単一光子発生に向けた光共振器と冷却原子の結合系の構築

丹治研究室　松山佳生

平成 31 年 3 月 8 日

1. 序論

光は高速かつ低ロスで移動する性質があるため、情報伝達には最適なものであり、現代では光ファイバー通信などの媒体として利用されている。そのため、従来の限界を打ち破ることが期待される量子情報通信においても光子が通信媒体としての最有力候補である。量子情報の通信や処理においては、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を利用して原理的に絶対に盗聴されない通信が可能となるなど、光の量子状態の特異性が利用されるため[1,2]、光の量子状態制御が重要な役割を担う。我々の研究室では、光の量子状態制御の重要な要素技術として、高効率な単一光子発生を目指している。ここで単一光子というのは、特定の時空間モードに必ず 1 個のみの光子がいるような状態のことである。このような、単一光子発生をはじめとした光の量子状態制御の基盤技術の確立により、量子情報処理・通信分野のさらなる発展が期待される。

我々は、ファブリーペロー共振器の中にルビジウム原子集団をトラップし、Rydberg 状態に励起することにより、オンデマンドで単一光子を発生させることを目標としている。Rydberg 状態を用いることで、原子集団に対して強いコヒーレント光を入射しても、複数原子ではなく単一原子のみを励起できるため、単一光子を高いレートで発生させることができると期待される。さらに共振器を用いることで、光子が単一空間モードに放出される確率の向上が期待できる。

本研究の目的は光共振器中の Rydberg 原子を利用した単一光子発生を高効率化させるための光共振器を設計し、共振器用に作製したミラーの特製評価を行うことである。また、並行して、ガラスセル型の超高真空装置を完成させ、光共振器と冷却原子の結合系の構築を目指す。

2. 単一光子源

2.1 Rydberg 状態

Rydberg 状態とは原子や分子において主量子数 n が大きい電子励起状態のことである。また、このような状態にある原子のことを Rydberg 原子と呼ぶ。Rydberg 原子においては原子核と最外殻の電子の距離が大きいため、大きな遷移双極子モーメントを有する($\propto n^2$)。このため、Rydberg 状態への遷移に共鳴するレーザー光によって一個の原子が励起されると、その近傍の他の原子のエネルギー準位がシフトしてレーザー光の共鳴から外れ、Rydberg 状態への励起が阻害される。この効果を Rydberg blockade と呼び[3]、Rydberg 原子を中心としてある半径内において blockade の影響を及ぼす。この半径を blockade 半径と呼ぶ。

2.2 Rydberg 状態を利用した単一光子源

前節で説明した Rydberg blockade を利用すると、序論でも述べたとおり、励起光がある程度強い場合でも励起される原子の数を１個に制限できるため、高いレートでの単一光子発生の実現が期待できる。単一光子発生の具体的な方法としては、まず共振器内に ^{87}Rb 原子を磁気光学トラップ(MOT)で捕捉し冷却する。さらに光双極子トラップを利用して Rydberg blockade 半径以下の領域に原子をトラップする。そして、共振器モードに 780 nm の励起光を、その垂直方向から 480 nm の励起光を入射することで ^{87}Rb 原子を 2 光子励起して Rydberg 状態に遷移させる。480 nm の光が blockade 半径内に入射できていれば、Rydberg blockade の効果によって確実に 1 つの ^{87}Rb 原子が励起された状態を作ることができる。その状態で再度 480 nm の光を入射することで脱励起させ共振器モードから 780 nm の単一光子を取り出す。その際共振器モードへの光子の散乱の増強を利用することにより、高いレートで光子を外部モードに取り出せることが期待される。

