

令和 3 年度卒業論文  
共振器増幅された 3 次元光格子中でのレーザー冷却  
実験

Laser cooling experiment in a cavity-enhanced 3D  
optical lattice

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

奥田泰崇

2022 年 4 月 1 日

# 目次

|       |                                |    |
|-------|--------------------------------|----|
| 第 1 章 | 序論                             | 2  |
| 1.1   | 研究背景 . . . . .                 | 2  |
| 1.2   | 目的 . . . . .                   | 2  |
| 第 2 章 | 原理                             | 4  |
| 2.1   | ボースアインシュタイン凝縮 (BEC) . . . . .  | 4  |
| 2.2   | BEC 生成までの流れ . . . . .          | 4  |
| 2.3   | 共振器増幅した光格子トラップ . . . . .       | 5  |
| 2.4   | ラマンサイドバンド冷却 . . . . .          | 9  |
| 2.5   | 圧縮 . . . . .                   | 15 |
| 第 3 章 | 実験装置                           | 17 |
| 3.1   | 光格子トラップ . . . . .              | 17 |
| 3.2   | 光ポンピング . . . . .               | 20 |
| 3.3   | Raman レーザー . . . . .           | 21 |
| 3.4   | 光格子トラップの強度制御 . . . . .         | 21 |
| 第 4 章 | 実験                             | 32 |
| 4.1   | 光格子トラップ . . . . .              | 32 |
| 4.2   | ラマンサイドバンド冷却 . . . . .          | 35 |
| 4.3   | ラマンサイドバンド冷却及び 3 軸の圧縮 . . . . . | 37 |
| 第 5 章 | まとめ                            | 45 |
|       | 参考文献                           | 47 |

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 研究背景

1985 年に Steven Chu らがレーザー冷却に成功した [1]。以来レーザー冷却に関する研究は飛躍的に進歩し、1995 年にはボース-アインシュタイン凝縮が世界で初めて実現され、2001 年のノーベル物理学賞の対象となった [2]。近年では冷却原子を用いた量子シミュレーションや、BEC 原子から作成した極低温分子による精密分光等、幅広い応用研究にも注目が集まっている。例えば、2019 年には極低温分子を用いた精密分光による電子と陽子の質量比の恒常性実験が行われ、精度がそれまでの 5 倍程更新された [3]。電子と陽子の質量比は物理定数であると考えられているが、それを否定するような証拠が見つければ、その背後には未知の物理現象が存在する可能性がある。他にも極低温分子を用いた新たな化学反応の探求 [4] など様々な研究が進められており、レーザー冷却の関連研究から多くの発見がなされることが期待される。

この様な中で、我々の研究室でも極低温の原子、分子を用いた研究を立ち上げる。原子の BEC を達成し、そこから極低温分子を作成、その後極低温分子を用いた精密分光等を計画している。

### 1.2 目的

本研究の目的は、極低温分子の作成のために高速で  $^{87}\text{Rb}$  原子を BEC にすることである。2017 年に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原子を BEC にすることに成功した [6]。本研究ではこれを 3 次元に拡張し、共振器により光格子のポテンシャルを深くすることでより多くの原子を高速に BEC にすることを目

標とする。

## 第 2 章

# 原理

### 2.1 ボースアインシュタイン凝縮 (BEC)

ボソンは 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。ボソンを絶対零度付近まで冷却すると、全ての粒子が基底状態にあるボースアインシュタイン凝縮状態になる。

BEC になる条件は以下で表される [7]。

$$n\lambda_{dB}^3 \sim 1 \quad (2.1)$$

$n$  は原子の密度、 $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi mk_B T}$  は熱的ド・ブロイ波長、 $n\lambda_{dB}^3$  は位相空間密度である。上式から、原子を BEC にする為には原子の温度を低くし、密度を高くする必要がある。

### 2.2 BEC 生成までの流れ

BEC 生成の手順を以下に記す。

- 磁気光学トラップによる原子の空間的な閉じ込め
- 偏光勾配冷却による冷却
- 共振器増幅した光格子によるトラップ
- ラマンサイドバンド冷却と圧縮

現在 BEC を作成するための主要な方法は蒸発冷却であるが、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。本研究では蒸発冷却に代わり [6] を参考にして、共振器増幅した 3 次元の光格子を用いることでより多くの原子をトラップする。光格子にトラッ

プされた原子はラマンサイドバンド冷却によって振動基底状態に移行する。その後3軸の光格子のうちの1軸の強度を下げてポテンシャルを緩めると、原子は残りの2軸の光格子のポテンシャルによって、緩めた光格子の方向に対して中心に集められる。他の2軸に関しても同様に圧縮を行う。ラマンサイドバンド冷却と圧縮を繰り返すことで原子の冷却及び高密度化を図り、BEC を生成する。

尚、本論文では主に共振器増幅された光格子トラップとラマンサイドバンド冷却及び圧縮に関して取り扱う。磁気光学トラップと偏光勾配冷却に関しては [5] のとおりである。

