

令和2年度卒業論文

Rb 原子気体の高速 BEC 生成に向けたレーザー冷却実験

Laser cooling experiment for fast BEC production of rubidium atomic gas

応用理工系学科 応用物理工学コース

フォトニクス研究室

岡田瑛理

目次

第1章 序論.....	5
1.1 研究背景.....	5
1.2 本研究の目的.....	5
第2章 原理.....	6
2.1 ボーズ・アインシュタイン凝縮 (Bose-Einstein condensation :BEC)	6
2.2 BEC 生成までの流れ.....	7
2.3 磁気光学トラップ.....	7
2.3.1 原子がレーザーから受ける力.....	8
2.3.2 ドップラー冷却.....	8
2.3.3 磁気光学トラップ.....	9
2.3.4 リポンプ (Repump)	13
2.4 偏光勾配冷却.....	14
2.5 共振器増幅した光格子によるトラップ.....	14
2.5.1 共振器 (Cavity)	14
2.5.2 光格子トラップ.....	17

第3章 実験装置.....	18
3.1 磁気光学トラップ (MOT)	18
3.1.1 真空.....	18
3.1.2 レーザーのセットアップ.....	18
3.1.3 周波数の安定化.....	22
3.1.4 MOT用のコイルと磁場.....	25
3.1.5 レーザーの照射.....	25
3.2 共振器増幅した光格子によるトラップ.....	26
3.2.1 共振器.....	26
3.2.2 レーザーのセットアップ.....	27
3.2.3 フィネスの測定.....	28
3.2.4 ポテンシャルの深さ.....	29
3.2.5 周波数の安定化.....	30
第4章 原子のレーザー冷却実験.....	31
4.1 磁気光学トラップ(MOT).....	31
4.2 偏光勾配冷却(PGC).....	32

4.2.1 偏光勾配冷却の操作	32
4.2.2 吸収イメージ	33
4.3 共振器増幅した光格子によるトラップ.....	36
4.3.1 吸収イメージ	36
第5章 まとめ	38

第 1 章 序論

1.1 研究背景

1980年代からレーザー冷却に関する研究が飛躍的に発展し、1995年には原子気体のボース-アインシュタイン凝縮 (BEC) が初めて実現された[1]。それからこの極低温における原子に関する研究はさらなる発展を遂げ、BEC を制御、操作する様々な実験技術が開発されている。Feshbach 共鳴によって極低温原子から極低温の分子を作るといった技術も開発された。そしてこの極低温分子を使った精密分光や化学反応に関する研究が近年盛んに行われている。2019年には基礎物理定数である電子・陽子質量比の恒常性が検証され、極低温分子を使った精密分光によりそれまでの5倍の恒常性が確認された[2]。今年度から我々の研究室でも電子・陽子質量比のより精密な検証を目標として研究を立ち上げる。BEC の原子から極低温分子をつくり、それを使った精密分光を計画している。

1.2 本研究の目的

本研究では極低温分子を作るための BEC の原子を高速に作るということを目的としている。2017年の研究で、蒸発冷却を使わずに原子を光格子によるトラップとラマンサイドバンド冷却を繰り返すことで高速に BEC が達成された[3]。本研究ではこれを3次元に拡張し、共振器によりポテンシャルを深くするという方法でより多くの原子をトラップし、高速に BEC を生成することを目指す。

第2章 原理

2.1 ボーズ・アインシュタイン凝縮 (Bose-Einstein condensation :BEC)

量子力学上で粒子はスピンの整数値をとるボゾンと半整数値をとるフェルミオンに分類される。ボゾンは1つのエネルギー準位に複数の粒子が入ることができるが、フェルミオンは1つの粒子しか入れない。よってそれぞれ絶対零度付近まで冷却すると粒子のエネルギー準位は図2.1.1のようになる。このようにフェルミオンが一番下の準位から順にエネルギーをとる状態をフェルミ縮退といい、ボゾンのすべての粒子が一番下のエネルギー準位に落ちた状態をボーズ・アインシュタイン凝縮 (Bose-Einstein condensation :BEC) 状態という。

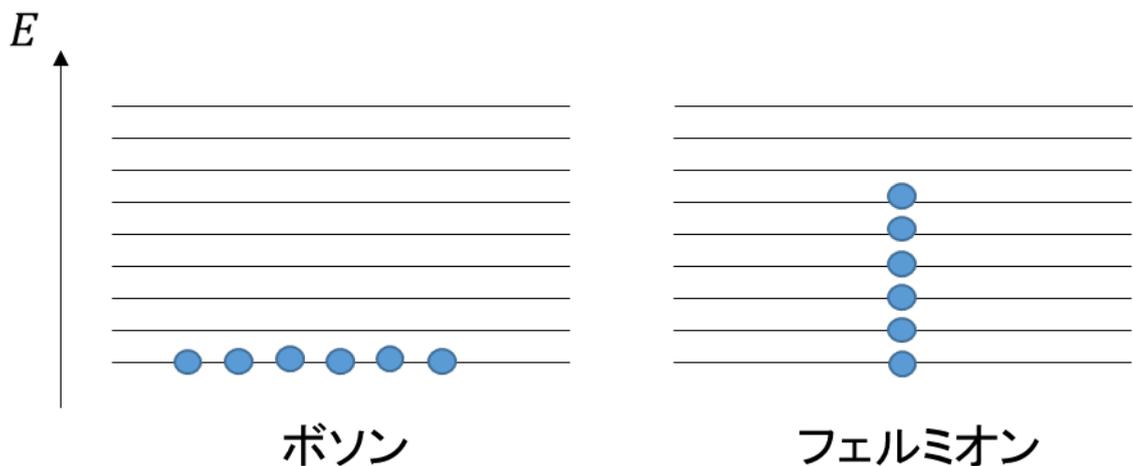


図 2.1.1 極低温におけるボゾンとフェルミオンの粒子のエネルギー

BEC になるための条件は、箱型ポテンシャルに閉じ込められた理想気体を考えると以下のようなになる。[4]

$$n\lambda_{dB}^3 \geq \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \geq 2.6 \quad (2.1.1)$$

ここで、 $n = N/V$ は原子の密度、 $\zeta(a) \equiv \sum_{s=1}^{\infty} 1/s^a$ はリーマンのツェータ関数である。 $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi mk_B T}$ は熱的ド・ブロイ波長と呼ばれ、粒子の波束の広がりを表す。左辺の $n\lambda_{dB}^3$ は位相空間密度といい、量子状態当たりの粒子数を表す。以上から、BEC をつくるためには原子の密度を上げて温度を冷却する必要がある。典型的なパラメータとして、Rb 原子で原子密度 $\sim 5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ の時の相転移温度は $\sim 250 \text{nK}$ になる。

2.2 BEC 生成までの流れ

本研究では Rb 原子気体を高速に BEC 状態にもっていくことを目的としている。以下にその手順を記す。

- 1.磁気光学トラップによる原子の捕捉
- 2.偏向勾配冷却による冷却
- 3.共振器増幅した光格子によるトラップとラマンサイドバンド冷却

ここでポイントとなるのが3の工程である。現在 BEC を達成するために主流の方法は蒸発冷却である。これはトラップ中でエネルギーの高い原子を選択的に逃がして新たな熱平衡状態になるのを待つという手法であるが、原子のロスが多く、時間がかかるというデメリットがある。

本研究では[3]を参考に、共振器増幅した三次元の深い光格子によってより多くの原子をトラップする。そこで原子の準位をラマンサイドバンド冷却によって振動基底状態にまで下げる。その後z軸方向のレーザーの強度を下げポテンシャルを緩めると他の軸の格子のポテンシャルにより原子はz軸方向では中心に集められる。この光格子中の冷却と他の軸のポテンシャルによる圧縮をx,y,z軸すべての方向に対して繰り返すことにより高密度化して大原子数の BEC の達成を目指す。

この方法で原子のロスを少なく、高速(~300ms)に BEC を達成することを目指す。

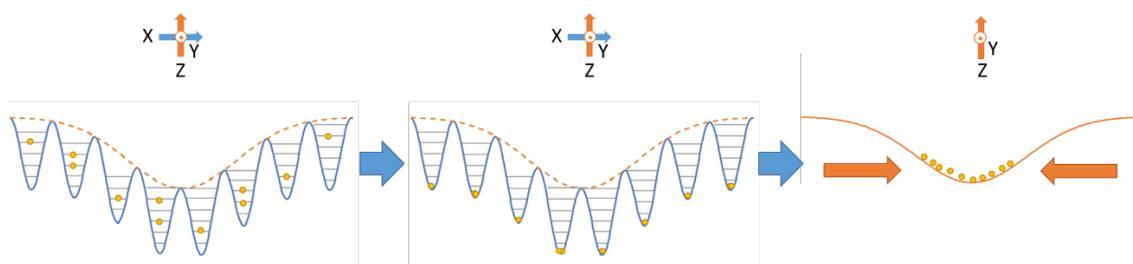


図 2.2.1 光格子によるトラップとラマンサイドバンド冷却による冷却によって冷却と圧縮を繰り返し、原子の冷却と高密度化により BEC を目指す

2.3 磁気光学トラップ

本研究では原子を捕捉する方法として磁気光学トラップを利用する。本項では磁気光学

トラップに利用する原理から順に記載する。

2.3.1 原子がレーザーから受ける力

原子はとびとびの値のエネルギーをとり、そのエネルギー差に近いエネルギーを与えられると励起して準位が上がる。簡単のため静止した二準位系の原子にレーザーを当てた場合を考える。その際の原子のエネルギーの遷移を図 2.3.1 に示す。

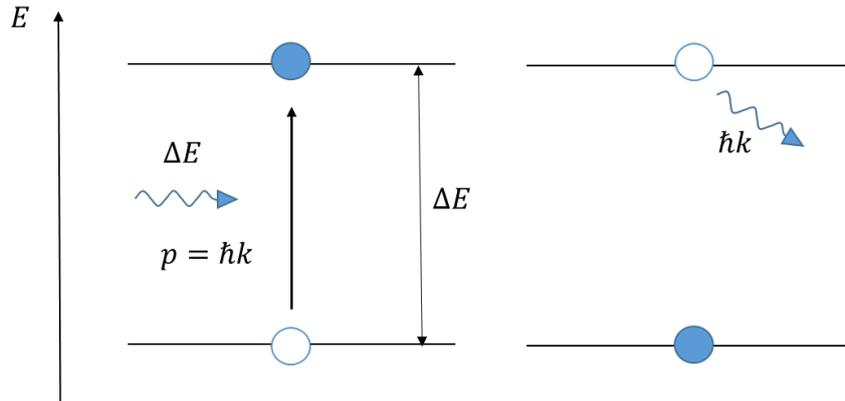


図 2.3.1 レーザーを照射したときの原子のエネルギーの遷移

基底状態にいる原子は励起状態とのエネルギー差 ΔE に近いエネルギーの光を照射されると光子を吸収して励起状態に遷移する。この吸収の際に光子から運動量 $\hbar k$ を受け取る。励起状態に上がった原子は光子を放出して基底状態に戻る。これを自然放出という。自然放出の際の光子の放出方向はランダムなので、平均すると運動量変化はゼロになる。よって運動量変化は吸収のときの分のみとなり、原子はレーザーの進む方向に力を受ける。この力を散乱力という。

散乱力 F_{scatt} は光子の運動量 \times 光散乱レートで表され、

$$F_{scatt} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\omega_R^2}{2}}{\delta^2 + \frac{\omega_R^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.3.1)$$

と書ける。ここで、 ω_R は状態をとる確率が振動する周波数でラビ周波数といい、 $\delta = \omega - \omega_0$ はレーザーの周波数と原子の共鳴周波数の差である。

2.3.2 ドップラー冷却

実際には原子は速度を持って運動しているので、原子の感じるレーザーの周波数はドップラーシフトにより変化する。簡単のため一次元で考える。速度 v の原子に正負の方向から

