

# 磁気光学トラップ補正磁場用コイルおよび制御系の開発

丹治研究室 学部4年 高山 泰征

提出日 2019年3月8日

## 1 研究背景・目的

古典的には光は波であると考えられているが、微弱光などの特殊な場合では波と粒子双方の性質が現れる。このような光子の量子力学的性質を利用する技術が昨今注目されている。特に量子暗号通信は世界中で研究が盛んに行われており、通信技術が普及している現代において重要性が増している。光子により伝達された量子情報を処理する上では、光子により光子を直接制御できることが望ましい。そのためには光子と光子が相互作用する必要があるが、光子同士は真空中で相互作用を起こさないため、他の物質を介することで光子間の相互作用を起こすことが考えられる。しかしながら、単一光子の作る電場が弱いため、光子と物質の相互作用が弱いことが問題として挙げられる。この問題は原子を共振器中にトラップし、共振器中で増幅された光子の電場と相互作用させることで解決される。

我々の研究室では共振器内の原子集団を利用し、光子間の相互作用を観測することを目指している。そのためには光子と原子の間の相互作用を増強させるために、共振器モード中に原子をトラップする必要がある。原子をトラップするためには磁気光学トラップ(MOT)[1]を利用するが、MOTと共振器モードを重ねるためにMOTのトラップ位置を精密に制御する必要がある。そこで本研究ではMOTの位置調整に用いる補正磁場をかけるためのコイルと、コイルに供給する電流を制御するための回路の作

製を行った。

## 2 原理

### 2.1 ドップラー冷却

波数 $\vec{k}_{abs}$ を持つ光子を吸収するとき、原子は運動量 $\hbar \vec{k}_{abs}$ を受け取る。その後、原子はランダムな方向に光子を自然放出するため、その際の平均的な運動量変化は0となる。結果として吸収と放出の1サイクルの過程で原子の速度は平均的に $\frac{\hbar \vec{k}_{abs}}{m}$ だけ変化する。これらことから、原子が対向するレーザー光を吸収することで、原子は冷却される。

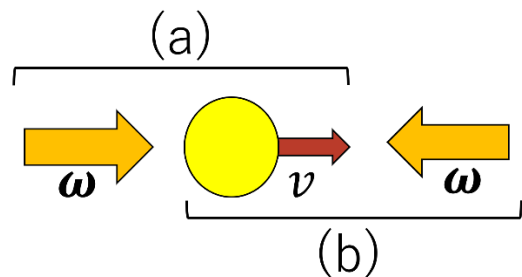


図1 レーザー光と原子の様子

図1のように右向きに移動する2準位原子に左右からレーザー光を照射する場合を考える。2準位間の共鳴周波数を $\omega_0$ 、照射するレーザー光の周波数を $\omega (< \omega_0)$ 、原子の速度を $v$ とする。図2の(b)のように原子とレーザー光が対向している場合、原子の感じる光の周波数はドップラー効果により $\omega$ より大きくなり $\omega_0$ に近づく。逆に、(a)のように原子とレーザー光の進む向きが同じ場合、原子の感じる周波数はドップラー効果により $\omega$ より小さくなり

$\omega_0$ から遠ざかる。これにより原子は対向するレーザー光をよりよく吸収することとなる。

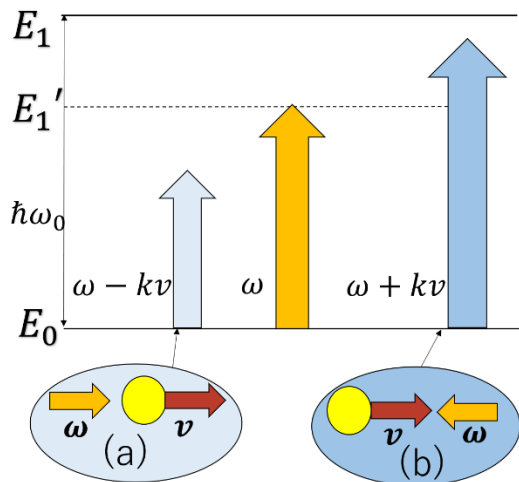


図2 原子が感じるレーザー光の周波数

## 2.2 ゼーマンシフトを利用した復元力

ドップラー冷却によって原子を冷却することはできるが、原子を空間的に一箇所に留まらせることはできない。そこで、3次元的に不均一な磁場を加え、レーザー光の円偏光とゼーマンシフトを利用することで復元力を生じさせると、原子を空間の特定領域にトラップすることができる。