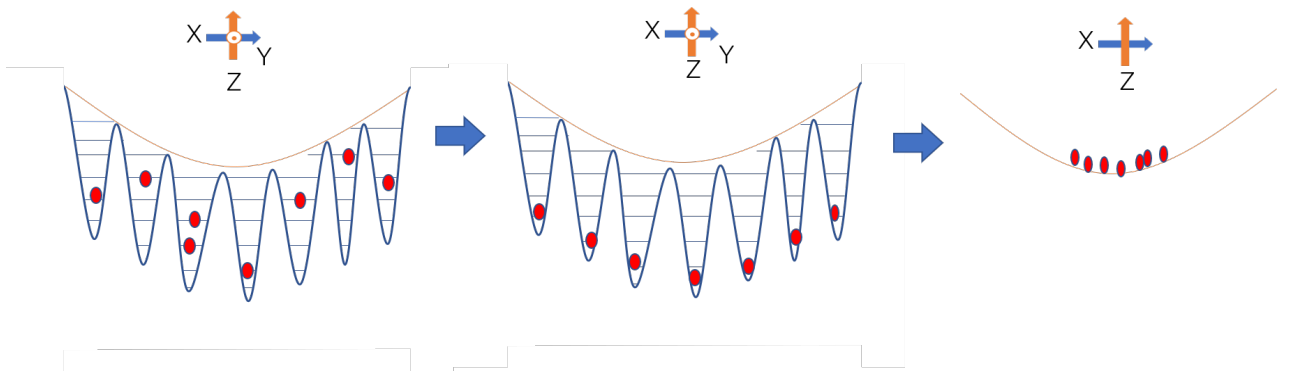


図 2.1: ラマンサイドバンド冷却と圧縮

## 2.3 共振器増幅した光格子トラップ

### 2.3.1 光格子トラップ

光格子トラップは、対向するレーザー光によって作られる定在波のポテンシャル中に原子を捕足する方法である。本研究では共振器によって増幅した深いポテンシャルに多くの原子をトラップする。

### 2.3.2 共振器 (cavity)

共振器の原理を [5] を参考に説明する。図 2.2 は共振器の模式図である。

共振器への入射光の電場を以下で表す。

$$E_{in}(z, t) = E \exp[i(\omega t - kz)] \quad (2.2)$$

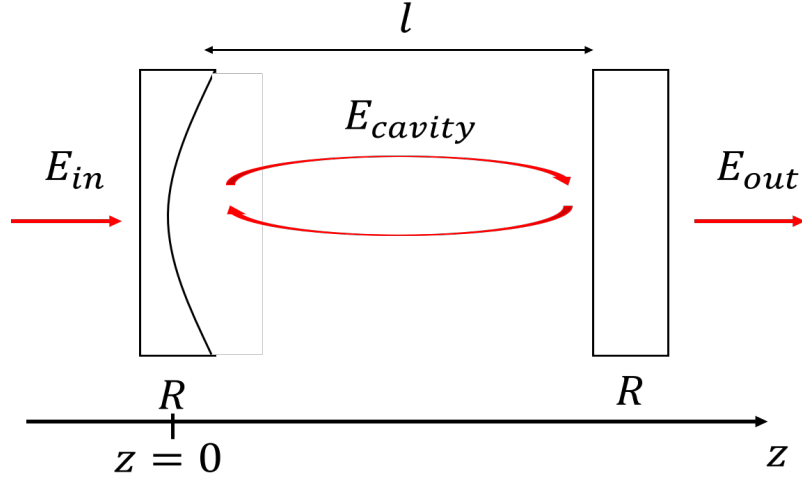


図 2.2: 共振器

入射光の電場強度は  $\epsilon_0$  を真空の誘電率、 $c$  を光速として次の様になる。

$$I_{in} = \frac{\epsilon_0 c}{2} |E_{in}|^2 \quad (2.3)$$

共振器の共鳴条件は  $2l = n\lambda (n = 1, 2, 3, \dots)$  であり、この式を周波数  $f$  を用いて表すと以下になる。

$$f = n \frac{c}{2l} \quad (2.4)$$

上式から共鳴周波数は  $c/2l$  の周期を持つことが分かる。この周期を FSR (Free Spectral Range) と呼ぶ。共鳴の半値全幅  $\Delta f$  と FSR の比は共鳴線の鋭さを表し、フィネス (finesse) と呼ばれ、以下で定義される。

$$finesse \equiv \frac{FSR}{\Delta f} \quad (2.5)$$

共振器のミラーの反射率  $R$  が  $R \sim 1$  の時、以下の様になる。

$$finesse = \frac{\pi}{1 - R} \quad (2.6)$$

共鳴時の共振器内での電場をミラーの反射率  $R$  と透過率  $T = 1 - R$  を用いて表す。

$$\begin{aligned} E_{cavity} &= \sqrt{T} E \exp[i(\omega t - kz)] \sum_{n=0}^{\infty} R^n - \sqrt{TR} E \exp[i(\omega t - kz)] \sum_{n=0}^{\infty} R^n \\ &= E \exp(i\omega t) \frac{\sqrt{T}}{1 - R} (\exp(-ikz) - \sqrt{R} \exp(ikz)) \end{aligned} \quad (2.7)$$

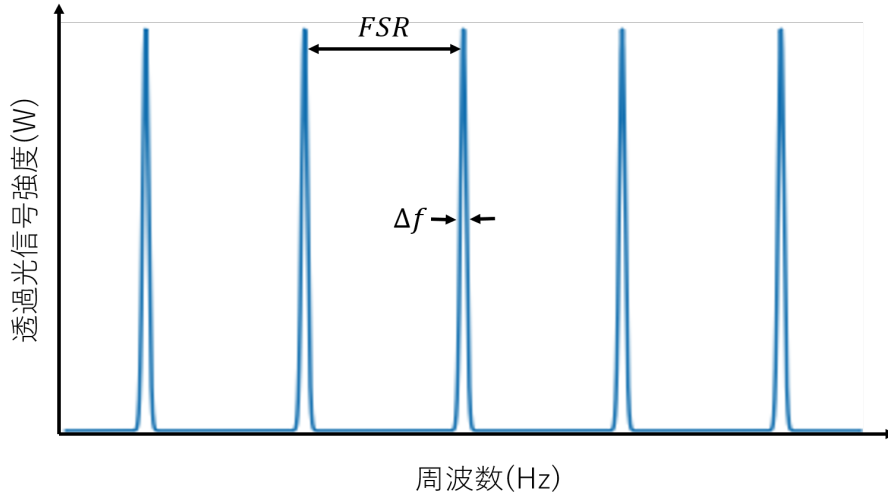


図 2.3: 入射光の周波数と透過光強度

共振器内の電場強度は次式となる。

$$\begin{aligned}
 I_{cavity} &= a|E_{cavity}|^2 \\
 &= I_{in} \times T \frac{1 + R - 2\sqrt{R} \cos(2ikz)}{(1 - R)^2}
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