3. 単一光子発生の高効率化に向けた共振器の設計

3.1 ミラー透過率の決定

共振器のミラーの透過率は共振器モードから外部の単一空間モードへの光子の放出確率を考慮して決定した。

まず前提条件として、高効率な単一光子発生のためには共振器外部の単一モードに光子を取り出す必要がある。そこで 2 枚のミラーの透過率が非対称なファブリーペロー共振器を考える。ここでは光子を取り出す側のミラー透過率を$\daleth_1$、もう一方を$\daleth_2$とする。共振器モードから外部の単一空間モードへの光子の放出確率P_{SS}は

$$P_{SS} = \frac{\daleth_1}{\daleth_1 + \daleth_2} \cong 1 - \frac{\daleth_2}{\daleth_1} \qquad (3.1)$$

となる。

次に共振器全体のパワー透過率$\daleth_{tot}$を考える。共振器の安定化や、原子の状態のモニタリングのために共振器内に光を通しモードを立たせる必要があるため、パワー透過率が低すぎないことが要求される。パワー透過率も$\daleth_1, \daleth_2$を用いて表すことができ、

$$T_{tot} = \frac{\daleth_1 \daleth_2}{\left(\mathcal{L} + \frac{\daleth_1 + \daleth_2}{2}\right)^2} \cong \frac{4\daleth_2}{\daleth_1} \qquad (3.2)$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2$$

$\mathcal{L}$は 2 枚のミラーのロスの和である。これらの式から$\daleth_1/\daleth_2$に対するP_{SS}, T_{tot}の依存性をプロットしたものが図 4-1 である。

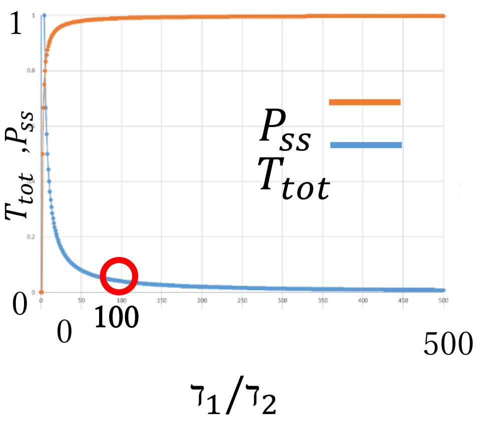

図 3- 1 $\daleth_1/\daleth_2$に対するP_{SS}, T_{tot}の依存性

図 3-1 からP_{SS}が大きくなると$\daleth_1/\daleth_2$が小さ

くなり、P_{SS}, T_{tot}がトレードオフの関係にあるということが分かる。そこでP_{SS}をできるたけ大きく保ちつつ、T_{tot}はある程度確保するために、$\frac{\gimel_1}{\gimel_2} = 100$とし、透過が散乱ロスを上回るように$\mathcal{L}_1, \mathcal{L}_2 \lesssim \gimel_2$の条件を課すことで$\gimel_2 = 10\ \ \mathrm{ppm}$、$\gimel_1 = 1000\ \ \mathrm{ppm}$とした。このときの$P_{SS}$は、

$$P_{SS} = 0.99$$

でありこのミラーの設計だと十分高い確率P_{SS}を得られることがわかる。

3.2 共振器長の決定

共振器長は ^{87}Rb の 2 本の D2 線に共振器モードが同時共鳴するように決定した。^{87}Rb の $5^2S_{1/2}$(F=1,2)の 2 状態を基底状態、$5^2P_{3/2}$ 状態の超微細構造のうち一つを励起状態とすると、共振器の中心付近で 2 つの縦モードが 2 つの D2 線に同時共鳴するにはそれぞれのモードの腹と節の位置がほぼ一致している必要がある。この条件を満たすためには ^{87}Rb 原子の 2 つの遷移周波数の差が自由スペクトル領域ν_{FSR}の偶数倍であれば良い。以上を考慮した結果、ν_{FSR}を $5^2S_{1/2}$ の超微細分裂の半分（3.417GHz）となるように設計した。

