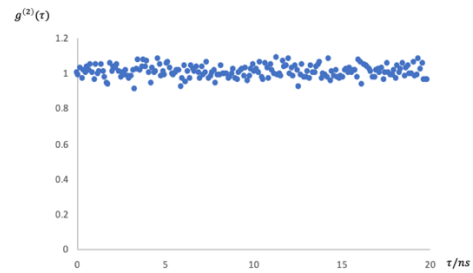


図 3.5 赤色 LED の解析結果

理論予測としては、熱放射する LED を解析した際、 $\tau = 0$ で $g^{(2)}(0) = 2$ となるバンチングが見られるはずであったが、予測と反して、 $g^{(2)}(0) = 1$ を得た。赤色 LED のコヒーレンス長が 12.31 μ m であることから、コヒーレンス時間は 0.0000413 ns であると計算できる[2]。それに対して、MCS6A の分解能が 0.1ns なので、分解能が足りず、赤色 LED のバンチングは観測できなかったと考えられる。

4. まとめと展望

今回の実験では、 $g^{(2)}(\tau)$ の解析プログラムと測定系の構築を行った。まず、仮想的なコヒーレント光を用いて解析プログラムの動作確認を行った後、微弱なレーザー光と赤色 LED の $g^{(2)}(\tau)$ の測定及び解析を行った。その結果、理論予測と矛盾しない結果が得られたので、将来的に単一光子源の性能を評価できるようなシステムが構築できたと考える。今後は、バンチングの観測、リアルタイムで解析できるシステムの実装、また、最終的には単一光子を解析してアンチバンチングを観測することを目標とする。

参考文献

- [1] 松岡正浩, 量子光学, 2010, 裳華房
- [2] Yuanbo Deng & Daping Chu, Scientific Reports 7, Article number: 5893(2017)