$z = (2m + 1)l/2n (m = 0, 1, 2, \dots, n - 1)$  において共振器内の電場強度は最大になる。

$$I_{cavity}^{max} = I_{in} \times \frac{T(1 + \sqrt{R})^2}{(1 - R)^2} \tag{2.9}$$

ここで、 $R \sim 1$  とすると

$$I_{cavity}^{max} \simeq I_{in} \times \frac{4}{1 - R} \tag{2.10}$$

となる。レーザーをミラーで反射した時、入射光と反射光の重ね合わせの強度は  $4I_{in}$  であるから、増幅率を  $A$  として  $I_{cavity}^{max} = 4AI_{in}$  と表した時、 $A$  は次の様になる。

$$\begin{aligned}
 A &\simeq \frac{1}{1 - R} \\
 &= \frac{finesse}{\pi}
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

したがって、finesse を測定することで光格子の増幅率を計算することができる。

### 2.3.3 PDH 法

共振器内の光格子を維持するためには、共鳴条件が常に満たされるようにレーザーの周波数をロックする必要がある。周波数のロックには PDH 法 (Pound-Drever-Hall) を用いた。以下にその原理を説明する [8][9]。

電場が  $E_0 e^{i\omega t}$  で表されるレーザー光に、EOM で  $\beta \sin \Omega t$  という変調を掛ける。この時の電場の強度は  $\beta$  が小さいとすると以下の様になる。

$$\begin{aligned} E_{in} &= E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \\ &= E_0 e^{i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta) e^{in\Omega t} \\ &\simeq E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}] \end{aligned} \quad (2.12)$$

ここで  $J_n$  はベッセル関数であり、次式で与えられる。

$$J_n(\beta) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(n+k)!} \left(\frac{\beta}{2}\right)^{n+2k} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.13)$$

式 2.12 より、周波数  $\omega$  の成分の両隣に周波数  $\omega \pm \Omega$  のサイドバンドが立つことが分かる。共振器からの反射光の電場は次の様になる。

$$\begin{aligned} E_{ref} &= E_0 [F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} \\ &\quad - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}] \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$F(\omega) = \frac{E_{in}}{E_{ref}} = \frac{r \left( \exp \left( i \frac{\omega}{FSR} \right) - 1 \right)}{1 - r^2 \exp \left( i \frac{\omega}{FSR} \right)} \quad (2.15)$$

$F(\omega)$  は周波数  $\omega$  の光に対する共振器の反射係数であり、入射光電場と反射光電場の比を表す。また、 $r$  は共振器のミラーの反射係数である。反射光強度を PD で観測すると以下の信号を得る。

$$\begin{aligned} V_{ref} &\propto |E_{ref}|^2 \\ &= E_0^2 J_0^2(\beta) |F(\beta)|^2 + E_0^2 J_1^2(\beta) \{ |F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2 \} \\ &\quad + 2E_0^2 J_0(\beta) J_1(\beta) \{ \text{Re}[F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \cos \Omega t \\ &\quad + \text{Im}[F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \sin \Omega t \} + (2\Omega \text{terms}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

この信号を EOM の RF 信号と同じ信号と Mixer にかけて復調し、ローパスフィルターで定数項  $E_0^2 J_0^2(\beta) |F(\beta)|^2 + E_0^2 J_1^2(\beta) \{ |F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2 \}$  と  $2\Omega$  で振動する項

を取り除く。エラー信号として

$$\begin{aligned}
V_{er} &\propto E_0^2 J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Im}[F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \\
&= E_0^2 J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Im} \left[ F(\omega) \frac{F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)}{\Omega} + F^*(\omega) \frac{F(\omega) - F(\omega - \Omega)}{\Omega} \right] \Omega \\
&\simeq 2E_0^2 J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Re} \left[ F(\omega) \frac{d}{d\omega} F^*(\omega) \right] \Omega \\
&\simeq 2E_0^2 J_0(\beta) J_1(\beta) \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega
\end{aligned} \tag{2.17}$$

を得る。したがって、EOM によりレーザー光を変調することで、反射光強度からエラー信号として微分信号を得ることができる。共鳴条件を満たすときにエラー信号の値はゼロになり、共鳴の前後で正から負に変化する。この情報をフィードバックすることで共鳴周波数にロックすることができる。

