

# 光共振器への原子の強結合に向けた 磁気光学トラップの作製

丹治研究室 三野原泰成

2022年3月5日

## 1 序論

1900年代初頭より発展してきた量子力学は、半導体、IT、通信などあらゆる分野での技術発展に大きく寄与してきた。近年では量子情報科学と呼ばれる分野の研究が盛んである。量子情報科学とは、量子力学的な状態を利用して従来の情報処理や情報通信の技術では得られなかった機能を実現しようとする試みのことである。情報を担う量子として電子スピンや原子核スピン、超伝導素子等が挙げられるが、それらの中でも、比較的、長距離の伝送が可能で外部環境の影響を受けづらい光子が注目されており、最も現実的な通信媒体と考えられている。しかし光子には、光子同士が直接相互作用することができないという、情報処理上の致命的な欠点がある。

通常は光子一個に相当する電磁場は極めて微弱であり、物質に有意な影響を与えることは難しいため、物質を媒介させることによる光子同士の実効的な相互作用の実現は困難である。そこで当研究室では、非常に反射率の高いミラーを用いた光共振器中で光子の電場を増強させることで、原子と光子の強結合による光子同士の相互作用の実現を目指している。この方法によって原子と光子を強く相互作用させるには、原子を光共振器モード中に捕捉する必要がある。そのためには原子を空間の一点に留める必要があり、さらにそれがドップラー広がりのお小さい冷たい原子であれば、原子の量子状態を精密に制御することが容易になる。本研究ではこれらを実現するために、磁気光学トラップ (MOT) の構築を行った。当研究チームでは、昨年度に観測して以降、冷却原子集団が観測できない状態となっていたため、MOT の構成要素である光源、四重極磁場、 $^{87}\text{Rb}$  原子源について問題点の探索を行った。

## 2 原理

### 2.1 磁気光学トラップ (MOT)

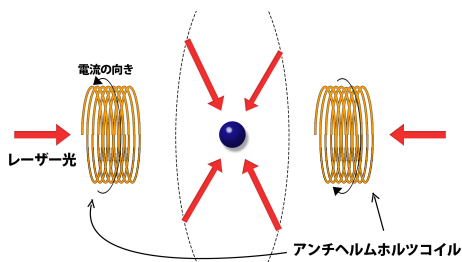


図 1: MOT の概略図

#### 2.1.1 ドップラー冷却

原子が光を吸収したり放出する際には運動量が保存する。任意の方向に運動している原子に対して、その原子の共鳴角周波数 ( $\omega_0$ ) よりもわずかに低い角周波数の光 ( $\omega$ ) を照射すると、ドップラー効果により、原子は運動方向 (速度  $v$ ) と対向する向きに進む光 (見かけ上の角周波数:  $\omega + kv$ ) の吸収と、ランダムな向きへの光子の放出を繰り返し、速度 0 付近まで減速する。このとき原子は以下の式に示したような力を受ける。

$$\begin{aligned} F_{\text{molasses}} &= F(\omega - \omega_0 - kv) - F(\omega - \omega_0 + kv) \\ &\simeq F(\omega - \omega_0) - \frac{\partial F}{\partial \omega} kv - F(\omega - \omega_0) + \frac{\partial F}{\partial \omega} kv \\ &\simeq -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv \\ F &= -\alpha v \end{aligned} \quad (1)$$

式 (1) から、原子は進行方向に対して摩擦力のような力を受けることがわかる。

#### 2.1.2 四重極磁場によるゼーマン効果の利用

ドップラー冷却された原子を三次元的にトラップするために、アンチヘルムホルツコイルが発生する四重極磁場を用いる。

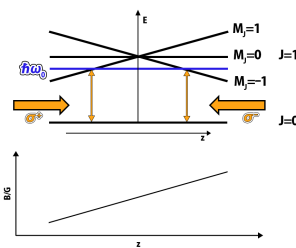


表 1: 円偏光による角運動量の遷移

	$\sigma^+$	$\sigma^-$
全角運動量 $J$	$0 \rightarrow 1$	$0 \rightarrow 1$
スピ角運動量 $M_J$	$0 \rightarrow 1$	$0 \rightarrow -1$