同じ周波数 ω のレーザーを照射すると、対面するレーザーは $\omega + kv$ 、同じ方向のレーザーは $\omega - kv$ の周波数を感じる。そのため、レーザーの周波数 ω を原子の共鳴周波数 ω_0 より少し小さい値にしておくと、対面するレーザーの周波数の方が共鳴周波数に近い値になるためより多く吸収が起き、原子は対面する力を多く受けるため減速される。

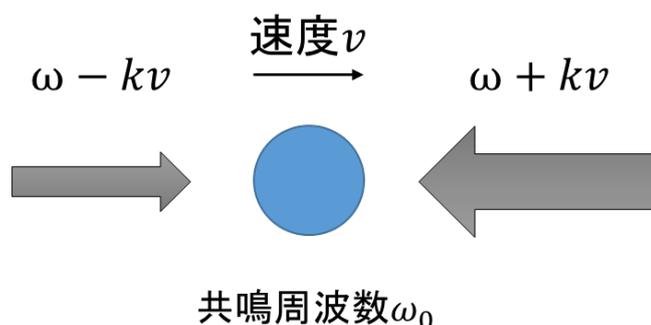


図 2.3.2 原子とレーザーによる散乱力

これを x, y, z の三軸で行うことにより一次元から三次元へ拡張することができる。ドップラー冷却による冷却限界は散乱力による冷却と自然放出による加熱のバランスで決まり、以下の式で与えられる。

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (2.3.2)$$

ここで、 Γ は原子の自然幅である。今回冷却する ^{87}Rb は $\Gamma = 2\pi \times 6(\text{MHz})$ なので、 $T_D \sim 130\mu\text{K}$ になる。

2.3.3 磁気光学トラップ

ドップラー冷却では原子を冷却することはできるが、原子を集めることはできない。そこで、磁場を使って原子をドップラー冷却しながら空間的に閉じ込めるのが磁気光学トラップ (Magneto-Optical Trap : MOT) である。

図 2.3.3 に MOT の模式図を示す。二つのコイルに反対向きに電流を流すことにより、コイルの中心では磁場強度がゼロで、中心から離れるほど磁場強度が大きくなるような磁場を作る。そしてそのコイルの中心に向かって三軸の正負の方向から互いに向かい合わせになるように円偏光のレーザーを照射する。この磁場によるゼーマン効果と円偏光の遷移選択則を使って原子をトラップする。

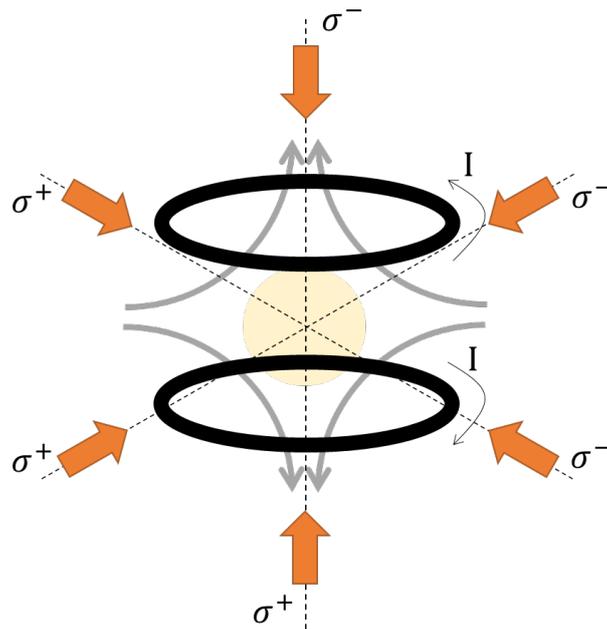


図 2.3.3 MOT の模式図

原子のエネルギー準位は磁場がないときはどのスピンも同じ準位をとるために縮退している。しかし、磁場中では原子のスピンによって安定性が変わるためにエネルギー準位が分裂する。これをゼーマン効果という。ゼーマン効果によるエネルギーのシフト ΔE は、

$$\Delta E = g\mu_B m_F B \quad (2.3.3)$$

で表され、磁場の強さ B に比例する。ここで、 $g(=1)$ は g 因子、 μ_B はボーア磁子、 m_F は磁気副準位である。

円偏光による遷移選択則とは、円偏光の回転方向によって原子のどの磁気副準位 m_F に遷移するかを決めるものであり、 σ^+ なら $\Delta m_F = +1$ へ、 σ^- なら $\Delta m_F = -1$ の励起状態へ遷移する。

よって、図 2.3.3 の磁場による原子のエネルギー準位は図 2.3.4 のようになる。

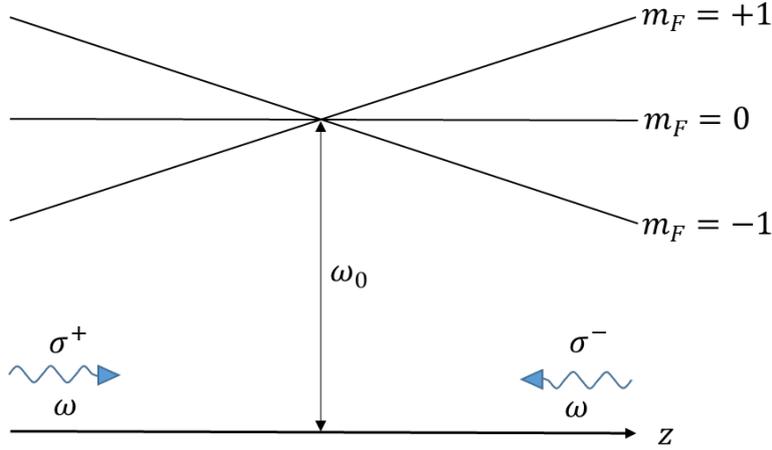


図 2.3.4 MOT の磁場による原子のエネルギー準位

これにより、原子は常にコイルの中心に向かう力を受け、トラップされる。

ここからの議論は[5]を参考にした。原子が一つのビームから受ける散乱力が式(2.3.1)で表されるので、MOT を一次元で考えた場合の σ^+ と σ^- から受ける力 F は

$$\begin{aligned}
 F &= F_{scatt} \left(\delta = \omega - kv - \left(\omega_0 + \frac{g\mu_B B}{\hbar} \right) \right) - F_{scatt} \left(\delta = \omega + kv - \left(\omega_0 - \frac{g\mu_B B}{\hbar} \right) \right) \\
 &= F_{scatt} \left(\delta = \omega - \omega_0 - \left(kv + \frac{g\mu_B B}{\hbar} \right) \right) - F_{scatt} \left(\delta = \omega - \omega_0 + \left(kv + \frac{g\mu_B B}{\hbar} \right) \right) \quad (2.3.4)
 \end{aligned}$$

となる。トラップの中心($z = 0$)付近では磁場勾配は一様($B = \frac{dB}{dz}z$)なので、

$$F = -2 \left(kv + \frac{g\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z \right) \frac{\partial F}{\partial \delta} \Big|_{\omega - \omega_0} = -\alpha v - \kappa z \quad (2.3.5)$$

となる。これは、一般には減衰振動となるが、今は減衰が強い ($\alpha \gg (\kappa/m)^{1/2}$) ので

$$z = A \exp \left(-\frac{\kappa}{\alpha} t \right) \quad (2.3.6)$$

の過減衰を表し、位置が振動しないまま中心に引き寄せられる。

トラップ可能な速度領域 (Velocity Capture Range) について考える。実験的によく冷却されるのは $\omega_R \sim \Gamma, \delta \sim \Gamma/2$ であるので加速度の最大値 a_{max} は

$$a_{max} = \frac{\hbar k \Gamma}{m 4} \quad (2.3.7)$$

となる。また、式(2.3.5)より F は $F = 0$ となる

$$kv + \frac{g\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z = 0 \quad (2.3.8)$$

の方向に押す力である。ここから

$$\frac{dv}{dz} = \frac{g\mu_B}{\hbar k} \frac{dB}{dz} \quad (2.3.9)$$

となるので、式(2.3.7)と式(2.3.9)からトラップできる原子の速度の条件として

$$\frac{g\mu_B}{\hbar k} \frac{dB}{dz} \leq \frac{a_{max}}{v} \quad (2.3.10)$$

が導かれる。原子の速度はトラップを冷却用レーザーが交わってできる球だと考えてその端 ($z = r_c, v = v_c$) が一番原子速度が速く、それより高速な原子はトラップされない。このとき

$$v_c = \frac{g\mu_B}{\hbar k} \frac{dB}{dz} r_c \quad (2.3.11)$$

となる。ここで式(2.3.10)から

$$\frac{a_{max}}{v_c} = \frac{g\mu_B}{\hbar k} \frac{dB}{dz} \quad (2.3.12)$$

を満たすように dB/dz を決める。

これらの式から

$$v_c^2 = a_{max} r_c \quad (2.3.13)$$

となる。

次に MOT の捕捉原子数を考える。トラップの捕捉原子数を N 、トラップに原子が入ってくるレート (ロード率) を $R[\frac{1}{s}]$ 、原子をトラップできる時間を $\tau[s]$ とすると平衡状態では

$$R = \frac{N}{\tau} \quad (2.3.14)$$

となる。ロード率は

$$R = \frac{S}{4} \int_0^{v_c} n(v) v dv \quad (2.3.15)$$

と書ける。ここで $n(v)$ はマクスウェル・ボルツマン分布より

$$n(v) = \frac{4n}{\sqrt{\pi} v_p^3} v^2 \exp\left[-\frac{v^2}{v_p^2}\right] \quad (2.3.16)$$

である。トラップ中の速度は制限のない場合の速度の最頻値 $v_p = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ より十分小さいので \exp の項はほとんど無視することができて、

$$R \cong \frac{S n v_c^4}{\sqrt{\pi} 4 v_p^3} \quad (2.3.17)$$

となる。トラップの寿命 τ については減速されていない原子に衝突するまでの時間として考えることができ、

$$\tau = \frac{1}{n \bar{v} \sigma} \quad (2.3.18)$$

と表される。ここで $\sigma[m^2]$ は衝突断面積であり、原子の平均速度 \bar{v} は $\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_p$ である。

以上からトラップの捕捉原子数 N は

$$N = \frac{1}{8} \left(\frac{v_c}{v_p}\right)^4 \frac{S}{\sigma} \quad (2.3.19)$$

となる。ここでトラップの表面積 $S = 4\pi r_c^2$ と式(2.3.13)から

$$N = \frac{\pi a_{max}^2}{2 \sigma v_p^4} r_c^4 \quad (2.3.20)$$

となるので、捕捉原子数はレーザーの半径の4乗に比例することがわかる。

2.3.4 リポンプ (Repump)

今回冷却する ^{87}Rb のエネルギー準位構造を図 2.3.5 に示す。MOT をするためには基底状態よりも励起状態の方が全角運動量(F)が大きい必要がある。また、励起状態に上がった原子がなるべく元の基底状態に戻ってくる必要もある。これらの条件から MOT 用の Cooling レーザーは $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 3$ の遷移を狙う (実際にはドップラー冷却をするため

共鳴周波数から少し負に離調した周波数にする)。しかし、原子には自然幅があるのでこのレーザーによって $5P_{3/2} : F' = 2$ の状態へ遷移する原子も現れる。その原子は基底状態に戻る時に $5S_{1/2} : F = 1$ の状態へ遷移してしまうこともある。そうなってしまった原子は $5P_{3/2} : F' = 3$ へ遷移しないので冷却できなくなってしまう。そこで Repump レーザーにより $5S_{1/2} : F = 1 \rightarrow 5P_{3/2} : F' = 2$ の遷移をさせる。その原子は基底状態の $5S_{1/2} : F = 2$ と $5S_{1/2} : F = 1$ のどちらにもなるが、Repump レーザーを当て続けることにより Cooling レーザーによるトラップができるようになる。