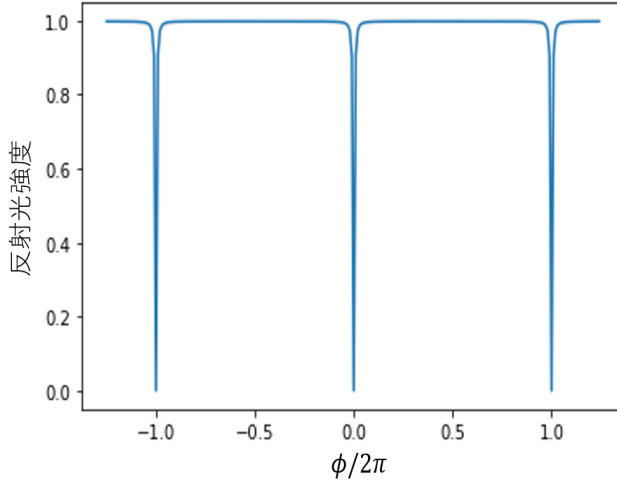


図 2.4: 反射光強度

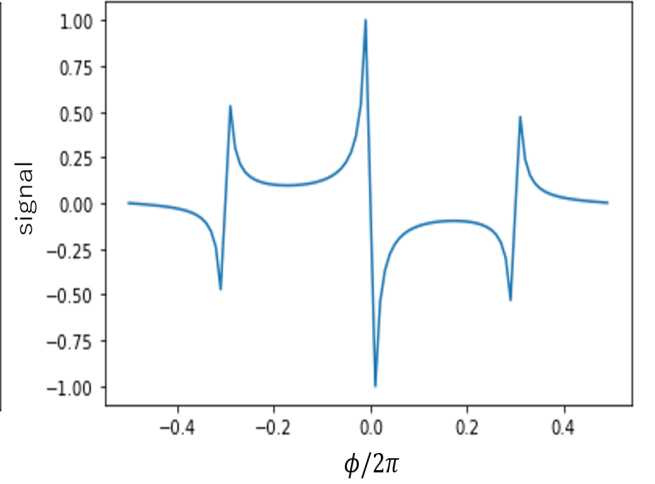


図 2.5: エラー信号

$\phi$  は共鳴中心からの位相差

## 2.4 ラマンサイドバンド冷却

### 2.4.1 Raman 遷移

Raman 遷移について説明する。以下の議論では [7] を参考にした。

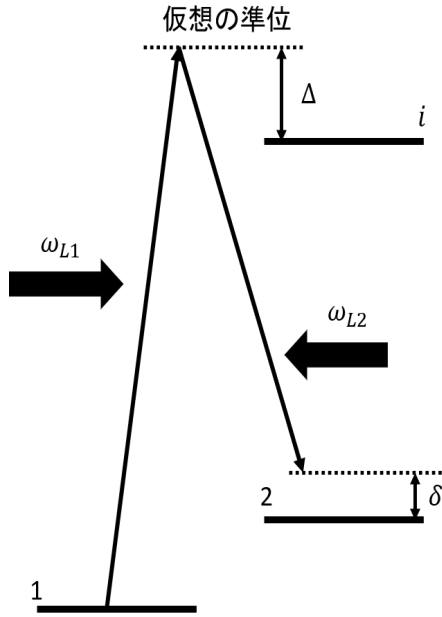


図 2.6: Raman 遷移の模式図

図 2.6 の様な 3 準位系を考える。Raman 遷移は 3 準位系のエネルギー準位の内、 $1 \rightarrow 2$  の遷移を表すが、 $1 \rightarrow i$  と  $i \rightarrow 2$  の 2 ステップでの遷移とは異なる。原子には周波数  $\omega_{L1}$  と  $\omega_{L2}$  の二つのレーザーが照射されている。この時、外場の電場は 2 つの周波数成分を持つ。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{L1} \cos(\omega_{L1}t) + \mathbf{E}_{L2} \cos(\omega_{L2}t) \quad (2.18)$$

各準位  $i$ 、 $2$ 、 $1$  の周波数をそれぞれ  $\omega_i \gg \omega_2 > \omega_1$  とする。まず初めに、準位  $1$  と  $i$  の間の遷移に関して  $\omega_{L1}$  の光による摂動を考える。これは 2 準位系での遷移と同様に考えられる。時間依存するシュレディンガー方程式より

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi \quad (2.19)$$

ここでハミルトニアン  $H$  は

$$H = H_0 + H_1 \quad (2.20)$$

であり、 $H_0$  は非摂動項、 $H_1$  は摂動項である。 $H_0$  の波動関数は原子のエネルギー準位や波動関数と等しいため以下を満たす。

$$i\hbar \frac{\partial \psi_n}{\partial t} = H_0 \psi_n \quad (2.21)$$

これを解くと次式のように波動関数を書くことができる。

$$\Psi_n(\mathbf{R}, t) = \psi_n(\mathbf{r}) \exp\left(-i \frac{E_n}{\hbar} t\right) \quad (2.22)$$

今考えているのは 1 と  $i$  の 2 準位系なので

$$\begin{aligned} H_0 \psi_1 &= E_1 \psi_1 \\ H_0 \psi_i &= E_i \psi_i \end{aligned} \quad (2.23)$$

を満たす。したがって、波動関数の重ね合わせは次式で表せる。

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}, t) &= c_1(t) \psi_1(\mathbf{r}) \exp\left(-i \frac{E_1}{\hbar} t\right) + c_i(t) \psi_i(\mathbf{r}) \exp\left(-i \frac{E_i}{\hbar} t\right) \\ &= c_1(t) |1\rangle \exp(-i\omega_1 t) + c_i(t) |i\rangle \exp(-i\omega_i t) \end{aligned} \quad (2.24)$$

規格化条件は以下で与えられる。

$$|c_1|^2 + |c_i|^2 = 1 \quad (2.25)$$

摂動する電場は  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{L1} \cos(\omega_{L1} t)$  であり、摂動ハミルトニアンは

$$H_1(t) = e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_{L1} \cos(\omega_{L1} t) \quad (2.26)$$

となる。 $H_1$  と  $\Psi(\mathbf{r}, t)$  を時間依存するシュレディンガー方程式に代入すると次式を得る。

$$i\dot{c}_1 = \Omega_{i1} \cos(\omega_{L1} t) e^{-i\omega_0 t} c_i \quad (2.27)$$

$$i\dot{c}_i = \Omega_{i1}^* \cos(\omega_{L1} t) e^{i\omega_0 t} c_1 \quad (2.28)$$