$$\nu_{FSR} = \frac{c}{2L} \qquad (3.3)$$

より、共振器長Lは 43.89 mm と決定した。

3.3 共振器のウエストとミラーの曲率半径の決定

本節では共振器モードへの単一光子発生確率を考慮して共振器のウエストとミラーの曲率半径を決定する。

原子から共振器モードへの単一光子の発生確率をP_{SP}とする。このパラメータは blockade 半径内のルビジウム原子が光子を共振器モードに放出する確率と、原子から吐き出された光子が blockade 半径外のルビジウム原子に吸収されない確率の積で表すことができる。共振器内にトラップされているルビジウム原子のうち、blockade 半径内にあるルビジウム原子の個数をN、blockade 半径外にあるルビジウム原子の個数をN'とする。

共振器モード中への単一光子の発生確率P_{SP}は、原子から共振器モードの単一光子が放出される確率と、光子が blockade 半径外の原子に吸収されない確率の積で、

$$P_{SP} = \frac{N\eta}{1 + N\eta + N'\eta} \times \frac{1}{1 + N'\eta} \qquad (3.4)$$

と表される。

ここからは全ての原子を Rydberg blockade 半径内にトラップできたと仮定して$N' = 0$として話を進めていく。この時P_{SP}は

$$P_{SP} = \frac{N\eta}{1 + N\eta} \qquad (3.5)$$

となる。P_{SP}をなるべく 1 に近づけるためには、式(3.5)より、単一原子協働パラメータηおよびNができるだけ大きい必要があることが分かる。ηは共振器のパラメータを用いて以下の式のように表すことができる。

$$\eta = \frac{24\mathcal{F}}{\pi k^2 w_0^2} \qquad (3.6)$$

式(3.6)から、ここで$\mathcal{F}$はフィネス、kは波数、w_0はビームウエストである。ηを大きくするためにはw_0を小さくする必要があることがわかる。共振器のビームウエストw_0は共振

器長dとミラーの曲率半径Rを用いて、

$$w_0^2 = \frac{\lambda L}{2\pi}\sqrt{\frac{2R}{L} - 1} \qquad (3.7)$$

と表される。ここで共振器長Lは 3.2 においてて$L = 43.89\ \mathrm{mm}$と決定しているため、次に決めるべきパラメータはミラーの曲率半径Rである。

曲率半径を決めるにあたって、ミラーの曲率半径に対するビームウエスト及び単一原子協働パラメータηの依存性を考える。単一原子協働パラメータηは大きいことが望ましいが、ηが大きい値をとるためにはRを小さくする必要がある。しかしRを小さくすると共振器長の変化に対して共振器モードが不安定になる。そこで、ここではミラーの曲率半径の値として

$$R = 25\ \mathrm{mm}$$

を選択した。よって他のパラメータは一意に

$$w_0 = 45.2\ \mathrm{\mu m}$$

$$\eta = 0.346$$

と決まる。

ここで cMOT[4]で実現できる原子密度d_{cMOT}~$10^{11}\ /\mathrm{cm}^3$と見積もると、ブロッケード半径内の原子数は、

$$N = d_{cMOT} \times r_b^3 \times \frac{4}{3}\pi \qquad (3.8)$$

$$= 50\ 個$$

となる(主量子数$n = 70$、$r_b = 5\ \mathrm{\mu m}$の場合)。

これらの値から見積れる P_{SP}は、

$$P_{SP} \sim 94\ \%$$

となる。単一光子発生確率P_{SP}に関してはさらに高密度な原子集団を作製することでさらなる値の向上が期待される（ex. 2N：P_{SP}~97 %、10N：P_{SP}~99.4 %)。さらに 3.1 で見積もったP_{SS}と合わせると、トータルの単一光子発生確率P_{tot}は、