Probe 光はトラップした原子の吸収イメージをみるためのものであり、詳細は 4.2.2 で記載する。

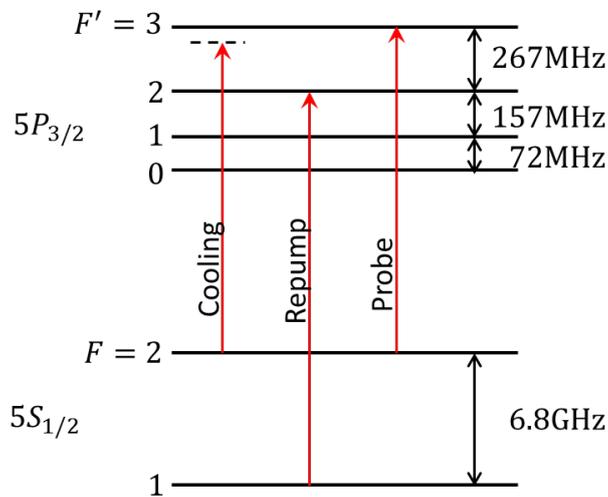


図 2.3.5 ^{87}Rb のエネルギー準位構造と本実験で準備したレーザー

2.4 偏光勾配冷却

偏光勾配冷却は原子がポテンシャルを上り続けることで運動エネルギーを失って冷却されるものである。MOT の冷却用の円偏光を利用して冷却することができる。その詳細な原理は省略するが[6]、原子は持っている速度で運動するが、原子の状態の分布の偏りから原子は常に光ポンピングされ続け、減衰力を受ける。この冷却によってドップラー温度以下まで冷却できる。

2.5 共振器増幅した光格子によるトラップ

2.5.1 共振器 (Cavity)

共振器とは2つのミラーの間で光を行き来させて重ね合わせるにより強度を増幅し

た定常波を作る手法である。図 2.5.1 に共振器の模式図を示す。

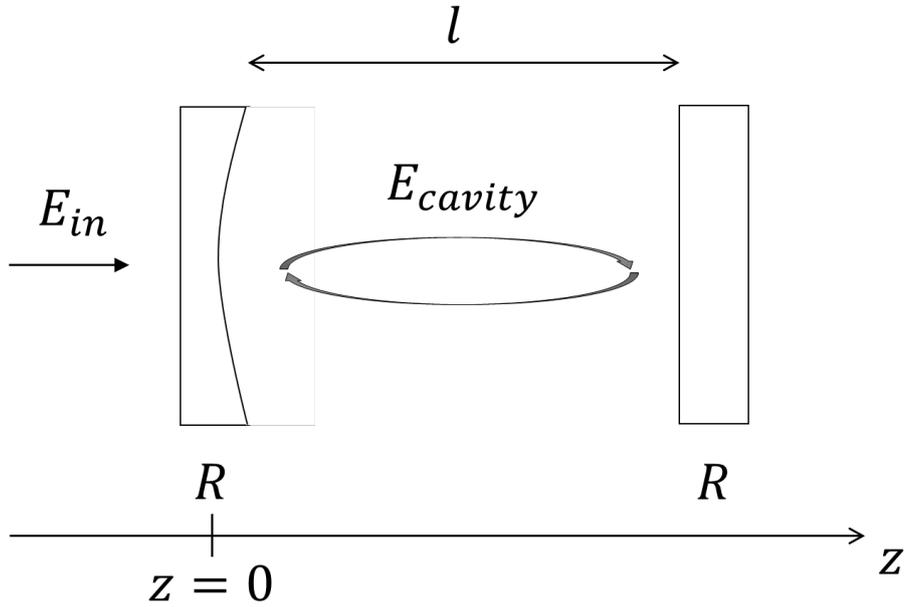


図 2.5.1 共振器

入射光の電場を

$$E_{in}(z, t) = E \exp[i(\omega t - kz)] \quad (2.5.1)$$

とする。入射光の電場強度は電場の大きさの 2 乗に比例して、

$$I_{in} = \frac{\epsilon_0 c}{2} |E_{in}|^2 \quad (2.5.2)$$

と書ける。ただし、 ϵ_0 は真空の誘電率、 c は光速である。

共振器が共鳴する条件は $2l = n\lambda$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) であり、周波数にすると、 $\lambda = c/\omega$ より (c は光速)、

$$\omega = n \frac{c}{2l} \quad (2.5.3)$$

となり、図 2.5.2 のように周波数を振っていくと周期的に共鳴が現れる。この周波数の共鳴する周期 $c/2l$ を FSR (Free Spectral Range: 共振周波数間隔) という。また、共鳴の線幅 Δf と FSR の比をフィネス (finesse) といい、

$$finesse \equiv \frac{FSR}{\Delta f} \quad (2.5.4)$$

で定義され、共鳴線の鋭さを表す。フィネスの値は反射率 R が $R \sim 1$ とすると、

$$finesse = \frac{\pi}{1 - R} \quad (2.5.5)$$

である。

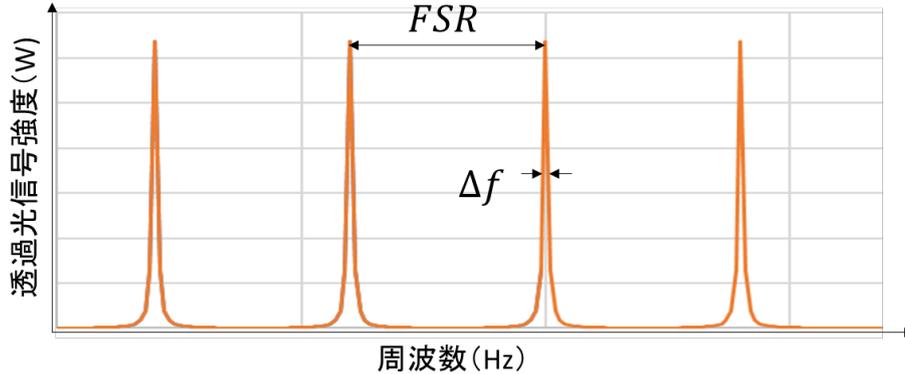


図 2.5.2 レーザーの周波数に対する共振器の透過光強度

共鳴時の共振器内の電場 E_{cavity} は、ミラーのエネルギー反射率を R 、エネルギー透過率を $T (= 1 - R)$ とすると以下のように書ける。

$$\begin{aligned} E_{cavity} &= \sqrt{T} e^{i(\omega t - kz)} E \times \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R^n \right\} - \sqrt{TR} e^{i(\omega t - kz)} E \times \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} R^n \right\} \\ &= E e^{i\omega t} \frac{\sqrt{T}}{1 - R} \{ e^{-ikz} - \sqrt{R} e^{ikz} \} \end{aligned} \quad (2.5.6)$$

ここで、第一項は図 2.5.1 の右向きの光で第二項は左向きの光である。共鳴時は $z = l$ の部分が節となり、右向きと左向きで位相が反転するので第二項にマイナスがついている。

よって共振器内の電場強度は

$$\begin{aligned} I_{cavity} &= a |E_{cavity}|^2 \\ &= I_{in} \times T \frac{1 + R - 2\sqrt{R} \cos(2ikz)}{(1 - R)^2} \end{aligned} \quad (2.5.7)$$

となる。共振器内の電場強度最大の点は $z = (2m + 1)\lambda/4 = (2m + 1)l/2n$ ($m = 0, 1, 2, \dots, n - 1$) であるのでその強度は

$$I_{cavity}^{max} = I_{in} \times \frac{T(1 + \sqrt{R})^2}{(1 - R)^2} \quad (2.5.8)$$

と書ける。ここで $R \sim 1$ とすると

$$I_{cavity}^{max} \cong I_{in} \times \frac{4}{1-R} \quad (2.5.9)$$

となる。ミラーでレーザーをはねたときの強度は $4I_{in}$ であるので、増幅率 A を $I_{cavity}^{max} \equiv 4AI_{in}$ とすると、

$$A \cong \frac{1}{1-R} \quad (2.5.10)$$

となる。よって $A = \text{finesse}/\pi$ となるので、フィネスを測定することにより、増幅率を計算することができる。

例えば、反射率 $R=99.995\%$ のミラーを使うと、フィネスは 6.3×10^4 、増幅率は 20000 が得られる。

2.5.2 光格子トラップ

光格子トラップは光のポテンシャルにより原子を捕捉する方法である。光によるポテンシャルは

$$U = -\alpha I \quad (2.5.11)$$

で表され[7]、光の周波数 ω が原子の共鳴周波数 ω_0 より小さい場合は $\alpha > 0$ となるので光強度 I の大きいほうへ原子は集められる。

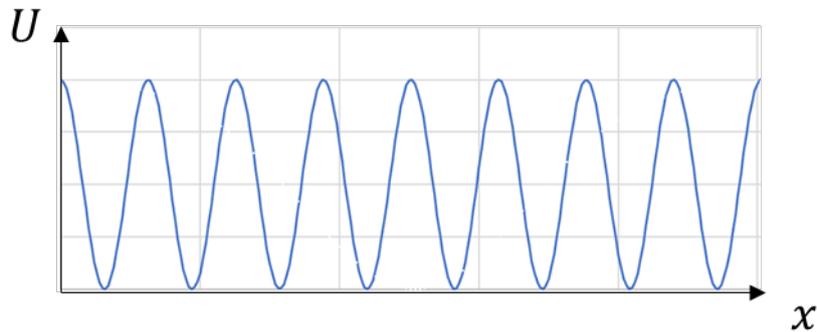


図 2.5.3 x 軸方向の光格子によるポテンシャル

第3章 実験装置

この章では実際に行った実験のセットアップについて説明する。

3.1 磁気光学トラップ (MOT)

磁気光学トラップの実験装置を図 3.1.1 に示す。平たい円柱状のチャンバー内で原子の冷却を行う。チャンバーには窓がついており、そこからレーザーを入れたり、カメラで中の様子を観測することができる。

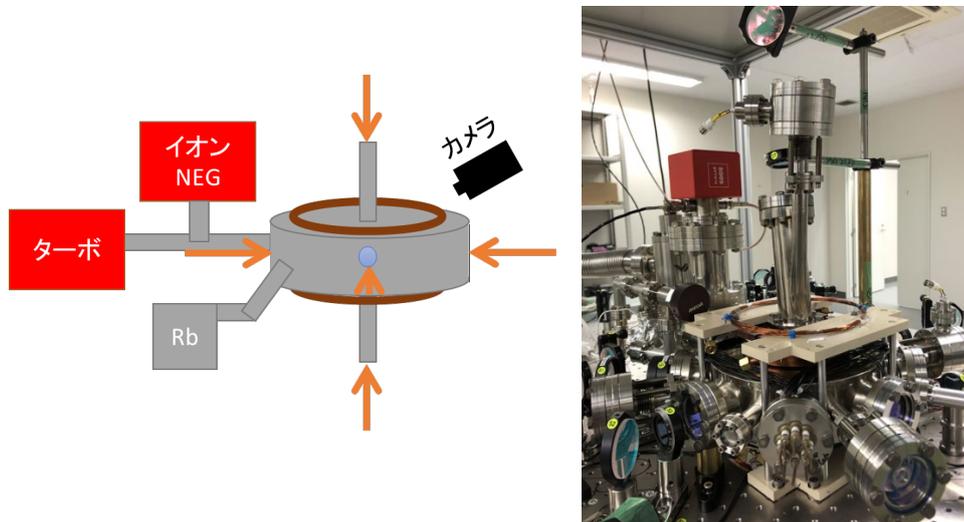


図 3.1.1 真空チャンバーの概略図 (左) とその写真 (右)

3.1.1 真空

MOT で原子をトラップする際、他の原子や分子は減速されないで冷却原子をトラップの外に飛ばしてしまう要因となる。そのため真空度を高めることにより他の物質がほとんどいない状況を作る。図 3.1.1 のターボポンプ、イオンポンプ、NEG ポンプによりチャンバー内の真空度を高めた。本実験では $\sim 2 \times 10^{10}$ Torr で実験を行った。