ここで、共鳴周波数  $\omega_0 = \omega_i - \omega_1$  であり、ラビ周波数  $\Omega_{i1}$  は

$$\Omega_{i1} = \frac{\langle 1 | e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_{L1} | i \rangle}{\hbar} = \frac{e}{\hbar} \int \psi_1^*(\mathbf{r}) \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_{L1} \psi_i(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (2.29)$$

とした。

$t = 0$  で全ての原子が 1 の準位にいるとする。この時、 $c_1(0) = 1$ 、 $c_i(0) = 0$  である。 $c_i(t)$  が十分小さいままであるとすると、式 2.27、2.28 より

$$\begin{aligned} c_1(t) &= 1 \\ c_i(t) &= \frac{\Omega_{i1}^*}{2} \left\{ \frac{1 - \exp[i(\omega_0 + \omega_{L1})t]}{\omega_0 + \omega_{L1}} + \frac{1 - \exp[i(\omega_0 - \omega_{L1})t]}{\omega_0 - \omega_{L1}} \right\} \end{aligned} \quad (2.30)$$

となる。

ここで、一般的な放射では周波数  $\omega_{L1}$  と原子の共鳴周波数  $\omega_0$  は近い値をとるため、

$|\omega_0 - \omega_{L1}| \ll \omega_0$  であり、 $\omega_0 + \omega_{L1} \sim 2\omega_0$  となる。したがって、 $\omega_0 + \omega_{L1}$  の項は無視することができる。(これを回転波近似という。) よって、式 2.30 は次の様になる。

$$c_i(t) = \frac{\Omega_{i1}}{2} \left\{ \frac{1 - \exp[i(\omega_i - \omega_1 - \omega_{L1})t]}{\omega_i - \omega_1 - \omega_{L1}} \right\} \quad (2.31)$$

ここで、ラビ周波数は実数であるとし、 $\Omega_{i1}^* = \Omega_{i1}$  とした。

$$\Delta = \omega_1 + \omega_{L1} - \omega_i \quad (2.32)$$

とする。原子の波動関数は以下の様に書ける。

$$\Psi_n(\mathbf{r}, t) = e^{-i\omega_1 t} |1\rangle - \frac{\Omega_{i1}}{2\Delta} e^{-i\omega_i t} |i\rangle + \frac{\Omega_{i1}}{2\Delta} e^{-i(\omega_1 + \omega_{L1})t} |i\rangle \quad (2.33)$$

$\omega_i$  の項は準位  $i$  への励起を表し、 $\omega_1 + \omega_{L1}$  の項は仮想準位に対応する。

次に  $\omega_{L2}$  のレーザーによる影響を考える。 $c_i$  を求めた時と同様に考えて以下を得る。

$$i\dot{c}_2(t) = \Omega_{2i} \cos(\omega_{L2}t) e^{i(\omega_2 - \omega_i)t} c_i(t) \quad (2.34)$$

これに  $c_i$  を代入し、整理する。

$$i\dot{c}_2(t) = -\frac{\Omega_{2i}\Omega_{i1}}{4\Delta} [e^{i\omega_{L2}t} + e^{-i\omega_{L2}t}] \cdot [e^{-i(\omega_i - \omega_2)t} - e^{i\{(\omega_2 - \omega_1) - (\omega_{L1} - \omega_{L2})\}t}] \quad (2.35)$$

これを積分し、回転波近似を用いる。

$$\begin{aligned} c_2(t) &= \frac{\Omega_{2i}\Omega_{i1}}{4\Delta} \left[ \frac{1 - e^{-i(\omega_i - \omega_2 - \omega_{L2})t}}{\omega_i - \omega_2 - \omega_{L2}} + \frac{1 - e^{i\{(\omega_2 - \omega_1) - (\omega_{L1} - \omega_{L2})\}t}}{(\omega_2 - \omega_1) - (\omega_{L1} - \omega_{L2})} \right] \\ &= \frac{\Omega_{2i}\Omega_{i1}}{4\Delta(\Delta + \delta)} [1 - e^{-i(\Delta + \delta)t}] - \frac{\Omega_{2i}\Omega_{i1}}{4\Delta\delta} [1 - e^{-i\delta t}] \end{aligned} \quad (2.36)$$

ここで

$$\delta = (\omega_{L1} - \omega_{L2}) - (\omega_2 - \omega_1) \quad (2.37)$$

はレーザー周波数の差が準位 1 と 2 の間のエネルギー差と一致するというラマン共鳴条件からの離調周波数である。

$\delta \simeq 0$  かつ  $|\delta| \ll |\Delta|$  の時、式 2.36 の第一項は無視できるので、実効ラビ周波数

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{2i}\Omega_{i1}}{2\Delta} \quad (2.38)$$

を用いて、次式で表せる。

$$c_2(t) = -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} \frac{1 - e^{-i\delta t}}{\delta} \quad (2.39)$$

したがって、遷移確率は次式になる。

$$|c_2(t)|^2 = \frac{1}{4} \Omega_{\text{eff}}^2 t^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{\delta t}{2} \right) \quad (2.40)$$

ある時刻  $t$  における遷移確率を  $\delta$  の関数として図 2.7 に示す。横軸は  $\delta t$ 、縦軸は最大値が 1 となるように規格化した遷移確率である。 $\delta = 0$  の時に遷移確率は最大で、 $\delta$  が増加すると急激に減少する。したがって Raman 遷移を起こすためには、ラマン共鳴条件  $\delta = 0$  が満たされるようにレーザー周波数を調整する必要がある。