$$P_{tot} \sim 93\%$$

となる。

3.4 3DCAD による光共振器の設計

超高真空用光共振器は Solidworks 社の 3DCAD ソフトを用いて設計を行なった。設計は前章のパラメータを用いて行った。

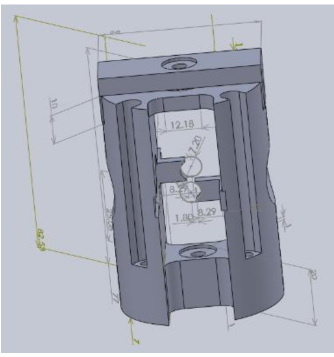

図 3- 2 3DCAD で設計した超高真空用光共振器

4 冷却系の構築

光共振器の設計と同時に進めている原子冷却系の概略図を図 4-1 に示す。

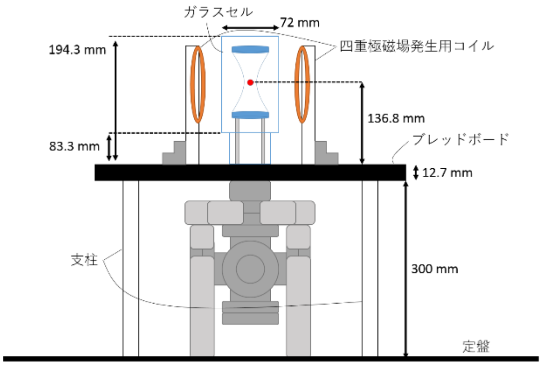

図 4- 1 原子冷却系外略図

5. 共振器ミラーの特性評価

5.1 Cavity ring-down

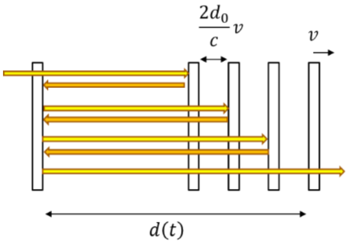

図 5- 1 共振器長の掃引の様子

Cavity ring-down 法[5]はフィネスの測定法のひとつである。共振器長$d(t)$が上図のように変化するファブリーペロー共振器にレーザーを入射する。同時にピエゾに取り付けた片方のミラーを速度vで動かし、そのときの共振器からの出射光の時間変化を観測する。このとき時刻tでの共振器長$d(t)$は以下のように表せる。

$$d(t) = d_0 + vt \tag{5.1}$$

共振器内を異なる回数往復した透過光同士の干渉の仕方が時間変化するため、透過光強度は振動しながら減衰するような振る舞いをする(図 5-2)。このことを ring-down と呼ぶ。透過光強度が 1 回目に極大値をとる時刻t_1と 2 回目のt_2の差をΔtとすると透過光強度は$\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$にしたがって減衰するため、それぞれの強度$I_1$と$I_2$には

$$\frac{I_1}{I_2} = \exp\left(\frac{\Delta t}{\tau}\right) \tag{5.2}$$

の関係が成り立ち、ミラーの速度vを適切に調節して$\Delta t \approx \tau$とすると、

$$\frac{I_1}{I_2} = exp\left(\frac{\Delta t}{\tau}\right) \approx \frac{e\Delta t}{\tau} \tag{5.3}$$

すなわち、

$$\frac{\pi c}{d_0}\Delta t = \omega_{FSR,0}\Delta t \approx \frac{\mathcal{F}}{e}\frac{I_1}{I_2} \tag{5.4}$$

が成り立つ。ミラーの速度vを変化させ、$\frac{I_1}{I_2}$に対する$\frac{\pi c}{d_0}\Delta t$をプロットした際のグラフの傾きから式(5.4)を用いてフィネス$\mathcal{F}$を求めることができる。