3.1.2 レーザーのセットアップ

MOT で使う Cooling 光と Repump 光、そして吸収イメージング用の Probe 光のセットアップの方法について説明する。

まずはレーザーの出力をパワーメーターで確認した。測定結果を図 3.1.2 に示す。

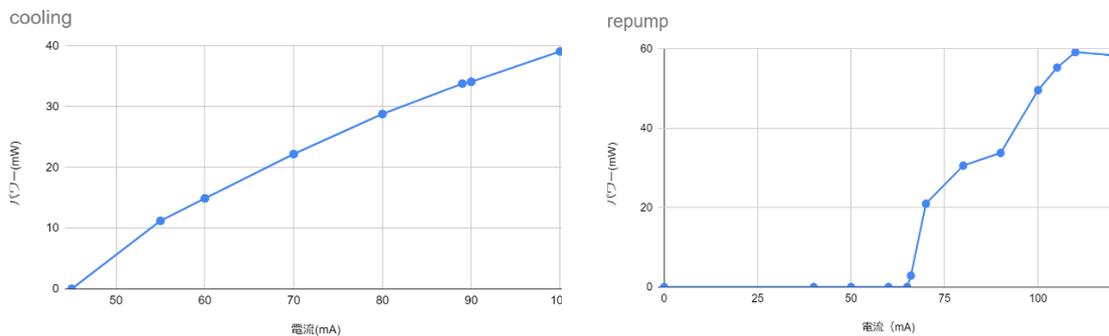


図 3.1.2 レーザーに入れる電流と出力。左が Cooling 光、右が Repump 光。

Cooling 光についてはおおむね線形で、実際に使う 89mA では 33.8mW の出力となった。Repump 光は電流に対して線形ではなかったが、実際に使う 105.1mA では 55.3mW で十分な出力が得られたのでよしとした。

Cooling 光と Probe 光は同じ光源から取りだした。その光学系の配置を図 3.1.2 に示す。

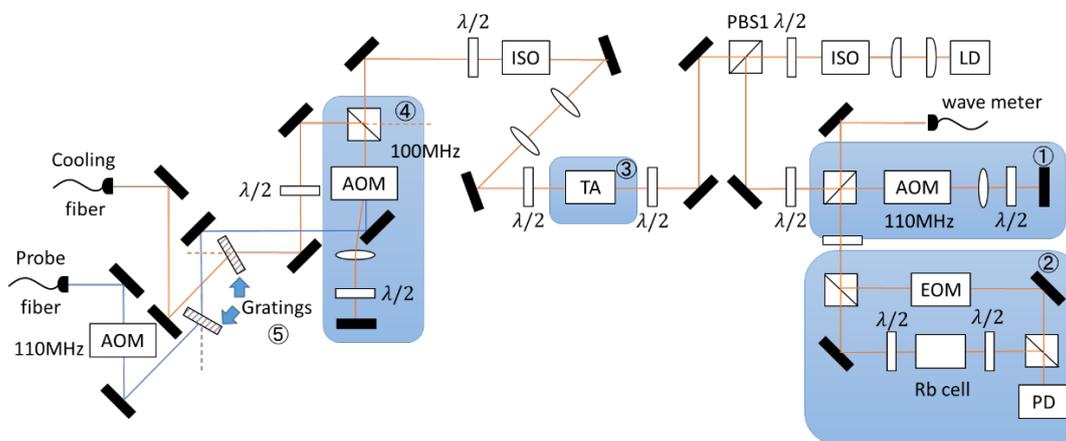


図 3.1.3 Cooling 光と Probe 光の光学系の配置

半導体レーザーのビームの形は縦長の楕円状であったので、1 軸のみを集光できるシリンドリカルレンズ 2 枚を用いてビームの横幅を図 3.1.4 のように拡大し円形になるように整形した。ビーム径は f_2/f_1 倍に拡大される。

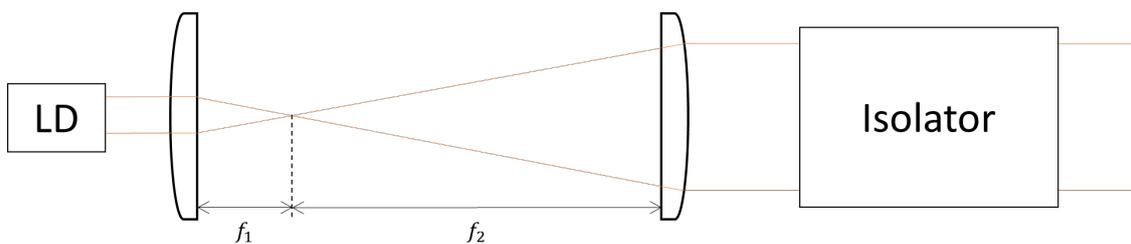


図 3.1.4 レーザー出射後の光学系の配置

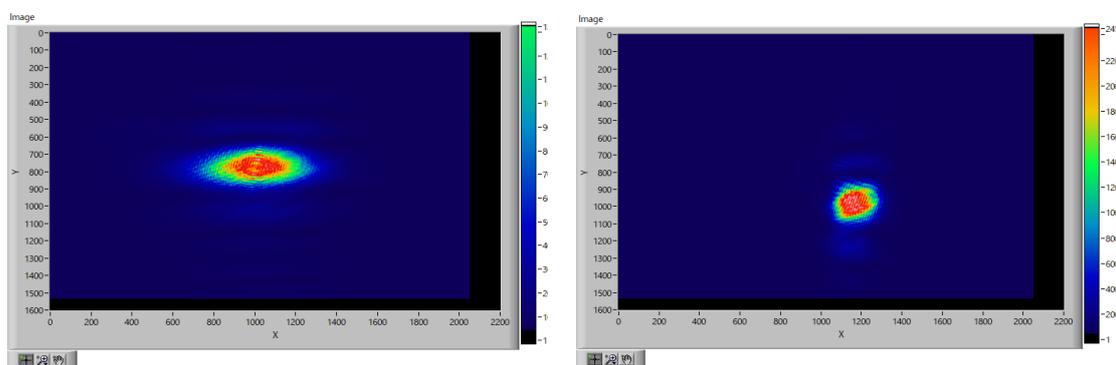


図 3.1.5 Repump 光のレーザー出射直後のビーム形（左）と
出射後 1 m（円形にしたあと）のビーム形（右）

ビームの形を円形にした後はレーザーの光源に光が戻ってこないように偏光依存型アイソレーターを配置した。この工程はすべての光源に対して行った。

円形にされたレーザーは PBS1 で実際に MOT に使う光（図 3.1.3 左）と周波数ロックに使う光（図 3.1.3 下）に分けられる。本実験で PBS（Polarized Beam splitter）で光を分ける際は 1/2 波長板を前に入れることにより、透過と反射の割合を調節できるようにした。

周波数ロックの方はさらに PBS で跳ねられて波長計に入れる光と、透過して AOM により変調される光に分けられる。AOM で変調した光は周波数のロックに使われる。

①ではダブルパスという手法を使って AOM の周波数を変えても光の戻ってくるパスが変わらないようにしている。AOM に 110MHz の Rf を入れて、行きと帰りどちらも 1 次光を使うので $110 \times 2 = 220\text{MHz}$ 変調させている。そしてその変調させた光を PBS ではねた光をみながら周波数をロックするので、AOM に入る前の光は共鳴周波数より 220MHz 小さい値となっている。周波数のロック方法は 3.3 で述べる。

MOT に使う光は③のテーパーアンプ (TA) によってパワーを増幅する。Rb の飽和強度は $1.6(\text{mW}/\text{cm}^2)$ であり、レーザーを直径 2.5cm まで広げると必要なパワーはひとつあたり 10mW となる。六方向に分けることになるので 60mW 以上のパワーが必要になる。実験では Cooling 光のパワーは fiber 後で 150mW 程度にした。

④では MOT に使う光から Probe 光を取り出す。AOM の 1 次光を MOT の Cooling 光に、0 次光を Probe 光に使う。1 次光は AOM に 100MHz の Rf を入れてダブルパスにより 200MHz 変調させる。よってこの後の光は共鳴周波数から -20MHz 変調されている。

その後 Cooling 光は⑤の回折格子 (gratings) を通す。すると周波数によって通るパスが変わるので、目的の周波数のみを使うことができる。その後はファイバーにカップルして MOT に使う。

Probe 光も同様に回折格子を通した後、AOM で +220MHz 変調させることにより、共鳴周波数と同じ値にする。

Repump 光のセッティングを図 3.1.6 に示す。まず PBS で波長計と Repump 用に分ける。その後 Repump 用の光を AOM で +80MHz して目的の共鳴周波数に一致させ、ファイバーにカップルした。Repump 光の周波数は Cooling 光との周波数差を波長計でみて安定させている。

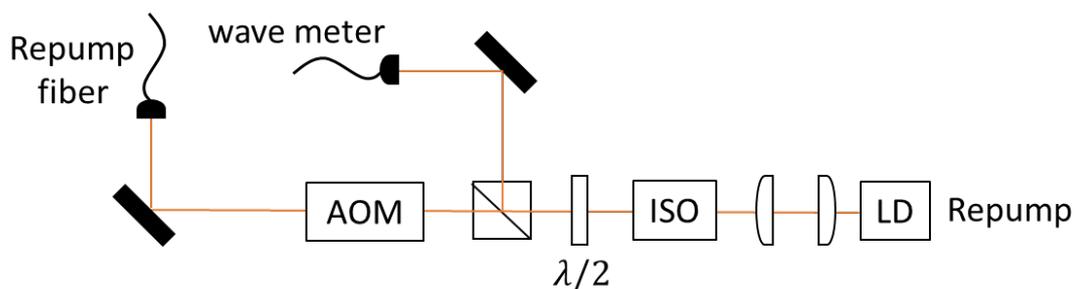


図 3.1.6 Repump 光の光学系の配置

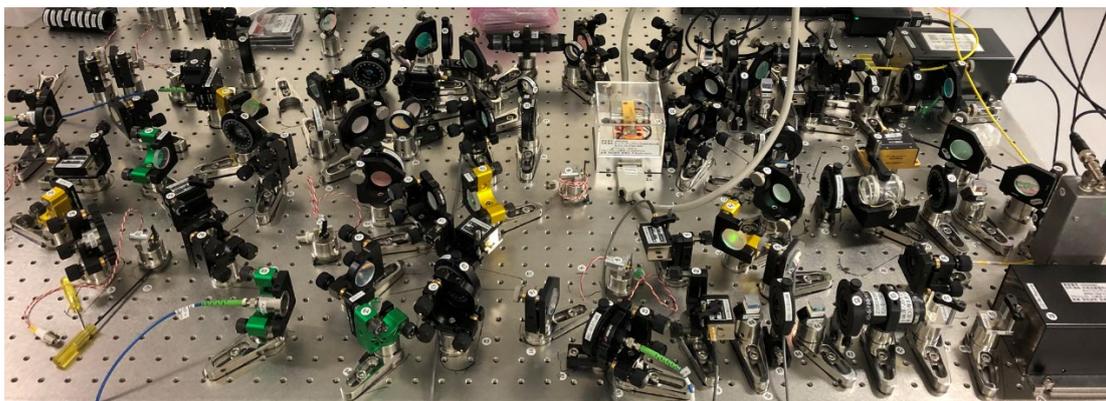


図 3.1.7 Cooling 光と Repump 光の実際の光学系
上が Cooling 光（と Probe 光）で下が Repump 光
右の光源からでて左でファイバーにカップリングしている。

3.1.3 周波数の安定化

レーザーの周波数を目的の遷移の共鳴周波数に合わせるために、実際に Rb にレーザーを当ててその吸収をみる必要がある。

しかし Rb 原子は速度分布を持っており、ドップラー効果によって吸収する周波数は広がってしまう。これをドップラー広がりという。Rb のドップラー広がりの幅は約 0.5GHz であり、これは Rb の微細構造の幅よりずっと大きいため、取り除く必要がある。その方法が飽和吸収分光である。

飽和吸収分光では図 3.1.8 のようにレーザーを PBS で分けて片方を pump 光、もう一方を probe 光として逆方向から Rb の入ったセルに照射する。そしてレーザーの周波数を振りながらフォトダイオードで probe 光の吸収を観測すると、ドップラー幅の中央に鋭い山が観測できる（図 3.1.10 左 CH1 の黄色の信号）。これは両方のレーザー光が $\omega = \omega_0$ で速度 $v = 0$ の成分を吸収するためである。よってこの山はドップラー広がりが除かれたものになる。しかし、この信号ではレーザーの周波数が共鳴周波数からどちらにずれているのかを数値から判断することができない。