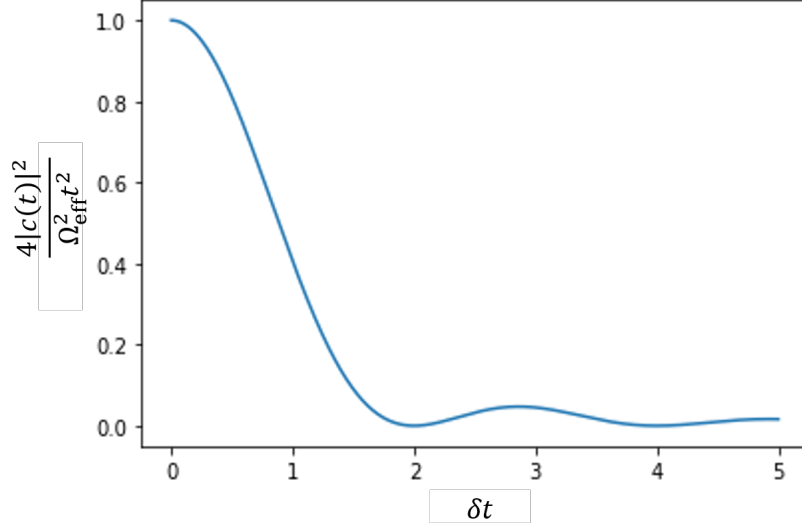


図 2.7: 遷移確率と離調周波数  $\delta$  の関係

## 2.4.2 ラマンサイドバンド冷却

ラマンサイドバンド冷却 (RSC) によって光格子トラップ内の原子を振動基底に遷移させることで冷却する。ラマンサイドバンド冷却は以下の手順で行われる [10][11]。

1. 光ポンピングにより  $5S_{1/2}$  軌道の  $F = 2$ 、 $m_F = -2$  の状態  $|2, -2\rangle$  に原子を集める。
2. Raman 遷移により振動量子数  $v$  を 1 下げる。 $|2, -2; v\rangle$  から  $|1, -1; v-1\rangle$  への遷移。

3. 光ポンピングにより  $|1, -1; v - 1\rangle$  から  $|2, -2; v - 1\rangle$  へ遷移させる。
4. 2 と 3 の過程を繰り返す。

まず初めに、光格子にトラップされた  $^{87}\text{Rb}$  に  $\sigma^-$  偏光の 2 つのレーザーを照射し、光ポンピングを行う。一方の光 (repump 光) は原子を  $5S_{1/2}(F = 1)$  から  $5P_{3/2}(F' = 2)$  の状態に遷移させる。この時、磁気副準位  $m_F$  は 1 だけ減少する。もう一方の光 (pump 光) は  $5S_{1/2}(F = 2)$  から  $5P_{3/2}(F' = 2)$  へ遷移させ、 $m_F$  を 1 下げる。 $F' = 2$  に励起した原子は自然放出によって  $F = 1$  と  $F = 2$  に遷移する。その後、pump 光と repump 光によって再度  $F' = 2$  に原子を励起する。このサイクルを繰り返すことで原子を  $|F = 2, m_F = -2\rangle$  の状態に遷移させる。

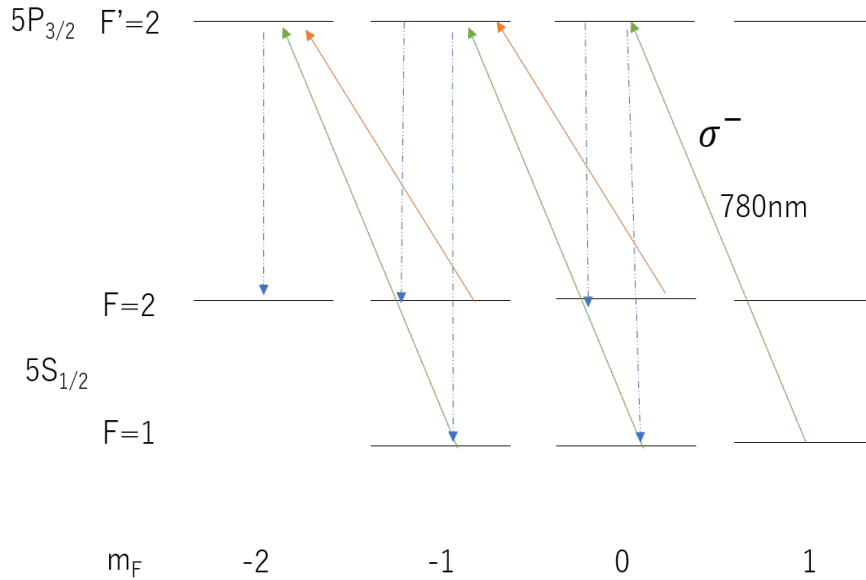


図 2.8: 光ポンピング

次に Raman 遷移により  $|2, -2; v\rangle$  から  $|1, -1; v - 1\rangle$  の遷移を起こし、振動量子数  $v$  を 1 減少させる。その後再び光ポンピングを行うことで  $|2, -2; v - 1\rangle$  に遷移させる。これを繰り返すことで最終的に  $|2, -2; 0\rangle$  まで遷移させる。 $|2, -2; 0\rangle$  の原子は Raman 遷移の行き先がないためそれ以上変化せず、振動基底状態に集めて冷却することができる。

