真空場の強度変調に向けた光双極子トラップ走査システムの開発

丹治研究室 岡嶋宗裕 2023/3/7

1 微弱光による非線形光学効果

近年、光子を用いた量子情報処理技術が注目を集め ている。その要素技術である量子ゲート操作や光スイ ッチングなどにおいては、非線形光学効果が用いられ る。しかし、非線形光学効果を得るためには一般に高強 度の光が必要となるため、例えば単一光子などの少数 光子による観測は難しい。そこで用いられるのが、光共 振器中での電場の増強による光子と物質の相互作用の 増強である。このような系は、共振器量子電気力学 (cavity quantum electrodynamics: Cavity QED)系と呼 ばれ、少数光子での非線形光学効果が観測可能な系と して注目を集めている。

2 光双極子トラップ走査システムの開発

非線形光学過程の一例として誘導ラマン断熱過程 (STIRAP)がある。従来のSTIRAPには強度変化する二 本のレーザー光が用いられるが、上記のような cavity QED系を利用すれば、単一光子と真空場を用いても実 現可能だと考えられる。このような真空場を用いた STIRAP が実現すれば、入力された単一光子の周波数 変換や、原子と光子のもつれ状態の生成が、他の入力光 を必要とせずに行えることが期待される。ただし、その 実現のためには、共振器モードと原子との結合強度を 時間変化させるために、共振器内に配置された原子の 位置を精密に操作できる必要がある。そこで、本研究で は、光双極子トラップによって原子をトラップし、一軸 駆動反射鏡(galvano mirror: Thorlabs,GVS001)を用い てトラップ光と原子を移動させる「光双極子トラップ 走査システム」の開発を目標とする。

3 真空場誘導ラマン断熱過程

3.1 誘導ラマン断熱過程(STIRAP)

STIRAP は、図 3.1 のような原子の三準位系におい て、準位|2)を占有することなく準位|1)から準位|3)への 遷移が起こる現象である。この現象は、原子の三準位系 とレーザーが相互作用している状態において、上準位 |2)からの寄与のない唯一の固有状態である式(3.1)の ような「暗状態」を利用して実現される。

$$|a^{0}\rangle = \cos\theta |1\rangle - \sin\theta |3\rangle \qquad (3.1)$$

$$\tan \theta = \frac{\Omega_{\rm p}}{\Omega_{\rm s}} \tag{3.2}$$

ラビ周波数 $\Omega_{p,s} = \mu E_{p,s}/\hbar$ であることから、 $\Omega_{p,s}$ がそれ ぞれ図 3.2 のように変化するように、原子に照射する レーザー光の強度を断熱的に変化させることで、準位 |2)を介さずに準位|1)から|3)の遷移が起こすことがで きる[1]。



図 3.2 STIRAP 実現のためのラビ周波数変化と 各準位での原子の存在確率

3.2 真空場誘導ラマン断熱過程

前項では、レーザー光を用いた STIRAP について述 べたが、STIRAP におけるラビ周波数*Q*_{p,s}の時間変化を、 共振器による原子-光子間の結合強度の変化に置き換 えることで、真空場を利用した STIRAP が実現すると 考えられる。単一光子と原子の結合強度を表す結合定 数*g*について

$$g = \frac{\mu E}{\hbar} \tag{3.3}$$

が成り立つため、二枚の高反射鏡を向かい合わせた Fabry – Pérot共振器内部においては、その内部に存在 する定在波の強度分布に従って結合強度も空間分布し ている。図 3.3 のように、定在波の腹に原子が位置す る時には、その結合強度が最大になる。



図 3.3 共振器-原子結合系の概念図

角周波数 $\omega_{p,s}$ の二種類の定在波の腹と節が互い違いに 存在するとき、一方のモードの腹から節(他方のモード の節から腹へ)原子の位置を変化させることで、図 3.2 のようなラビ周波数 $\Omega_{p,s}$ の時間変化と原子状態の遷移 が実現される。



4 光双極子トラップを用いた 共振器内での原子の位置制御

4.1 光双極子トラップ

図 3.4 のような共振器内での原子の移動によって真 空場の STIRAP を実現するにあたっては、原子を共振 器内の定在波の腹と節の間隔よりも十分に狭い領域に 捕捉することが必要である。図 3.3 のような中性原子 を用いた cavity QED においては、原子を共振器内に配 置する方法として、レーザー光による光双極子トラッ プを用いる方法がある[2]。光双極子トラップでは、原 子の共鳴周波数に対して負の離調をとった光を原子に 照射する。これにより生じる AC シュタルクシフトが トラップポテンシャルを形成する(図 4.1)。



この時の AC シュタルクシフトU(r)および最大双極子 ポテンシャルU_{dip}は式(4.1)、式(4.2)でそれぞれ表され る。

$$U(r) = -U_{\rm dip} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \tag{4.1}$$

$$U_{\rm dip} \equiv \frac{\hbar\gamma}{8} \frac{\gamma}{\delta} \frac{I_0}{I_{\rm sat}}$$
(4.2)