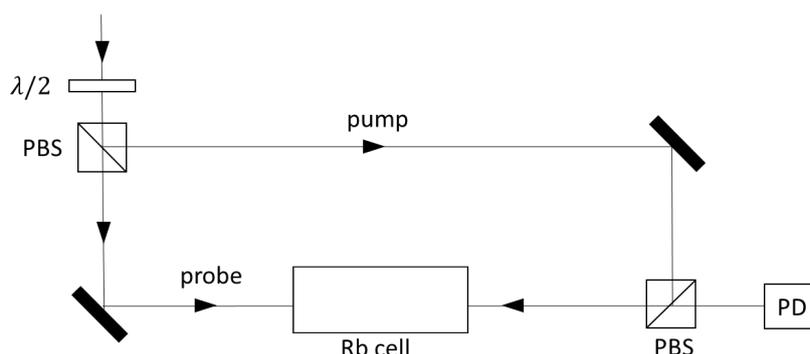


図 3.1.8 飽和吸収分光

そこで今回は Modulation transfer spectroscopy という手法を用いた。その詳細な原理は省略するが[8]、EOM で変調させた Pump 光の変調が四光波混合により原子を介して Probe 光に移行し、Probe 光の強度の微分成分を観測できるということである。FM 分光とちがって Closed Transition($F=2 \rightarrow F'=3$)で遷移が強くなること、オフセットが 0 になるためにロックしやすいことがメリットである。図 3.1.9 にそのセッティングを示す。

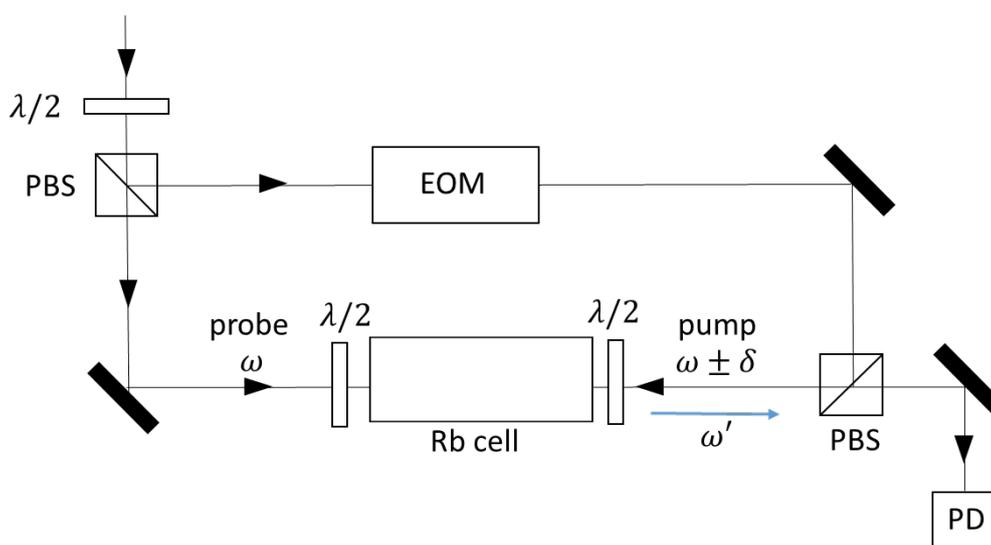


図 3.1.9 Modulation transfer spectroscopy

まず PBS で Probe 光と Pump 光に分け、Pump 光は EOM により $\pm 15\text{MHz}$ のサイドバンドを立てる。そして実際にルビジウムの入ったセルに Probe 光と Pump 光を図のように両側から照射すると、4 光波混合により新たに $\omega' = \omega \pm \delta$ の光が発生する。その発生した光と Rb に吸収された Probe 光をフォトダイオードで観測するとその周波数差 δ で振動する成分が観測。さらにこの信号と EOM への変調信号を Mixer の LO と RF 端子に入力し

て、I 端子から掛け算の信号を得ることで、DC 成分と 2δ で振動する成分が得られる。ローパスフィルタを通すことで、DC 成分のみを取り出したものが、微分信号として抽出される。

PTZ に三角波をいれてレーザーの周波数を振り、得られた信号を図 3.1.10 に示す。この微分信号がゼロになるように PTZ にフィードバック電圧をかけて周波数をロックした。ロックした状態で信号をとったのが図 3.1.10 の右である。

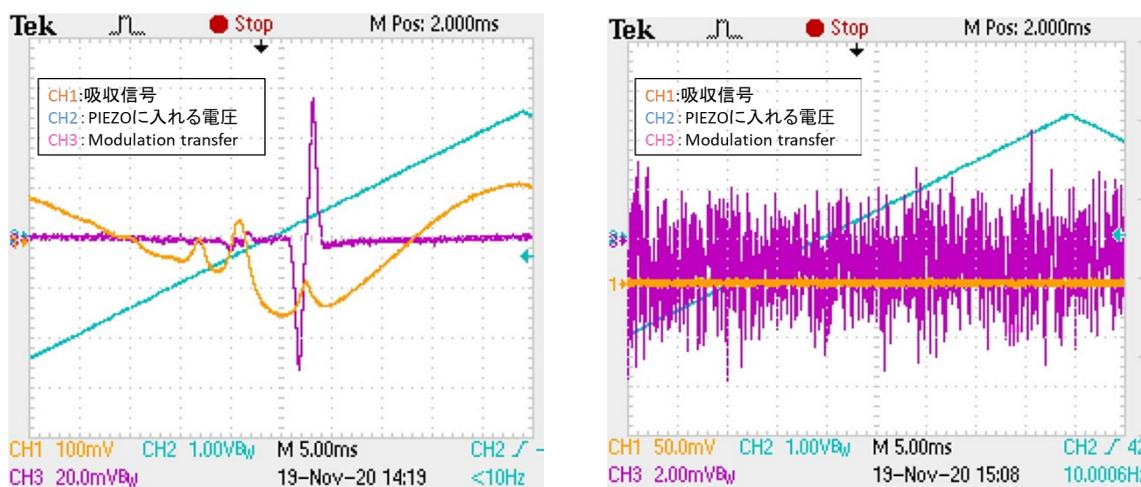


図 3.1.10 Modulation Transfer spectroscopy により得られた信号 (左) と周波数をロックした状態のエラー信号 (右)

横軸は時間であるが CH2 の線形に動く電圧を PTZ に入れて時間に対して線形に周波数を振っているのので、横軸は周波数としてふるまう。左図の CH3 の信号の変化があるところの飽和吸収信号 (CH1) が目的の $F=2 \Rightarrow F'=3$ の遷移である。右図では CH3 の縦軸のスケールは左図の 1/10 に縮小されている。

周波数のロックの精度を確かめる。図 3.1.10 (左) において CH2 の $F=3$ の信号と $F=2$ と $F=3$ のクロスオーバーの間隔は 6.682ms で、周波数は 133MHz 。図 3.1.10 (右) においてエラー信号の幅は 1.38ms なので周波数にすると 27.5MHz 。Vpp は 0.1088V 。また、ロックをかけた時のエラー信号のヒストグラムを図 3.1.11 に示す。半値全幅はおよそ 3mV なので、ロックをかけた状態での周波数の幅は $0.003 \times 27.5 / 0.1088 \cong 0.8\text{MHz}$ となる。これは Rb の自然幅 6MHz に比べて十分小さい値となっている。

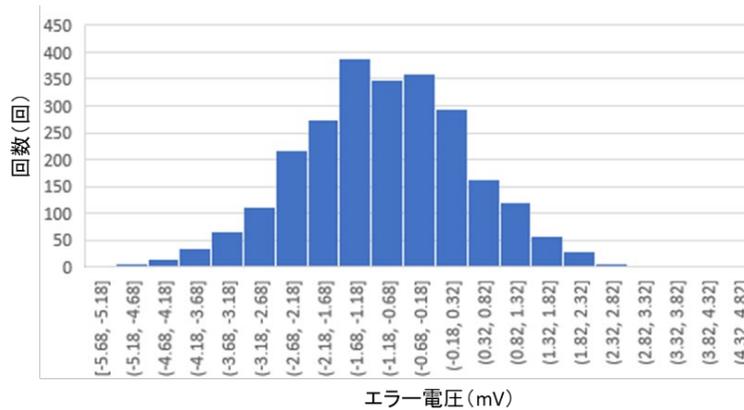


図 3.1.11 エラー信号のヒストグラム

Repump 光の周波数は波長計でみて Cooling 光との周波数差を合わせるようにフィードバックをかけている。

3.1.4 MOT 用のコイルと磁場

MOT のコイルとして電流を 2 A 流すと中心付近の磁場勾配が 11.7G/cm となるコイルを使った。

3.1.5 レーザーの照射

セットアップして周波数を安定化させたレーザーを実際に Rb の原子気体のはいったチャンバーに照射する。ここで、式(2.3.20)からトラップできる原子数がレーザーの径の 4 乗に比例するのでレンズによってビーム径を拡大しておく。実験では直径~2.5cm に拡大した。

Cooling 光と Repump 光を重ね合わせて、それを 1/2 波長板と PBS によってパスを 6 方向に分け、それぞれのパスの最後に 1/4 波長板で円偏光にして原子に照射する。各軸で対面するレーザーのパスがしっかり重なるように、アイリスで光を絞ってパスを合わせた。

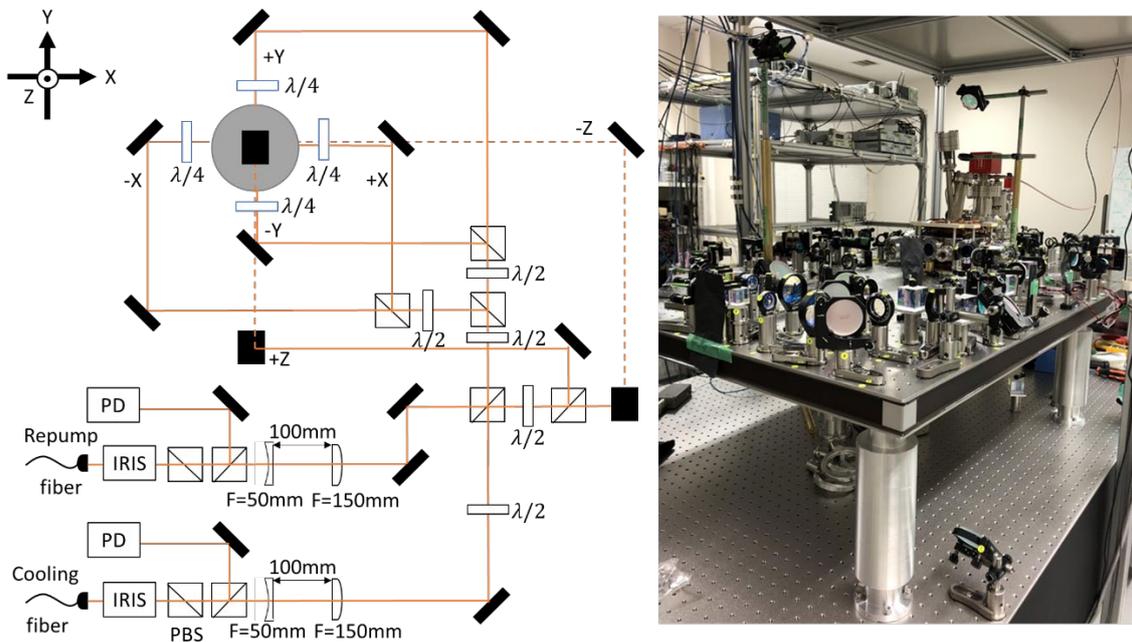


図 3.1.12 Cooling 光と Repump 光を Chamber に当てるための光学系（左）とその実際の写真（右）

3.2 共振器増幅した光格子によるトラップ

本研究では共振器増幅した三次元の光格子の作成を目指しているが、今回の実験では一軸方向のみの光格子の作成となった。光格子は以下の手順で準備した。

3.2.1 共振器

共振器のミラーは図 3.2.1 のように配置してある。ガウスビームの広がりについて考える [9]。レーザーの波長を λ ($=1038\text{nm}$)、ビーム径の最小値を ω_0 とするとレイリー長 z_R は