原子の準位は2つと考えていたが、実際には準位が縮退している場合がある。ここでは上の準位が3つに縮退している場合、その3つの準位を角運動量子数で区別し、それぞれ $M_J = +1, 0, -1$ とする。磁場をかけることでこれらの準位の縮退が解ける。このエネルギーシフトはゼーマンシフトと呼ばれている。

空間変化する磁場は2つの平行なコイルに逆向きに電流を流すアンチヘルムホルツコイルによって作り出すことができる。磁場の大きさは中心では0で、中心から離れるにしたがって距離に比例して大きくなっていく。Z軸上での磁場は比例定数 $\beta'$ を用いて、

$$B = \beta'z \quad (1)$$

と表せる。

次にレーザー光の偏光について考える。偏光

とは横波である電場の振動する向きのことである。ある決まった1方向に直線的に振動している場合を直線偏光と呼び、空間的に偏光が変化し、電場ベクトルの先がらせんを描くような場合を円偏光と呼ぶ。円偏光はある軸を基準に、回転する向きによって $\sigma^+$ 、 $\sigma^-$ の2つがある。角運動量の保存により、 $\sigma^+$ は $J=0, M_J=0 \rightarrow J=1, M_J=1$ への遷移だけを起こし、 $\sigma^-$ は $J=0, M_J=0 \rightarrow J=1, M_J=-1$ への遷移だけを起こす。図2.1.4のようにレーザー光の周波数がゼーマンシフトが無い時の原子の共鳴周波数より少し赤方離調している時、ゼーマンシフトの結果、 $z$ が正の領域では、 $J=0, M_J=0 \rightarrow J=1, M_J=-1$ の遷移がより共鳴に近く、 $z$ が負の領域では、 $J=0, M_J=0 \rightarrow J=1, M_J=1$ の遷移がより共鳴に近くなる。したがって、 $z$ が正の領域の原子は $\sigma^-$ の円偏光の光を吸収しやすく、負の領域の原子は $\sigma^+$ の円偏光の影響の光を吸収しやすい。このいずれの場合にも、原子は磁場が0である原点に向かう復元力を受け、原点付近にトラップされる。

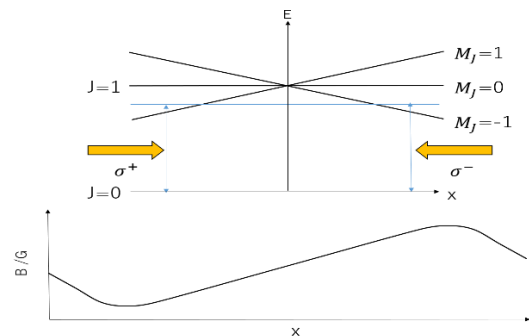


図3 四重極磁場と原子の準位図

## 2.3 磁気光学トラップ位置の移動

2.2 で述べた通り、磁気光学トラップにおいては原子は磁場0の位置にトラップされる。そのため、四重極磁場に加えて外部からコイルペアを用いて補正磁場をかけることで、トラップ位置を制御することが可能になる。