ただし、 δ はトラップ光の角周波数 ω と原子の遷移角周 波数 ω_0 の離調である。また、 w_0 はビームウェイスト半 径、γは自然放出レート、I₀は最大レーザー強度、I_{sat}は 飽和光強度である。

4.2 結合強度の制御のための

光双極子トラップの条件

温度Tの原子の運動エネルギーを原子の根二乗平均 速度 $u_{\rm rms} = \sqrt{3k_BT/m}$ を用いて表すと、式(4.3)のよう になる。

$$\frac{1}{2}mu_{\rm rms}^2 = \frac{3}{2}k_{\rm B}T$$
(4.3)

このとき、光双極子トラップによる原子のトラップ領 域は、

$$\Delta = w_0 \sqrt{\frac{3k_{\rm B}T}{U_{\rm dip}}} \tag{4.4}$$

となる。

3.2 節で述べたような結合強度の空間分布を利用し て真空場 STIRAP を実現するためには、原子を共鳴波 長の1/4よりも十分高い精度で共振器モード中のある 一点に捕捉することが求められる。本研究で用いる ⁸⁷RbのD₂線は、共鳴波長が780 nmであるので、ここで は、 $\Delta \cong 20$ nmを目標とする。

式(4.4)より、トラップ領域を小さくするには、トラ ップ光のビーム径 w_0 を小さくする必要があるため、ト ラップ光の集光には回折限界性能非球面レンズ (Thorlabs, AL2520H-B)を利用する。このレンズを用い ると、ビーム径 $w_0 \cong 1 \mu m$ になると見積もられている。 $\lambda = 813.4 nm の半導体レーザー(Sacher Lasertechnik$ Group, TEC 50)を用いた場合、式(4.3)より、原子の温 $度<math>T = 10 \mu K$ のとき、レーザーパワー18 mWでトラップ 領域 $\Delta \cong 20 nm$ となることが分かった。

4.3 光双極子トラップ走査システム

3.2 節で述べたように、真空場STIRAPを実現するため には、共振器中での原子の位置変化による結合強度制 御が必要である。そこで、一軸駆動のガルバノミラー (Thorlabs, GVS001)を用いて、一次元的に原子の位置 を掃引することのできる「光双極子トラップ走査シス テム」を開発した。



このシステムでは、集光に用いる回折限界性能非球面 レンズの有効径が21.3 mmである一方、ガルバノミラー の有効径5 mmであることから、レンズの有効径と同等 のサイズのビームをレンズに入射できるよう、ガリレ オ式のテレスコープを設計した。この方式は、凸レンズ を使用したケプラー式よりも光学系がコンパクトにな るという利点がある。この時のガルバノミラーの角度 とスポット位置xの関係式は以下のようになる。

$$x = \frac{f_1 f_3}{f_2} \tan 2\theta \tag{4.5}$$

5 光双極子トラップ走査システムの 特性評価

5.1 ガルバノミラーの機械安定度

光双極子トラップ走査システムによる原子の位置の 精密制御においては、ガルバノミラーの機械安定度が 重要となるが、静止状態のガルバノミラーは微細な振 動をしていることが予想される。そこで、図 5.1 の光学 系を用いてガルバノミラーの機械安定度を測定した。



図 5.1 機械安定度を測る光学系

図 5.1 の光学系では、幅700 μ mのスリットに、スリットの中心から水平方向に位置をずらしたビーム直径 $2w_0 = 630 \mu$ mのレーザー光を入射させている。このと き得られた APD からの出力電圧は図 5.2 のようになった。



APD 信号

図 5.2 の電圧信号を、ガウスビームから長方形の領域 を切り取る重積分(5.1)を用いて解析した。

 $V(d) = V_0 \int_{-0.35}^{0.35} \int_{-0.5}^{0.5} dx dy \exp\left[-\frac{2\{(x-d)^2 + y^2\}}{w_0^2}\right] (5.1)$ 式(5.1)を計算すると図 5.3 に示すようなd依存性が得られ、そのピークに対する相対強度を用いると、各時刻でのスリット中心とビーム中心の位置関係が分かる。



さらに、図 5.1 の光学系での集光スポットの位置変化Δ とガルバノミラーの角度変化θの関係が

$$\Delta = \tan 2\theta \times L$$

$$\cong 2\theta \times L$$
(5.2)

で表されることを用いて、時刻tでの相対ビーム位置d をガルバノミラーの角度に換算し標準偏差を取ること で、ガルバノミラーの角度ゆらぎを求めると、2.4× 10⁻⁶ radとなった。これを走査システムでのスポット位 置に換算すると約24 nmとなる。また、図 5.2 の APD 信号をフーリエ変換した結果、図 5.4 のように2 kHz前 後の周波数で振動が大きくなっていることが確認され た。



このことから、目標とするトラップ領域である約 20 nm を実現するには、ガルバノミラーの機械共振と 考えられる2 kHz前後の振動を抑制する必要があるこ とが分かった。