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (3.2.1)$$

となる。曲率半径 R は以下の式で表されるので、

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (3.2.2)$$

R が 1 m の凹面ミラーを使い共振器長 l を 430mm とすると $\omega_0 = 0.4\text{mm}$ となる。

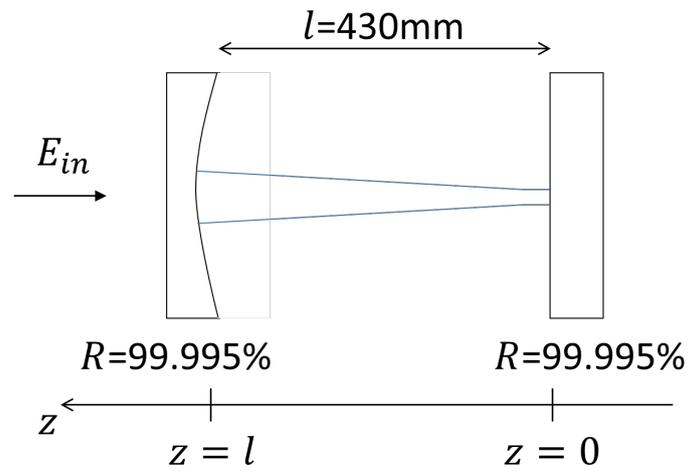


図 3.2.1 共振器の配置

FSR は $c/2l = 3 \times 10^8 / (2 \times 0.43) = 349\text{MHz}$ となる。また、 $R=99.995\%$ なので、式(2.5.10) から強度は 2 万倍の増幅が期待される。

3.2.2 レーザーのセットアップ

光格子用のレーザーも楕円形から円形に整形してアイソレーターを通し、その後は AOM、EOM を通してからファイバーにカップルした。

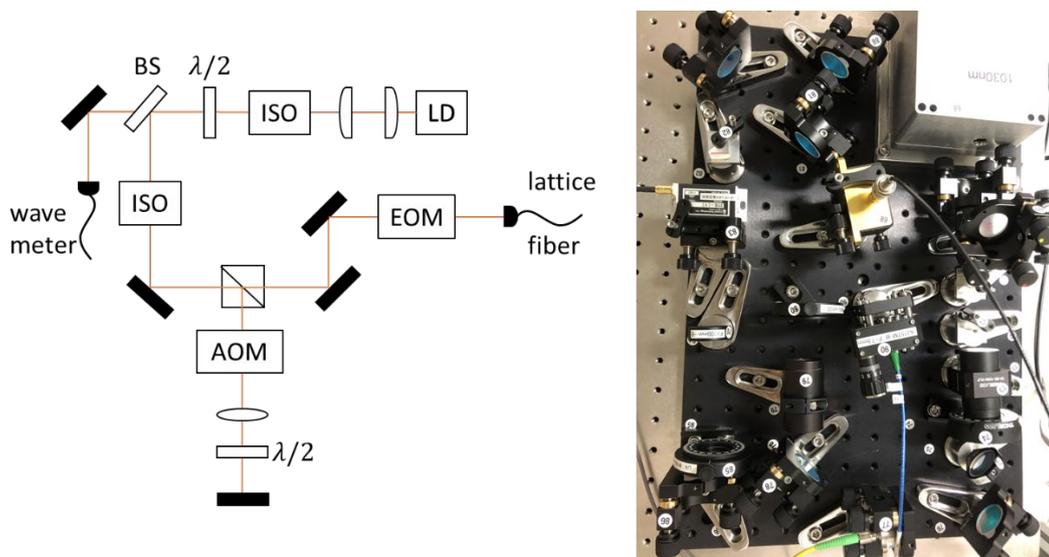


図 3.2.2 光格子用レーザーのセットアップの光学系 (左) と実際の光学系の写真 (右)

3.2.3 フィネスの測定

フィネスを測定して増幅率を計算する。共振器の共鳴の周波数幅 Δf は共振器内に光子が存在していただける時間 τ の逆数であるので、 τ の測定を測定する。光格子用のレーザーの周波数をふって共振器から出てきた光と反射光のビートを観測する。その強度は指数関数的に減少し、その時定数は τ となる[10]。

ミラーの傾きやレーザーのパスを変えて τ が大きくなるように調節してそのビートを観測すると図 3.2.4 のようになった。青色が実際に観測したビートで、オレンジがその強度の減衰にフィッティングしたものである。フィッティングの結果、時定数 τ が 62us であったので *finesse* は $FSR \times \tau$ よりおよそ 6.6 万、そこから増幅率はおおよそ 2.1 万になった。この値は理論から得られる 2 万倍とおおよそ一致しているの、共振器にレーザーがしっかり入ったと考えた。

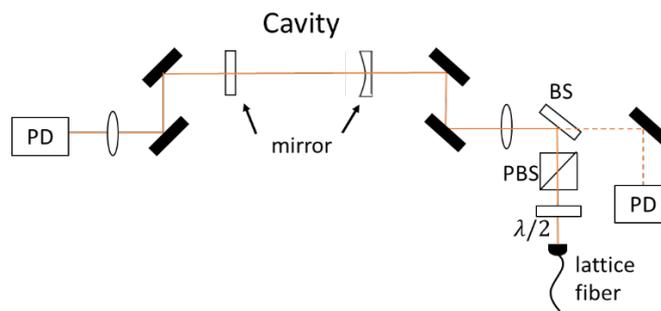


図 3.2.3 finesse 測定の光学系

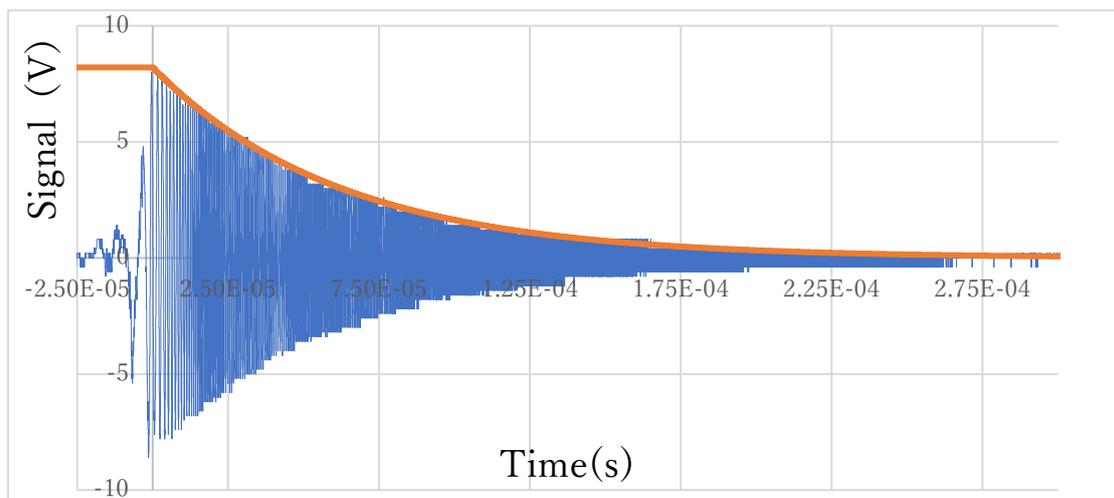


図 3.2.4 共振器から出てきた光と反射光のビート(青)と強度のフィッティング(オレンジ)

3.2.4 ポテンシャルの深さ

得られた増幅率から光格子トラップのポテンシャルの深さを考える。計算方法は[10]を参考にした。ポテンシャルは以下の式で与えられる。

$$U_0 = \frac{c^2 P A g_2}{\omega_0^2 \omega_0^3 g_1} \left(\frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0} \right) \quad (3.2.3)$$

これを $U_0 = \alpha I$ という形に書き直すと、

$$\alpha = \frac{c^2 A g_2}{2 \omega_0^3 g_1} \left(\frac{1}{\omega - \omega_0} + \frac{1}{\omega + \omega_0} \right), \quad I = \frac{2P}{\pi w^2} \quad (3.2.4)$$

となる。表 3.2.1 に Rb の共鳴波長と A 係数を表す。この値から、 $5S_{1/2} \Leftrightarrow 5P_{3/2}$ と $5S_{1/2} \Leftrightarrow 5P_{1/2}$ の遷移について α を計算するとその和は $2.26 \times 10^{-36} (\text{J}/(\text{W}/\text{m}^2)) = k_B \times 1.64 \times 10^{-13} (\text{K}/(\text{W}/\text{m}^2))$ となる。

共振器に入れる光のパワーや電圧を測った。その結果を表 3.2.2 に示す。ここから 2.3-1.06=1.24V 分が共振器に入ったことがわかるので、共振器に入ったパワーとしては $11 \times (1.24 / 2.3) = 5.93 \text{mW}$ となる。

理想的には、共振器に入ったパワーは 100% 透過することが期待されるが、実験では約半分程度しか透過していない。この原因の一つとして、ミラーにおけるロスが考えられる。式(2.5.6)の計算をミラーにおけるロス L も考慮して計算しなおすと、共鳴時における共振器の透過率は

$$AT = \frac{T^2}{(L+T)^2} \quad (3.2.5)$$

であり、測定結果からこれが $3/5.93 \cong 51\%$ となる。ミラーの反射率 R を 0.99995 だとすると、ここからロス $L \cong 11 \text{ppm}$ 、 $T = 39 \text{ppm}$ とわかる。この A は共振器のロスを考慮した場合の増幅率であるが、その値としては 15600 となる。

共振器の中心でのビーム半径 w は

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \quad (3.2.6)$$

において $z = L/2$ として、 $w \cong 440 \mu\text{m}$ となる。よって、そこでの光強度 I は式(3.2.4)で $P = 7.06 \text{ mW}$ とすると $4I = 1.13 \times 10^9 (\text{W}/\text{m}^2)$ と計算され、ポテンシャルの深さは

$$U = \alpha \times 4I = k_B \times 1.64 \times 10^{-13} \times 1.13 \times 10^9 = k_B \times 185 (\text{uK}) \quad (3.2.7)$$

と求められた。

表 3.2.1 ^{87}Rb の遷移

遷移	共鳴波長[nm]	A 係数[s ⁻¹]
$5S_{1/2} \Leftrightarrow 5P_{3/2}$	780.2405	37550000
$5S_{1/2} \Leftrightarrow 5P_{1/2}$	794.9783	35920000

表 3.2.2 共振器に入れるレーザーのパワーや電圧

透過光のパワー	3mW
入射光のパワー	11mW
ロックしないときの反射電圧	2.3V
ロックした時の反射電圧	1.06V

3.2.5 周波数の安定化

共振器中の共鳴を維持するためにレーザーの周波数を安定化する必要がある。その方法として今回は PDH 法を用いた[11][12]。反射光の微分信号をみることによって周波数をロックできるようにするものである。

第4章 原子のレーザー冷却実験

4.1 磁気光学トラップ(MOT)

実際に真空にしたチャンバーに磁場をかけてレーザーを照射し、Rb 原子気体のトラップを行ってカメラで原子の発光を探した結果、図 4.1.1 のように発光が確認された。原子の蛍光量が多くなるようにレーザーの周波数を調整して最適化した。

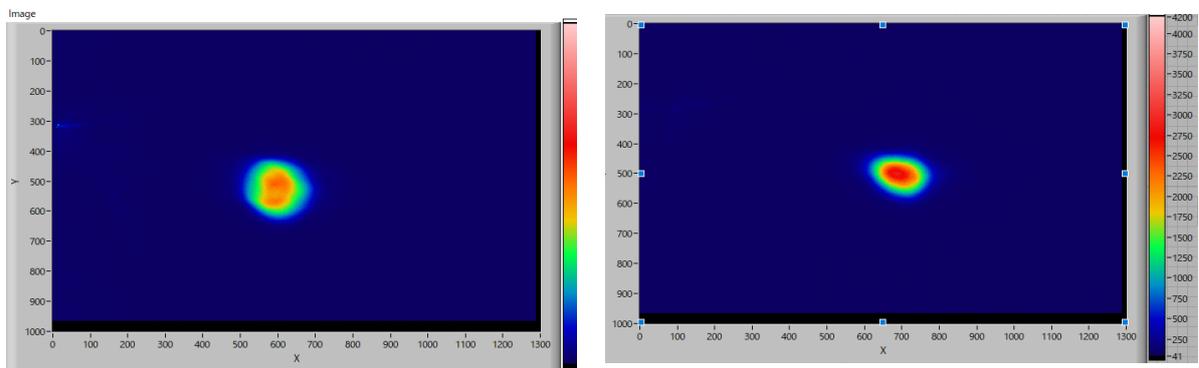


図 4.1.1 MOT による原子の発光 最適化前(左)と最適化後(右)