1000 G/m の磁場が磁気光学トラップにより発生しているとする。共振器の中心と磁気光

学トラップのアンチヘルムホルツコイルの中心が最大で 500  $\mu\text{m}$  ずれ得るとすると、最大で共振器の中心における磁場は、

$$B = 1000 \times 500 \times 10^{-6} = 0.5 \text{ G}$$

となる。よって、コイルペアの中心に最大で 0.5 G の磁場を発生させれば磁気光学トラップと共振器の中心を重ねることができる。

## 2.4 コイルペアの作り出す磁場

半径 R の 2 つの円形コイルを距離 2x だけ隔て同一の中心軸を持つように設置する。2 つのコイルに同じ向きに同じ強さの電流を流すことで、2 つのコイルに挟まれた空間の中心部分にはほぼ一樣な磁場を発生させることができる。コイルの巻き数を n とする。片方のコイルが中心軸上に作る磁場は、ビオ・サバルの法則より

$$B = \frac{\mu_0 n I R^2}{2(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (2)$$

ここで、 $\mu_0$  は真空の透磁率  $4\pi \times 10^{-7} \text{ T}\cdot\text{m/A}$ 、n は各コイルの巻き数、I はコイルに流れる電流、R はコイルの半径である。2 つのコイルの間では、各コイルが発生する磁場は等しいので、コイルペアにより上式の 2 倍の磁場が発生することとなる。

$$B = \frac{\mu_0 n I R^2}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (3)$$

## 2.5 正負可変利得回路

図 4 のような回路を作製する。(a) は連続可変利得回路[2]、(b) は正負電流制御回路である。

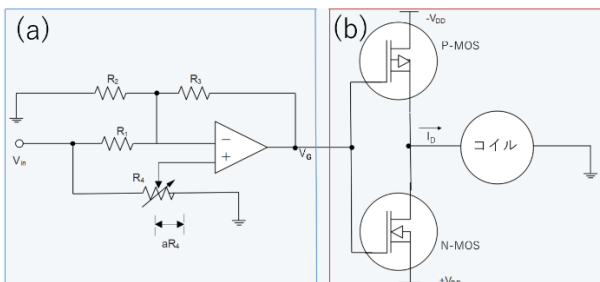


図 4 作製した回路図

(a) の回路は (b) への入力電圧  $V_G$  を正負に渡っ

て制御する回路である。この回路の電圧利得は、

$$G = \frac{V_G}{V_{in}} = -\frac{R_3}{R_1} + a\left(1 + \frac{R_3}{R_2} + \frac{R_3}{R_1}\right) \quad (4)$$

となる。 $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$ 、 $R_2 = 1 \text{ k}\Omega$ 、 $R_3 = 10 \text{ k}\Omega$  とし、 $a$  は  $R_4$  の抵抗分割比である。 $a$  は 0~1 の範囲であるので、 $G = -10 \sim 11$  倍まで可変である。

(b) の回路は入力電圧  $V_G$  に対し、 $V_G \geq 0$  のとき、N-MOSFET を通してコイルに正の電流が流れ、 $V_G \leq 0$  のとき、P-MOSFET を通してコイルに負の電流が流れるものである。

## 3 実験結果

### 3.1 コイルの作製

真空チャンバーの外側にコイルを設置する都合上、チャンバーの大きさを考慮し、コイル間の距離は 33.4 cm と決定した。2 つのコイルをそれぞれコイル A、コイル B とした時の特性は以下ようになった。

表 1 コイルの抵抗値の比較

	測定値 / $\Omega$	計算値 / $\Omega$
コイル A	28.7	32.1
コイル B	31.3	32.7

コイル B において、抵抗の測定値と計算値は概ね一致した。コイル A において、抵抗の測定値は計算値の 89.4 % となった。コイルの巻き数が間違っていた可能性がある。これらの値からコイルが短絡していないことを確認した。