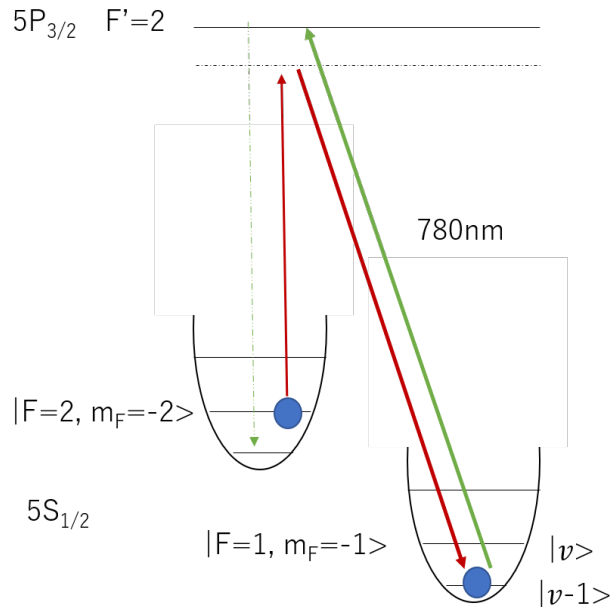


図 2.9: ラマンサイドバンド冷却

## 2.5 圧縮

原子を 3 次元光格子中でラマンサイドバンド冷却した後、1 軸又は 2 軸の光格子の強度を弱めることでそれ以外の 2 軸または 1 軸の光格子によるポテンシャル中に原子を解放する。解放直後の原子の運動エネルギーが無視できるほど小さいと仮定すると、等分配則により熱平衡化した原子の位置エネルギーは解放した直後の位置エネルギーの  $1/2$  になり、原子集団のサイズが小さくなる。その後再び光格子で原子をトラップし、ラマンサイドバンド冷却とポテンシャル中に原子を解放することを繰り返すことで圧縮する。

光格子の強度は、原子の加熱を防ぐために断熱的に変化させる必要がある。したがって、光格子の周波数ロックを維持したまま強度を変化させなければならない。強度を変化させる詳しい方法は第 3 章において説明する。ここでは特に、EOM での変調による光格子強度の制御の原理について述べる。

### 2.5.1 EOM の変調による光格子強度の制御

EOM に入力する RF 信号を AM 変調することで、共振器に入射する 0 次光の強度を変化させる。位相変調された電場の  $n$  次の振幅はベッセル関数を用いて以下の様に表

することができる。

$$E_n = E_0 J_n(\beta) \quad (2.41)$$

光強度は電場の振幅の 2 乗に比例するため、 $n$  次光の励起率は  $J_n^2(\beta)$  となる。(図 2.10)  $\beta \simeq 2.4$  で 0 次光の励起率がゼロとなる。この時、0 次光以外のサイドバンドの周波数は共振器の共鳴周波数から外れるため共振器を透過せず、光格子の強度に影響を与えない。したがって、光格子の強度を大きく減少させることができる。

また、この時の周波数ロックについて考える。式 2.17 より、エラー信号は 0 次光と 1 次光の電場振幅の積  $E_0 \times E_1$  で表すことができる。0 次光の励起率がゼロになる  $\beta \simeq 2.4$  近傍では 1 次光の励起率が大きいため、共振器への入射光強度が減少してもエラー信号は大きく変化せず、周波数ロックを維持することができる。

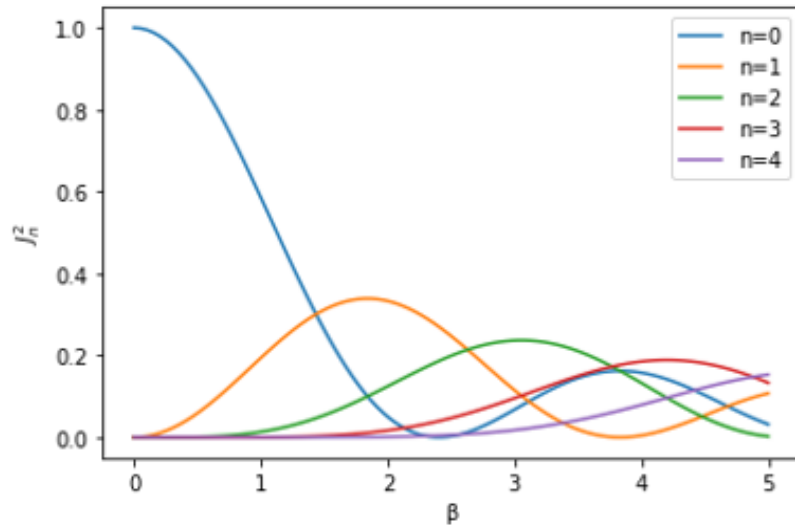


図 2.10: EOM のサイドバンド励起率

## 第 3 章

# 実験装置

### 3.1 光格子トラップ

3次元光格子のために、X, Y, Z のそれぞれの光源が必要である。X と Y に関しては [5] に記されているとおりである。Z については光強度の増幅の為に Tapered Amp(TA) を用いた光学系を作成した。