Cooling 光の離調を変化させていくと、蛍光量は図 4.1.2 のように変化した。この結果から MOT の Cooling 光の離調 -20MHz を最適とした。Repump 光については 384.2346102THz と設定したが、おそらく波長計の問題で日によって最適な周波数が変わることがあった。

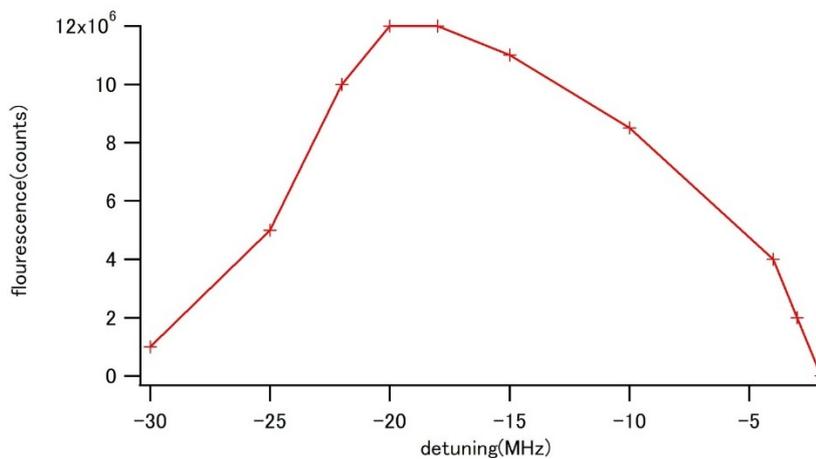


図 4.1.2 Cooling 光の離調による蛍光量の変化

また、MOTの開始後の蛍光量は図4.1.3のように変化した。このローディングの速さはチャンバー内のRb原子の密度によって変化する。

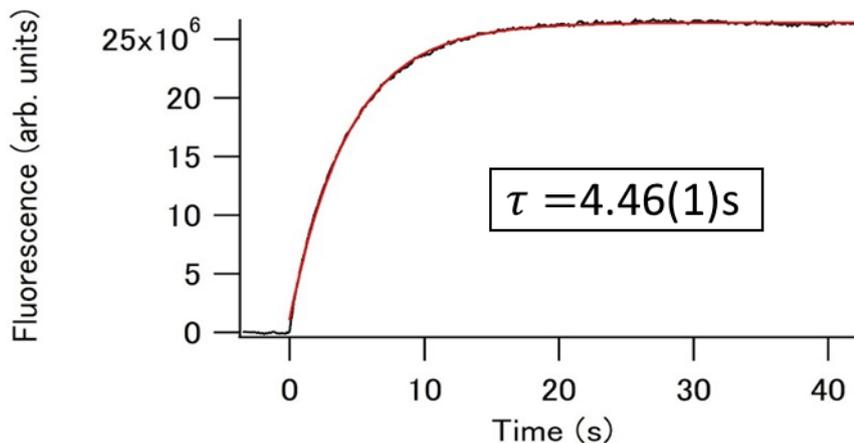


図 4.1.3 MOT 開始後の蛍光量の時間変化

4.2 偏光勾配冷却(PGC)

4.2.1 偏光勾配冷却の操作

PGCは図4.2.1の操作をして行った。

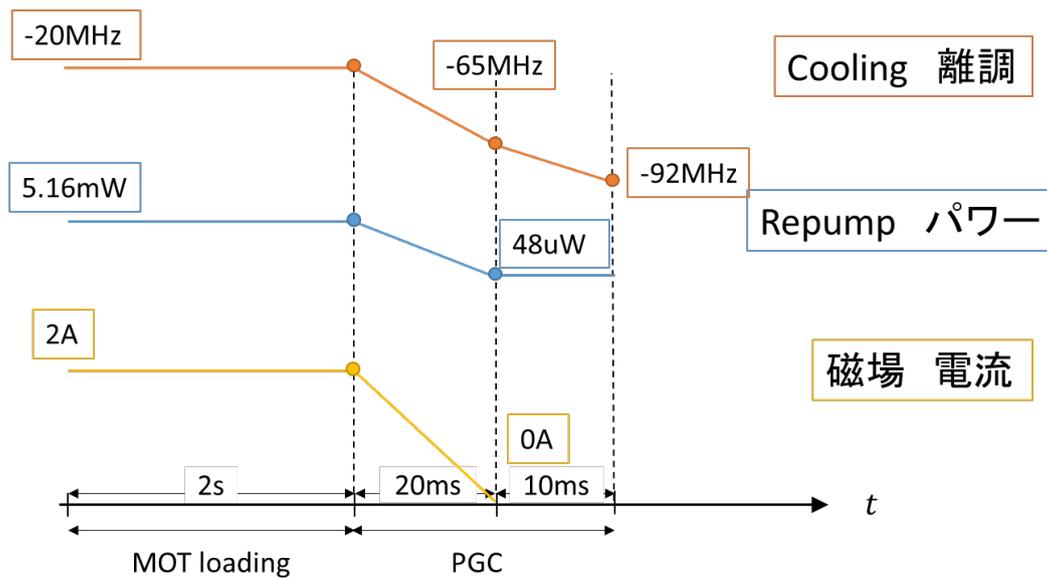


図 4.2.1 偏光勾配冷却の操作

4.2.2 吸収イメージ

原子の共鳴周波数に合わせた光 (Probe 光) をトラップした原子に照射すると、原子がいるところは光が原子に吸収されて強度が落ちる。このイメージをとることにより原子数や温度を定量的に解析することができる。図 4.2.2 のように原子に Probe 光を当てて吸収させ、その透過光をカメラで観測することによって吸収イメージを得る。

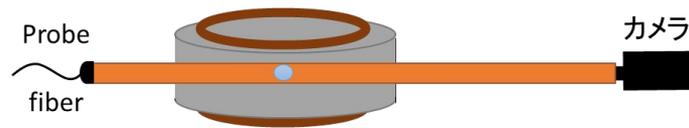


図 4.2.2 吸収イメージの撮り方

レンズによる拡大と集光をしたが図では省略している。

得られるイメージは原子がいるところだけ光が原子に吸収されて強度が落ちる。これを吸収されていない状態の Probe 光の強度で割ることによって、Probe 光の透過率が得られる。

吸収されていない状態の Probe 光の強度を I_0 とする。光の吸収による光強度の減少 ΔI は、以下ようになる。

$$\Delta I = -n\sigma\Delta z \quad (4.2.1)$$

ここで、 n は原子密度、 σ は吸収断面積である。よって吸収された後 (吸収イメージ) の光強度 I は

$$I = I_0 \exp(-n\sigma z) \quad (4.2.2)$$

となる。

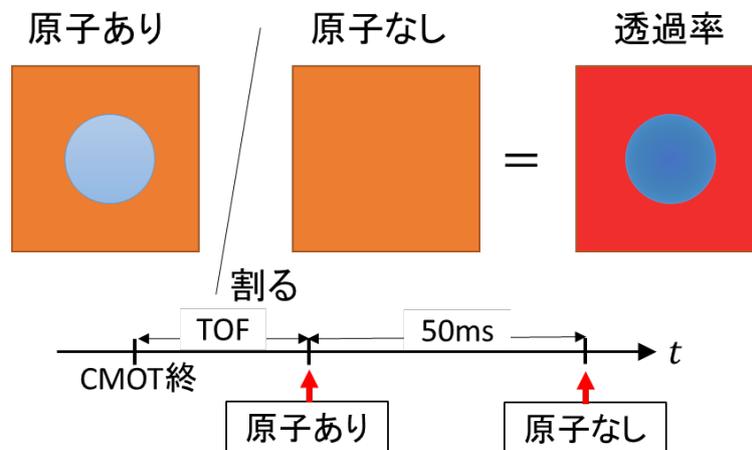


図 4.2.3 吸収イメージの概念図とイメージをとるタイミング

ここから原子数を計算する。原子密度 $-(\log I)/\sigma = nz$ となり、原子密度 n が probe 光の進行方向に対して積分されたようなデータとなる。これをカメラの画像の縦方向 (Y) と横方向 (X) について積分すると、それぞれの解析による原子数が計算される。

次に温度を計算する。PGC で熱平衡状態になったとき原子はマクスウェル分布に従った速度分布をしているはずであり、その速度分布は以下で表される。

$$f(v)dv = \frac{1}{v_p\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_p^2}\right) dv \quad (4.2.3)$$

この速度分布の幅 v_p は

$$v_p^2 = \frac{2k_B T}{m} \quad (4.2.4)$$

で表される。

PGC を切ってから時間 (TOF) がたつ間にその持っていた速度で原子が広がっていく。そして得られる吸収イメージは図 4.2.4 のように広がった状態の原子の分布となる。よって得られる原子の分布の幅 σ は速度分布の幅で時間によって広がり $v_p \times (\text{TOF})$ となるのでここから温度を求めることができる。

$$T = \frac{m\sigma^2}{2k_B(\text{TOF})^2} \quad (4.2.5)$$

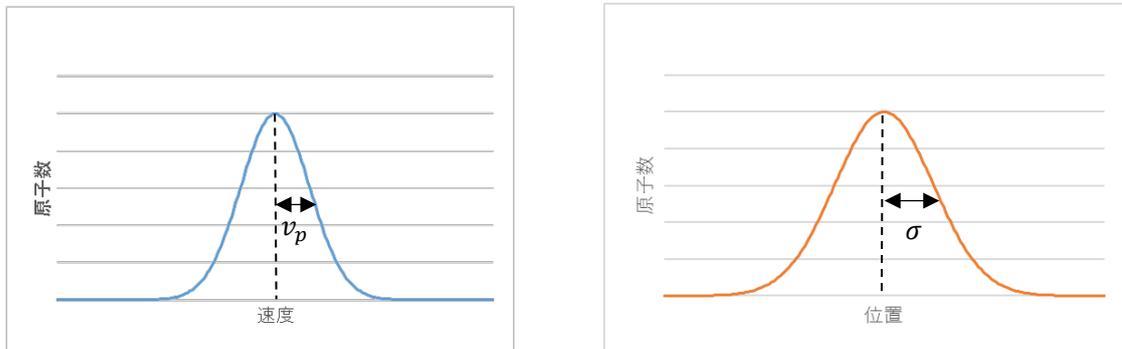


図 4.2.4 左：CMOT を切った瞬間の原子の速度分布
右：TOF の後の原子の分布。左の速度分布に応じて広がる。

また、吸収イメージから温度や原子数を計算する際には、pixel 数を実際のサイズ (m) に直す必要がある。そこで、PGC を切った後の時間に対する原子の中心位置の重力落下を観測し、pixel のサイズを求めた。その観測結果は図 4.2.5 のようになった。