図 2: 四重極磁場準位図

図 2 のように励起状態の全角運動量を  $J = 1$ 、基底状態の全角運動量を  $J = 0$  とする。アンチヘルムホルツコイルの中心以外の点では、励起状態の縮退が解け、磁気副準位 ( $M_J = -1, 0, +1$ ) にゼーマンシフト ( $\Delta E = g_J \mu_B B M_J$ ) が生じる。ただし、 $g_J$  は Landé の  $g$  因子、 $\mu_B$  はボーア磁子、 $B$  は磁場である。中心での磁場の大きさは 0 であり、磁場は中心からの距離に比例して大きくなっていく。 $z$  軸上での磁場  $B_z$  を比例定数  $\beta'$  を用いて表すと

$$B_z = \beta' z \quad (2)$$

となるため、 $M_J = \pm 1$  の磁気副準位のゼーマンシフト量も、 $z$  に比例する。

ここで、四重極磁場の中心に向けて逆向きの円偏光を持つ二

本のレーザー光を対向させて照射させる。円偏光には、光軸に対して回転する向き異なる $\sigma^+$ と $\sigma^-$ の二種類がある。角運動量保存則により、 $\sigma^+$ 偏光は $M_J = 1$ 、 $\sigma^-$ 偏光は $M_J = -1$ への遷移を起こす(表1)。図2のようにレーザー光の周波数が $B_z = 0$ での原子の共鳴周波数に対してわずかに赤方離調しているとき、原子が $z < 0$ にある時は $\sigma^+$ 偏光、 $z > 0$ にある時は $\sigma^-$ 偏光による遷移の方がより共鳴に近くなる。すなわち原子の位置によって二種類の光の吸収率が異なり、 $z = 0$ へ戻ろうとする復元力が生じる。

## 2.2 レーザー周波数の安定化法

本研究ではMOTの実現のために周波数参照レーザー、冷却用レーザー、リポンプ用レーザーの三種類のレーザーを用いる。それぞれの周波数を図3に示した。

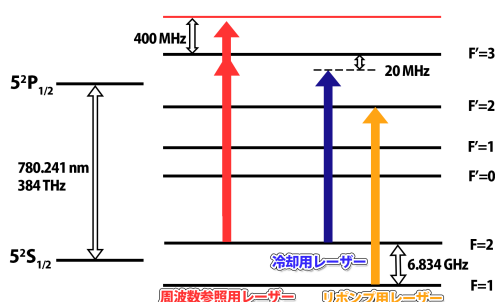


図3: 原子の準位と実験用光源の周波数

### 2.2.1 Doppler-free DAVLL 法

周波数参照レーザーは冷却用レーザーとリポンプ用レーザーを安定化させる際の周波数基準となるレーザーである。MOTの実現に向けて、まずはこのレーザーを、飽和吸収分光法とDAVLL(dichoric atomic vapor laser locking)法を組み合わせたDoppler-free DAVLL法で $^{87}\text{Rb}$ の $D_2$ 線の周波数に安定化させた。

### 飽和吸収分光法

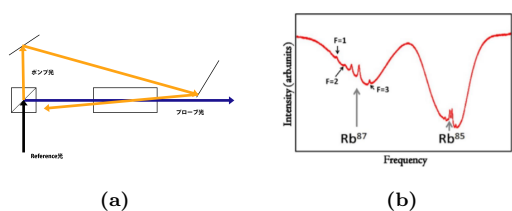


図4: (a) 飽和吸収分光法の概略図, (b) 飽和吸収スペクトル [1]