5.2 ガルバノミラーの駆動電圧と 角度変化

ガルバノミラーの駆動電圧と角度変化の関係を確認 するために、遠方でレーザーを集光させ、駆動電圧の変 化による焦点位置の変化を測定した(図 5.5)。



図 5.5 角度変化を観測する光学系

ファンクションジェネレータ(FG;nF回路設計ブロッ ク社製、WF1947)を用いて駆動電圧を変化させると、 図 5.6 のような角度変化が得られた。



図 5.6 駆動電圧と角度変化の関係

このグラフから、今回使用したガルバノミラーの駆動 電圧と角度変化の関係は線形であり、以下の関係式に 従うことが分かった。

 $1.74 \pm 0.01 \, \text{deg/V}$ (5.3)

5.3 ガルバノミラーの角速度

5.3.1 真空場 STIRAP を実現するための

原子の移動速度の条件

真空場 STIRAP を実現するには、原子が感じるラビ 周波数を図 3.2 のように断熱的に変化させる必要があ る。原子を共振器の定在波の中で移動させる際のラビ 周波数 $\Omega_{p,s}$ は、原子が定在波の腹から節へと移動するの にかかる時間 τ を用いて以下のように表せる。

$$\Omega_{\rm s}(t) = g_0 f(\tau), \ \Omega_{\rm p}(t) = g_0 f(t-\tau)$$
(5.4)

$$f(t) = \cos\left[\frac{\pi t}{2\tau}\right], \quad -\tau < t < \tau \quad (5.5)$$

ただし、 g_0 は定在波の腹で得られる結合強度の最大値 である。

また、[3]より断熱条件は以下のように表される。

$$g_0 \tau \gg 1 \tag{5.6}$$

一方で、図 3.3 のような cavity QED 系では、共振器モ ードの外部損失レートκの逆数よりも短い時間でコヒ ーレントな操作を完了させる必要がある。そのため、真 空場 STIRAP を観測するためには以下の条件が満たさ れなければいけない。

$$\frac{1}{g_0} < \tau \ll \frac{1}{\kappa} \tag{5.7}$$

5.3.2 ガルバノミラーの角速度の評価

式(5.7)を満たすような共振器中の原子の移動速度は、 想定される共振器パラメータ $g_0 = 2\pi \times 2.4$ MHz, $\kappa = 2\pi \times 110$ kHzを用いて

$$0.135 \,\mathrm{m/s} < \frac{dx}{dt} \ll 2.94 \,\mathrm{m/s}$$
 (5.8)

と求められる。ここで、ガルバノミラーの回転の角速度 β を用いて $\theta(t) = \beta t$ とおくと、式(5.8)を満たす時のガ ルバノミラーの角速度条件は、式(4.4)を時間tについて 微分したトラップの移動速度から、以下のように求め られる。

13.5 rad/s < β < 294 rad/s (5.9) そこで、ガルバノミラー(Thorlabs, GVS001)の角速度 β が式(5.9)を満たすことができるかを調べるために、図 5.7 のような光学系を構築し、三角波の駆動電圧を用い、 角度振幅0.28 degで掃引した。その結果、掃引周波数 7.5 Hzにおいては図 5.8 のような信号が得られた。



図 5.7 角速度を測定する光学系



APD 受光面の中心と入射ビームの中心の距離が*d*であるとき、APD の受光面の領域で切り取られたビームのパワーから、距離*d*と信号電圧*V*の関係式(5.10)が得られる。



図 5.9 APD 受光面と入射ビームの位置関係

これを図 5.8 に示したような APD 信号と比較すること より、図 5.10 を得た。



ここで、水色の領域は式(5.9)の、真空場 STIRAP を実 現するためのガルバノミラーの角速度条件を表してい る。水色の領域ではプロットが線形ではないため、ガル バノミラーが機械共振を起こし始めていると考えられ る。掃引振幅を今の10倍にすれば、角速度βも10倍と なるため、機械共振を起こさない0~400 Hzの範囲の掃 引周波数で角速度条件を満たすことができると考えら れる。

6 まとめ・今後の展望

本研究では、真空場を利用した誘導ラマン断熱過程 (STIRAP)を実現するために必要な共振器中で原子と 単一光子の結合強度の制御に向けて、一次元的に原子 の位置を掃引することが可能な光双極子トラップ走査 システムの開発を行った。

レーザーパワー18 mW の $\lambda = 813.4$ nm半導体レーザ を回折限界性能非球面レンズによってビーム径 $w_0 \approx$ 1 µmに集光し、原子に照射することで原子を共振器中 の約20 nmの領域にトラップできることが分かった。ガ ルバノミラーは静止状態で2 kHz前後の周波数で振動 しており、微小領域への原子のトラップのためには、こ のゆらぎを抑制する必要があることが分かった。さら に、ガルバノミラーの掃引振幅を2.8 deg程度にするこ とで、真空場 STIRAP の実現に必要な角速度条件を満 たせることが分かった。

今後は、ガルバノミラーの回転角の線形性が崩れる 周波数領域でのガルバノミラーの角度変化の詳細を調 べた上で、実際に原子をトラップし、掃引を試みる予定 である。

参考文献

- [1] Bruce W. Shore, Advances in Optics and Photonics9, 563 (2017).
- [2] J. McKeever, et al. Phys. Rev. Lett. 90 (2003)
- [3] L. P. Yatsenko, et al. Phys. Rev. A 65 (2002)