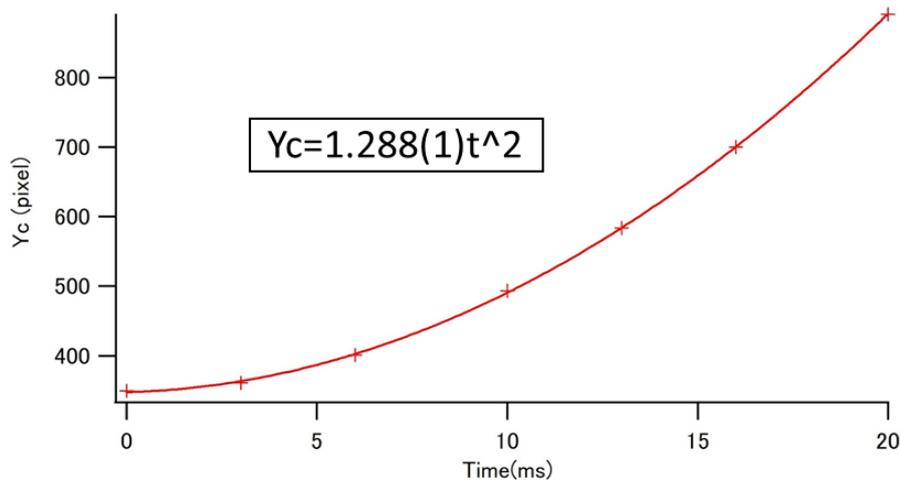


図 4.2.5 PGC を切った後の時間に対する原子の中心位置の変化

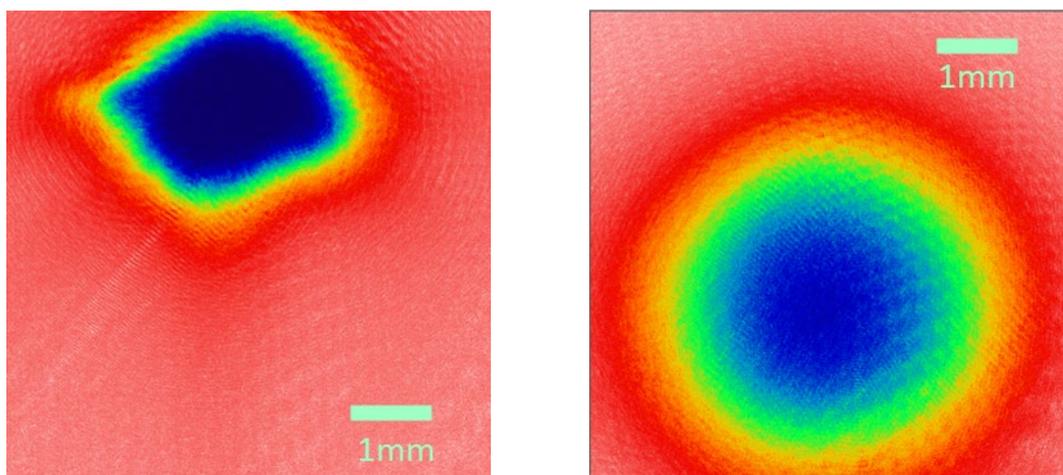


図 4.2.6 PGC 後 TOF=0ms の吸収イメージ(左)と TOF=20ms の吸収イメージ(右) 広がりながら落ちていく様子が観測できた。

この $K2$ の値からイメージ上の pixel のサイズを求める。1pixel が $x(\mu\text{m})$ として、重力加速度 9.8m/s^2 のとき、 $z=1/2gt^2=4.9((\mu\text{m})/(\text{ms})^2)=4.9/x(\text{pixel}/(\text{ms})^2)$ が測定結果から 1.2888 なので、1pixel が $4.9/1.2888=3.802 (\mu\text{m})$ となった。

また、PGC は磁場の存在に敏感なので、上下の補正コイルによって多くの原子をトラップできる最適な位置を探し、最適化後の PGC 後の吸収イメージと解析結果を図 4.2.7 に示す。

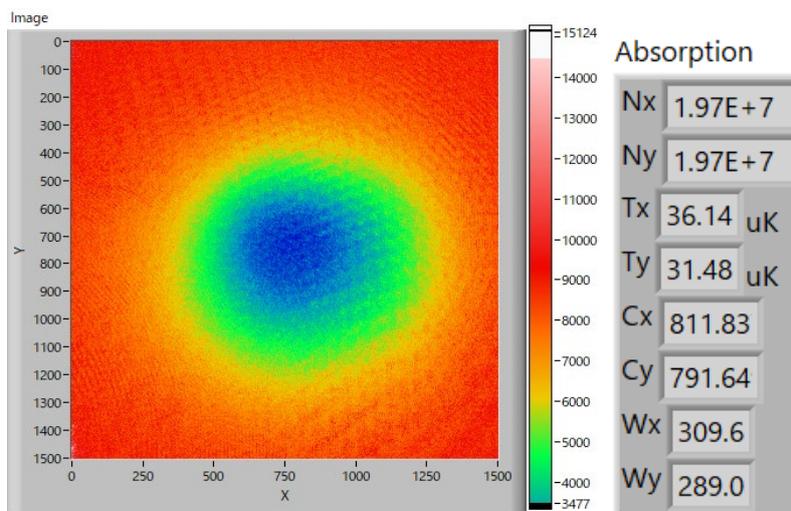


図 4.2.7 補正コイルによる最適化後の PGC 後の原子の吸収イメージ

原子数は 1.97×10^7 、温度は $\sim 30 \mu\text{K}$ となった。3.2.4 で光格子のポテンシャルの深さは $185 \mu\text{K}$ と計算されたので、十分に冷却できたと考えた。

4.3 共振器増幅した光格子によるトラップ

MOT と PGC で捕捉・冷却した原子を共振器増幅した光格子によってトラップする。

4.3.1 吸収イメージ

光格子トラップのレーザーの周波数は 1038nm であり、Rb 原子の $F=2 \Rightarrow F'=3$ の遷移に対して周波数としては負に離調されたものになっている。このレーザーによるライトシフトで原子のエネルギー準位が変化し、Probe 光の周波数がちょうど共鳴ではなくなってしまふ。そのため吸収イメージをとる際は光格子の光を切ってからイメージをとる。光格子の光を切ってからイメージをとるまでの時間を光格子の TOF とする。

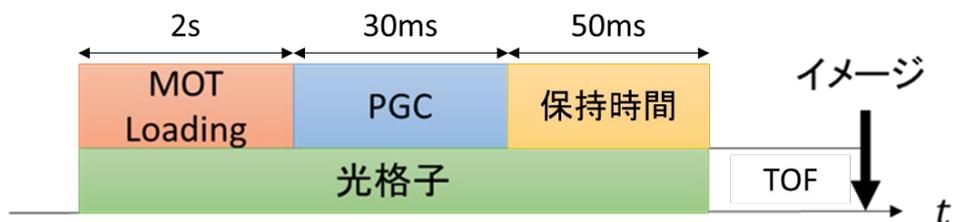


図 4.3.1 各操作の時間

光格子の位置が PGC の原子の中心になるように、上下・東西・南北の補正コイルを使っ

て原子の位置を調整した。調整後の吸収イメージを図 4.3.2 に示す。

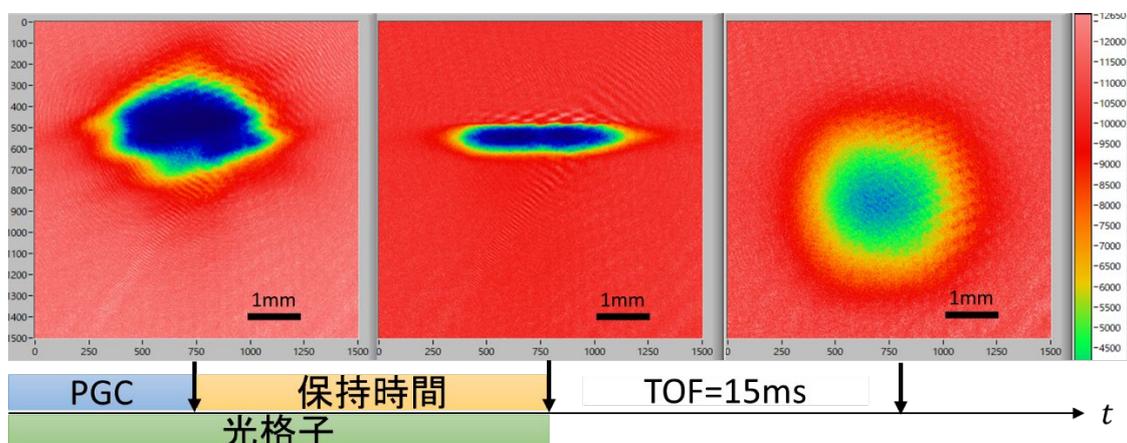


図 4.3.2 吸収イメージ。PGC 後（左）と光格子トラップ後すぐ（中央）と光格子トラップ後 15ms（右）：中央は光格子にトラップされている状態であるが、これが左の原子の中心になるように補正コイルで左の原子を動かして調整した。右は光格子トラップがなくなって広がりながら落ちていく様子。ここから原子数や温度を計算する。

ここから、原子数は $\sim 1.3 \times 10^7$ 、温度は $\sim 45 \mu\text{K}$ となり、先行研究[3]の約 1 万倍の原子をトラップすることができた。

第5章 まとめ

本研究では Rb 原子気体の高速 BEC 生成における原子数の増加を目的としていた。実際の実験でその手順の中の磁気光学トラップによる原子の冷却・捕捉、偏光勾配冷却による冷却、そして x 軸方向の共振器増幅した光格子トラップにより先行研究の約 1 万倍の原子をトラップすることに成功した。

実験では x 軸方向の光格子トラップの生成までとなったが、今後の展望としては、計画していた y,z 軸方向の共振器増幅した光格子を作って三次元の光格子を完成させ、ラマンサイドバンド冷却と光格子による圧縮を繰り返すことによって、多くの原子を高速に BEC にすることを旨とする。その後はその原子から高速に極低温分子をつくり、それを使った研究を進めていきたいと考えている。

謝辞

卒業論文の執筆にあたり、たくさんの方々に指導を受け、支えていただきました。

指導教官である小林先生には本論文・研究について直接指導していただきました。私のどんな疑問にもいつも親切に、適切に答えてくださいました。どんなに複雑で難しいことでもわかりやすく丁寧に解説してくださる小林先生に深く敬服いたします。この卒業論文のどこをみても小林先生が教えてくださったときのことが思い出されます。小林先生が北海道大学にいられて、小林先生のもとで研究を行えたことは本当に幸せなことでした。

フォトニクス研究室の長谷川先生と村上先生にはゼミで指導していただき、たくさんアドバイスをいただきました。また、研究室での生活も支えていただきました。

研究室配属までの大学生活の間、勉強面だけでなく私生活も気にかけてくださり、様々なアドバイスやご助力をいただいたアドバイザーの土家先生、本当にありがとうございました。

研究室の量子派の方々には勉強会でたくさんのことを教えていただきました。先輩方が積み上げてきた知識がなかったら何もわからなかったと思います。

天文派の方々も実験の進捗を気にかけていただきました。発表練習の後に声をかけていただけたのがとても嬉しかったです。

このように私はたくさんの方々に支えていただいて、卒業研究を行うことができました。ここで深く御礼申し上げます。ありがとうございました。

最後に、私をいつも支えてくれる家族に心から感謝いたします。

参考文献

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Science* 269, 198(1995)
- [2] Jun Kobayashi, Atsushi Ogino, Shin Inouye, *Nature Communications* 10, 3771 (2019)
- [3] J. Hu et al., *Science* 358 1078-1080 (2017)
- [4] C.J.FOOT. *Atomic Physics*. Oxford University press.
- [5] E.Arimondo and William D.Phillips. *Laser Manipulation of Atoms and Ions* (1993)
- [6] J. Dalibard and C. Cohen-Tanouji: *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, (1989)
- [7] 藪崎努. 「レーザー光による原子物理」 岩波書店 (2007)
- [8] D J McCarron et al *Meas. Sci. Technol.* 19 105601 (2008)
- [9] ヤリーヴ-イェー 「光エレクトロニクス 基礎編」 丸善出版 (2010)
- [10] 斎藤祐介、福岡健太. 「混合ボース気体の共振器増幅光トラップに向けた単一モード DPSS レーザーの開発」 東京大学卒業論文(2010)
- [11] Eric D. Black "An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization", *American Journal of Physics* 69, 79 (2001); doi: 10.1119/1.1286663
- [12] 佐藤浩司、澤田あずさ 「578nm および 507nm の光源作製」 京都大学卒業論文