原子に対して入射させるレーザー光の強度をある程度以上まで強くすると、入射光強度をそれ以上強くしても励起状態の原子数が変化しなくなる。このような現象を飽和と呼ぶ。この現象を利用して、ドップラー広がり大きい室温原子を用いているにも関わらず、原子の自然幅程度のスペクトルを得ることができる手法が飽和吸収分光法である。

具体的には、強度の高いポンプ光と強度の低いプローブ光を対向させてガスセルに入射させた時、光軸に対して垂直方向に運動している(光軸方向の速度が0)原子のみがポンプ光とプローブ光の両方を吸収することができるため、これらの原子に共鳴する周波数においては、ポンプ光による飽和効

果により、プローブ光が透過する。そのため、この時観測されるプローブ光の吸収スペクトルには、ラムディップと呼ばれる、線幅が原子の自然幅程度のくぼみが生じる。

### DAVLL 法

原子に弱い磁場をかけることで、原子の磁気副準位の縮退が解ける現象をゼーマン効果と呼ぶ。DAVLL法は縮退が解かれた原子について、異なる偏光による吸収スペクトル同士の違いを取ることで得られる誤差信号に対してレーザーの周波数を安定化させる方法である。

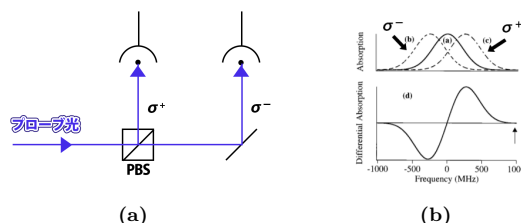


図5: (a) DAVLL法の概略図, (b) DAVLL法の吸収スペクトルと誤差信号 [2]

### Doppler-free DAVLL 法

飽和吸収スペクトルにDAVLL法を適用することで、原子の自然幅(ラムディップの線幅)程度以下の安定度で周波数を安定化させることが可能となる。本研究では、この方法を用いて、周波数参照レーザーを安定化させた。

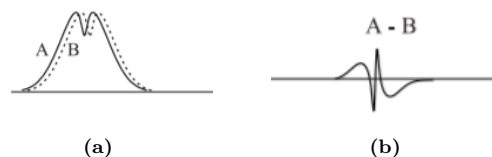


図6: (a) ゼーマンシフトした飽和吸収スペクトル, (b) Doppler-free DAVLL法の誤差信号 [3]

### 2.2.2 Delay-line 法

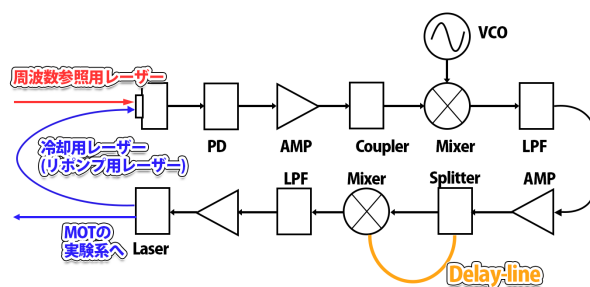


図7: Delay-line 回路

原子の遷移に対して安定化させた周波数参照レーザーに対して、delay-line法を用いて、冷却用レーザーとリポンプ用レーザーを安定化させた。Delay-line法は、二つのレーザー光を重ね合わせて得られるビート信号を、光路差のある二経路に分けた後に再び混合することで、二つのレーザーの周波数差に対応した誤差信号を得る手法である [2]。図7にdelay-line法の回路の概略図を示す。

図7の回路では、入力電圧に応じて発振周波数が変化する voltage-controlled oscillator(VCO) をビート信号と混合させることで、任意のオフセット周波数でレーザー周波数を安定化できるようになっている。ビート信号を  $A \cos(\omega_{in}t)$ 、VCO の入力信号を  $B \cos(\omega_{VCO}t)$  とすると、ミキサーによって混合された後の信号は

$$A \cos(\omega_{in}t) \times B \cos(\omega_{VCO}t) = \frac{AB}{2} \{ \cos(\omega_{in} + \omega_{VCO})t + \cos|\omega_{in} - \omega_{VCO}|t \} \quad (3)$$