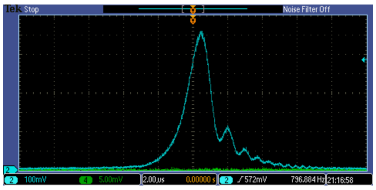

図 5- 2 典型的な ring-down スペクトル

5.2 Cavity ring-down によるフィネス測定

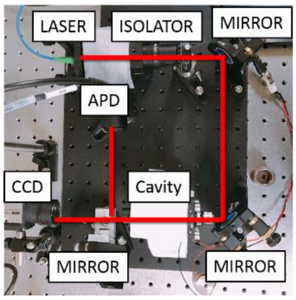

図 5- 3 Cavity ring-down の光学系

2 枚の高反射ミラーで構成された共振器のフィネスを測定した。共振器長を掃引し、得られたパラメータから線形にフィッティングを行ったところ以下の図 5-4 のようになった。

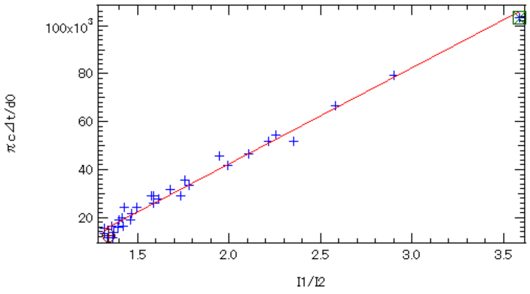

図 5- 4 Ring-down の測定結果

フィッティングの結果を利用してフィネスを求めた結果$\mathcal{F} = 80{,}000 \pm 2000$となり、想定フィネスである$\mathcal{F} = 78{,}000$と矛盾しない結果が得られた。

6 まとめ・展望

本研究は、単一光子発生のための超高真空用光共振器の設計、ミラーの評価および冷却系に必要な真空装置の構築を目的とした。まず高効率な単一光子発生を実現するために必要な共振器パラメータの決定を行い、それをもとに3DCADで部品の設計を行った。まず(ⅰ)原子から共振器モードへの単一光子の発生確率(ⅱ)共振器モードから外部の単一空間モードへの光子の放出確率の2つを最大化するように透過率が異なる低ロスミラーを用いた非対称な共振器の設計を行なった。(ⅱ)について考慮した結果、非対称な光共振器に用いる高反射率(a)および低反射率(b)の2枚のミラー透過率をそれぞれ10 ppm, 1000 ppmと決定した。その結果見積もられる共振器モードから外部の単一空間モードへの光子の放出確率P_{SS}は$P_{SS}=0.99$であった。さらに(ⅰ)について共振器モードへの単一光子発生確率$P_{SP}=\frac{N\eta}{1+N\eta}$($\eta$:単一原子協働パラメータ)を共振器の安定性も踏まえた上で最大化するよう、ミラーの曲率半径をR=25 mmと決定した。その結果、原子から共振器モードへの単一光子の発生確率P_{SP}は$P_{SP}=0.94$となった。実際に作製した2枚の高反射ミラーで構成された共振器についてcavity ring-downでフィネスを測定した結果、$\mathcal{F}=80{,}000\pm2{,}000$となった。

今後は、まず高反射ミラーの散乱ロスの測定、2枚の低反射ミラーで構成された共振器の評価、非対称共振器の評価を行う。さらに作製した光共振器を実際にガラスセル内の超高真空中に設置し、共振器中のルビジウム原子をトラップする。最終的には、この系を用いて共振器中のRydberg原子を用いた単一光子発生を目指す。

7 参考文献

[1] Samuel L. Braunstein, “Quantum information with continuous variables” Reviews of modern physics, **77**, 513 (2005).
[2] Charles H. Bennet and G. Brassard., “Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing” Theoretical Computer Science, **560**, 7 (2014).
[3] THOMAS F. GALLAGHER, “Rydberg atoms” (Cambridge Monographs on Atomic, Molecular and Chemical Physics Book3)
[4] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Conrnell., “Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap”
[5] J. Poirson, F. Bretenaker, M. Vallet, and A. L. Floch., ”Analytical and experimental study of ringing effects in a Fabry-Perot cavity-application to the measurement of high finesses”, J. Opt. Soc. Am. B. **14**, 2811 (1997).