### 3.2 磁場の測定

作製したコイルにそれぞれ定電流を流し磁場を測定した。測定結果と計算結果を図 5 にまとめ、比較を行った。

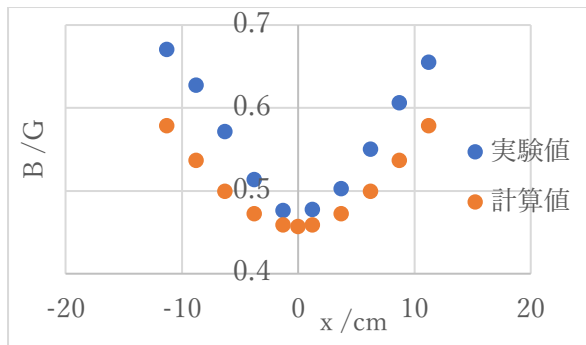


図5 測定した磁場勾配

コイル間の中心で磁場 0.482 G となり、0.5 G 程度の磁場を発生させていることを確認した。また、コイル間の中心で磁場の変化が緩やかになっていることを確認した。

### 3.3 正負可変利得回路の特性評価

図 4(a)の連続可変利得回路の特性評価を行い、結果を図 6 にまとめた。

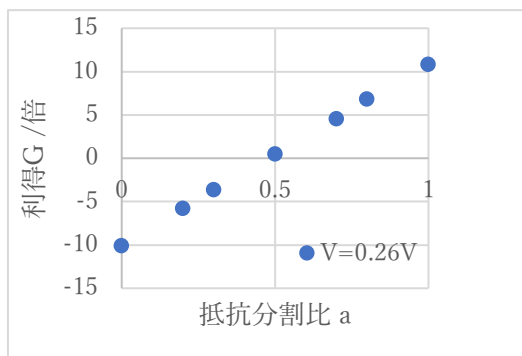


図6 連続可変利得回路の特性

$R_4$ の抵抗分割比 $a$ によって、利得 $G$ が $-10.1 \sim 10.8$  倍に変化した。計算値は $-10 \sim 11$  倍であるため測定値が妥当であることを確認した。

次に図 4(b)の MOSFET の特性評価を行い、図 7 にまとめた。

$V_G$ が $-6 \sim +6$  V の範囲で十分に $\pm 100$ mA の出力が得られることを確認した。図 4 の(a)の連続可変利得回路の利得 $G$ が $-10.1 \sim 10.8$  倍であることから $V_{in}$ に 1 V の入力電圧を与えると $\pm 100$  mA の出力が十分得られることも確認できた。

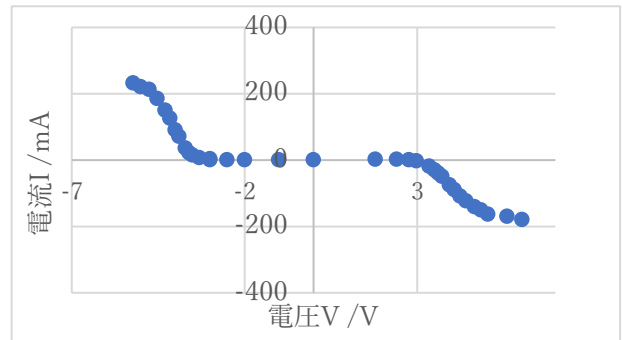


図7 正負電流制御回路の特性評価

## 4 まとめと今後の展望

磁気光学トラップの位置調整のために補正磁場用コイルと供給電流制御用の回路の作製を行った。回路の電圧利得は $-10.1 \sim +10.8$  倍であり、設計値の $-10 \sim +11$  倍とほぼ一致した。作製したコイルの磁場は中心付近で 0.5G であり、目標としていた磁場を発生させることができた。今後の展望としては 50 mV の入力電圧雑音に対して 10 mA 程電流値がゆらぐことが予測されるため、フィードバック回路を作製し安定性を高める。また、トラップ位置を 3 次元的に制御するため、これらの回路を 2 系統作製し、実際に MOT でトラップされた原子の移動を観測することだ。

## 5 参考文献

- [1] Pantita Palittapongarnpim, Characterization of Magneto-optical Trap For Experiments in Light-Atom Interfacing, P8-17(2012)
- [2] 塩沢修/村橋善光 「電子回路設計の基礎知識」 No.92, P.211-212(2005)