となる。ミキサー通過後、ローパスフィルターによって式の第一項の成分は取り除かれる。その後、ビート信号は光路差のある二経路に分かれ、再びミキサーで混合される。短い方の経路を通過した信号を  $\alpha \cos \omega t$ 、長い方の経路の信号を  $\alpha \cos \omega(t + \tau)$  とすると ( $\omega = |\omega_{in} - \omega_{VCO}|$ )、これら二つの信号を混合して得られる信号は

$$\alpha \cos \omega t \times \alpha \cos \omega(t + \tau) = \frac{\alpha\beta}{2} \{ \cos \omega \tau + \cos \omega(2t + \tau) \} \quad (4)$$

となる。先程と同様にミキサー通過後にローパスフィルターを通過させると第二項の成分が取り除かれるため、式(5)のような誤差信号が得られる。

$$\frac{\alpha\beta}{2} \cos \omega \tau = \frac{\alpha\beta}{2} \cos |\omega_{in} - \omega_{VCO}| \tau \quad (5)$$

式(5)より、VCO 周波数の値を変化させることで誤差信号の位相を変化させられることが分かる。制御回路の周波数分解能はロックポイントでの誤差信号の傾きで決まるため、ロックポイントが傾きの大きな箇所にかかるように誤差信号のオフセット電圧を調整する必要がある。

### 3 実験

#### 3.1 レーザーの周波数安定化

MOT の実現に向けて、まずは光源の安定化を行った。

##### 3.1.1 周波数参照用レーザー

周波数参照用レーザーは  $^{87}\text{Rb}$  の  $|5^2S_{1/2}, F = 2 \rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3 \rangle$  の遷移に対して安定化させた。得られた飽和吸収スペクトル、誤差信号、そして安定化後の誤差信号の波形をそれぞれ図8(a)~(c)に示した。図8(b)にあるように、昨年度はオレンジ色の丸で囲ったスロープに対してレーザーを安定化させていたため、今回は青い丸で囲ったスロープに対して安定化できるようフィードバックの極性を逆転させた。その副次的効果として、スロープの傾きの大きさが昨年度使用していたものの約3倍ほどになったため、安定化後の安定度も昨年度より向上した。飽和吸収スペクトルのピーク CO13 と CO23 の間の周波数が 79.5 MHz であることが分かっているので以下の式によって安定化後の周波数ゆらぎを求めた。

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \Delta V[\text{mV}] \times \frac{79.5[\text{MHz}]}{\Delta t_{p-p}[\mu\text{s}]} \times \frac{\Delta t_{\text{slope}}[\mu\text{s}]}{\Delta V[\text{mV}]} \\ &= 3.74[\text{mV}] \times \frac{79.5[\text{MHz}]}{94[\mu\text{s}]} \times \frac{24[\mu\text{s}]}{154[\text{mV}]} \\ &\simeq 493[\text{kHz}] \end{aligned} \quad (6)$$

周波数参照用レーザーは、delay-line 法の系の直前で音響光学素子(AOM)によって400 MHz 周波数をシフトさせた。こうすることによって、周波数参照用レーザーと冷却用レーザーのビート信号の周波数が扱いやすいものとなり、より安定度の高いロックが可能になる。

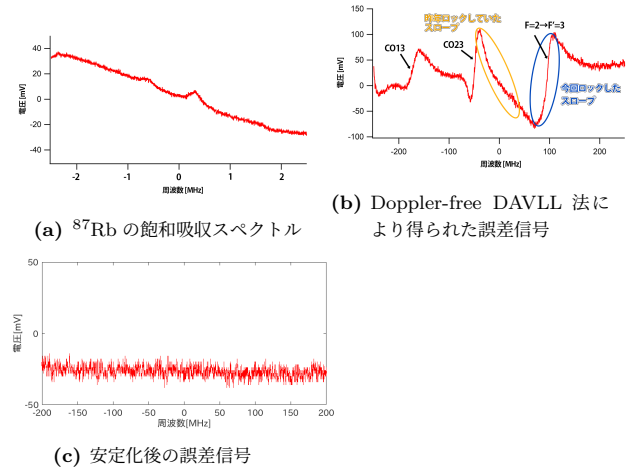


図8: 周波数参照用レーザーの安定化

##### 3.1.2 冷却用レーザー

図3に示した通り、冷却用レーザーの周波数は、 $|5^2S_{1/2}, F = 2 \rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3 \rangle$  の遷移から 20 MHz 程度赤方離調させたいため、AOM を通過した周波数参照用レーザーと冷却用レーザーの周波数差が 420 MHz となるように冷却用レーザーの周波数を安定化させた。この時、冷却用レーザーと周波数参照用レーザーの周波数差の符号に依らず、スペクトラムアナライザー上に表示されるビート信号の周波数の値は 420 MHz となる。そのため、冷却用レーザーの電流値を変化させて二つのレーザーの周波数差の符号を確認した。

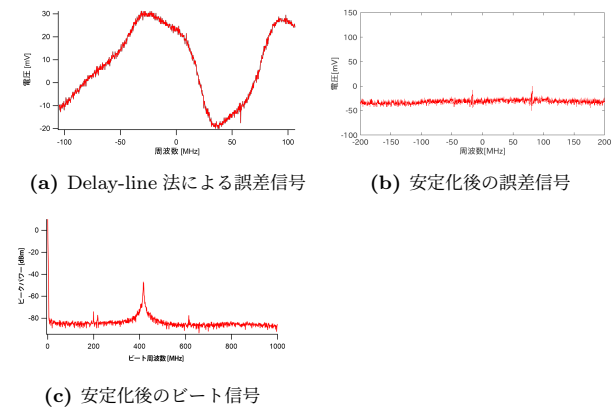


図9: 冷却用レーザーの安定化

また、delay-line の長さ (1 m) から安定化後の周波数ゆらぎ

を以下の式によって求めた。

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \Delta V[\text{mV}] \times \frac{f[\text{MHz}]}{\Delta t_{p-p}[\mu\text{s}]} \times \frac{\Delta t_{\text{slope}}[\mu\text{s}]}{\Delta V[\text{mV}]} \\ &= 4.19[\text{mV}] \times \frac{200[\text{MHz}]}{470.8[\mu\text{s}]} \times \frac{68.4[\mu\text{s}]}{128[\text{mV}]} \\ &\approx 950[\text{kHz}] \end{aligned} \quad (7)$$

### 3.1.3 リポンプ用レーザー

リポンプ用レーザーについても冷却用レーザーと同様の手法で安定化させた。図3の通り、リポンプ用レーザーの周波数は、 $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'=2\rangle$  の遷移に共鳴させる必要があるが、そうすると、周波数参照用レーザーとリポンプ用レーザーのビート周波数は 6.168 GHz と大きい値となってしまう、回路中での損失の影響を受けやすくなる。そこで、このビート信号を信号発生器からの 6.8 GHz の信号とさらに混合させた。さらに、632 MHz にビート信号の値が合うように調整し、安定化させた。

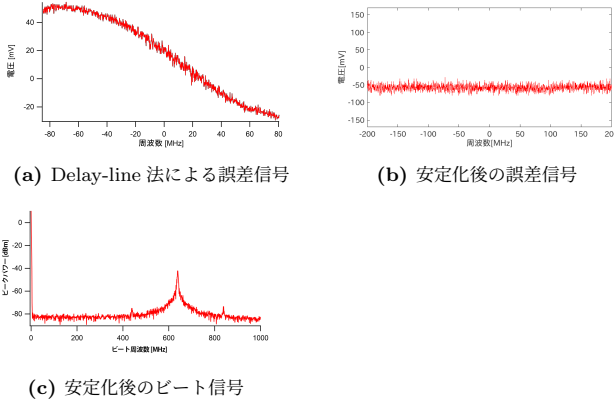


図 10: リポンプ用レーザーの安定化

安定化後の周波数ゆらぎは

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \Delta V[\text{mV}] \times \frac{f[\text{MHz}]}{\Delta t_{p-p}[\mu\text{s}]} \times \frac{\Delta t_{\text{slope}}[\mu\text{s}]}{\Delta V[\text{mV}]} \\ &= 8.65[\text{mV}] \times \frac{194[\text{MHz}]}{584[\mu\text{s}]} \times \frac{143[\mu\text{s}]}{256[\text{mV}]} \\ &\approx 1.60[\text{MHz}] \end{aligned} \quad (8)$$

より 1.60 MHz となった。この時の delay-line の長さは 1.03 m であった。

### 3.2 MOT の観測

図 11 のように冷却用レーザーとリポンプ用レーザーを真空チャンバーに入射させた。

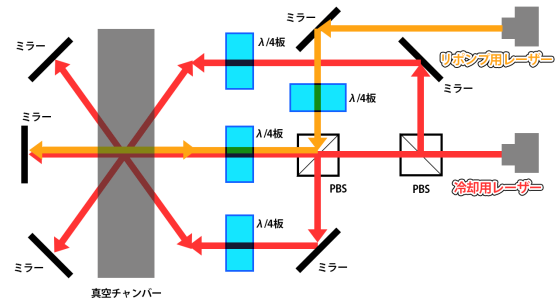


図 11: MOT の光学系の概略図

その後、四重極磁場を発生させ、 $^{87}\text{Rb}$  原子源に電流を流して、 $^{87}\text{Rb}$  原子をチャンバー中に放出させた結果、チャンバー内で図 12 のような冷却原子集団が観測できた。

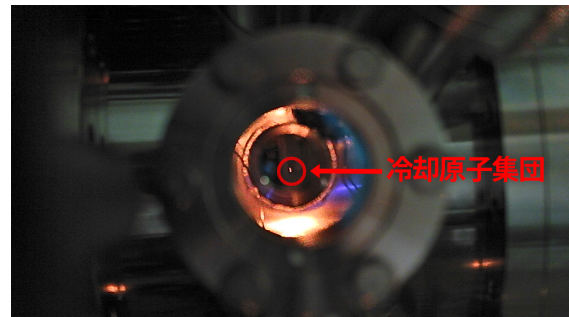


図 12: MOT でトラップした冷却原子集団

## 4 まとめと今後の展望

### 4.1 まとめ

本研究では共振器中での原子と光子の強結合に向けた冷却原子集団の作製のため、MOT 観測の障害となっていた光源の問題点を抽出し改善を行った。具体的には、周波数参照用レーザーを原子の遷移に対して安定化させる際のフィードバックの極性を修正し、安定化後の安定度を向上させた。

### 4.2 展望

今後の展望としては、time of flight(TOF) 法等を用いて温度評価など、冷却原子集団のより詳細な特性評価を行う予定である。

## 参考文献

- [1] Altaf H. Nizamani et al, Computer-Based Frequency Drift Control of Multiple LASERS in Real-Time, International Journal of Scientific & Engineering Research, Volume 4, Issue 6, June 2013,p.3040
- [2] Kristan L. Corwin et al, Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor, APPLIED OPTICS, Vol.37, No.15, 20 May 1998, p3296
- [3] T. Petelski et al., Doppler-free spectroscopy using magnetically induced dichroism of atomic vapor: a new scheme for laser frequency locking, THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL D, 22, 279?283 (2003), p.279~283