#### 3.1.1 光学系

波長 1038nm のレーザーを用いた。レーザーの入力電流と出力の P-I 特性、及び TA への入力電流と出力の P-I 特性を図 3.1、3.2 に示す。

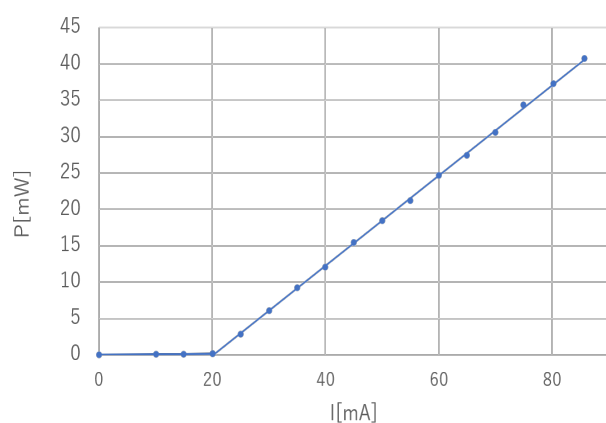


図 3.1: レーザーの P-I 特性

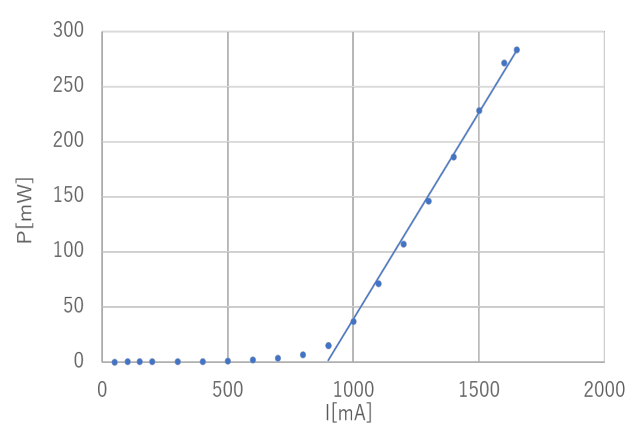


図 3.2: TA の P-I 特性

図 3.3、3.4 に光格子用の光学系を示す。レーザーは Tapered Amp(TA) で強度を増幅した後、EOM でサイドバンドを立てた。その後 Grating で不要な周波数成分を取り除いた。AOM で強度変調を加え、ファイバーにカップリングした。

レーザーへの入力電流が 74.75mA で TA への入力電流が 1650mA の時、光強度は TA の前で 24.3mW、TA の後で 526mW であった。

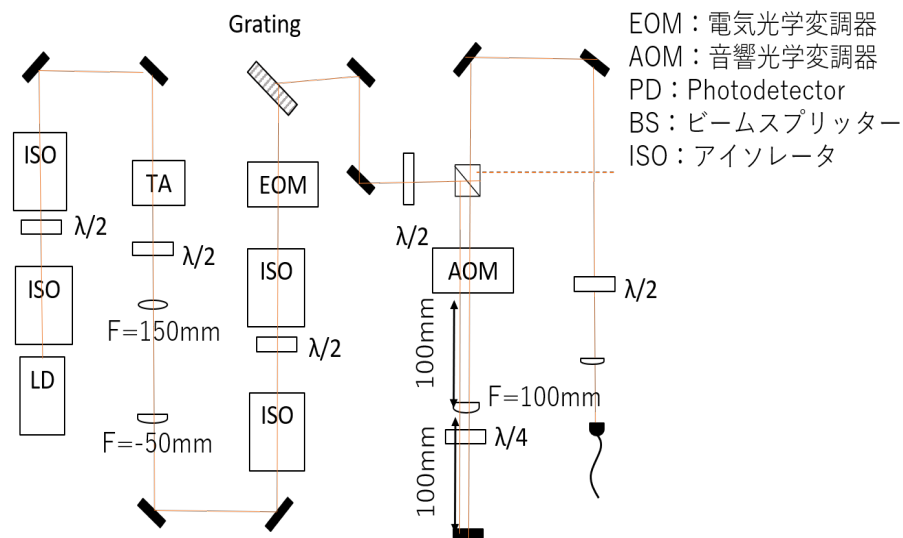


図 3.3: 光格子用の光学系 1

ファイバーを透過した光を BS で分け、透過光を PD に入れて入射光強度を観測した。反射光は共振器にカップリングし、共振器の透過光と反射光の強度をそれぞれ PD で観測した。また、共振器の反射光 PD の前に AOM を設置し、強度変調ができるようにした。

PD で観測した反射光強度から微分信号を得て、エラー信号として共振器の共鳴条件を満たすようにレーザーの周波数をロックした。

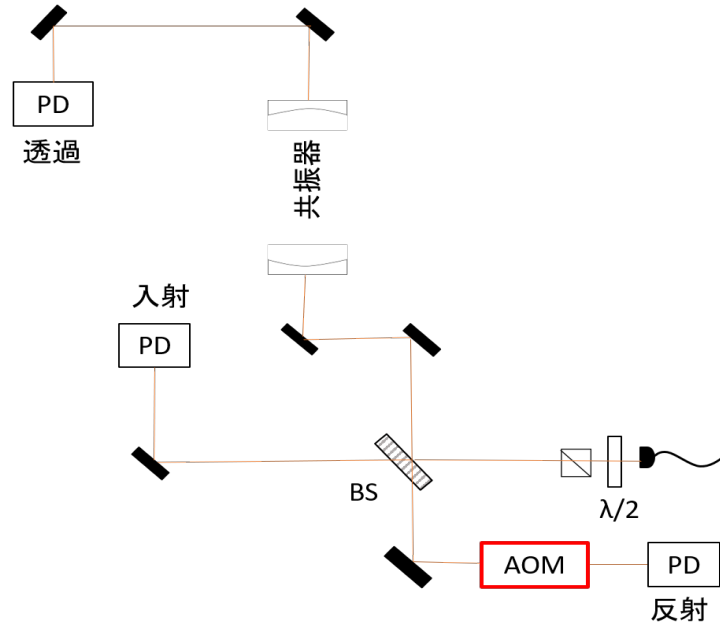


図 3.4: 光格子用の光学系 2

### 3.1.2 finesse の測定

finesse を測定し、増幅率を計算する。共鳴状態の光格子を瞬間的に切り、透過光の減衰の時定数  $\tau$  を測定する。共振器の共鳴の半値全幅  $\Delta f$  は  $\tau$  の逆数に比例し、次式で表される。

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (3.1)$$

FSR を計測すると  $FSR = c/2l = 237\text{MHz}$  であり、共振器長は  $l = 0.633\text{m}$  であった。また、測定の結果  $\tau = 39\mu\text{s}$  であり、 $\Delta f = 4.1\text{kHz}$  であった。finesse は  $finesse = FSR/\Delta f = 5.86 \times 10^4$  であり、増幅率は  $finesse/\pi = 1.9 \times 10^4$  となる。

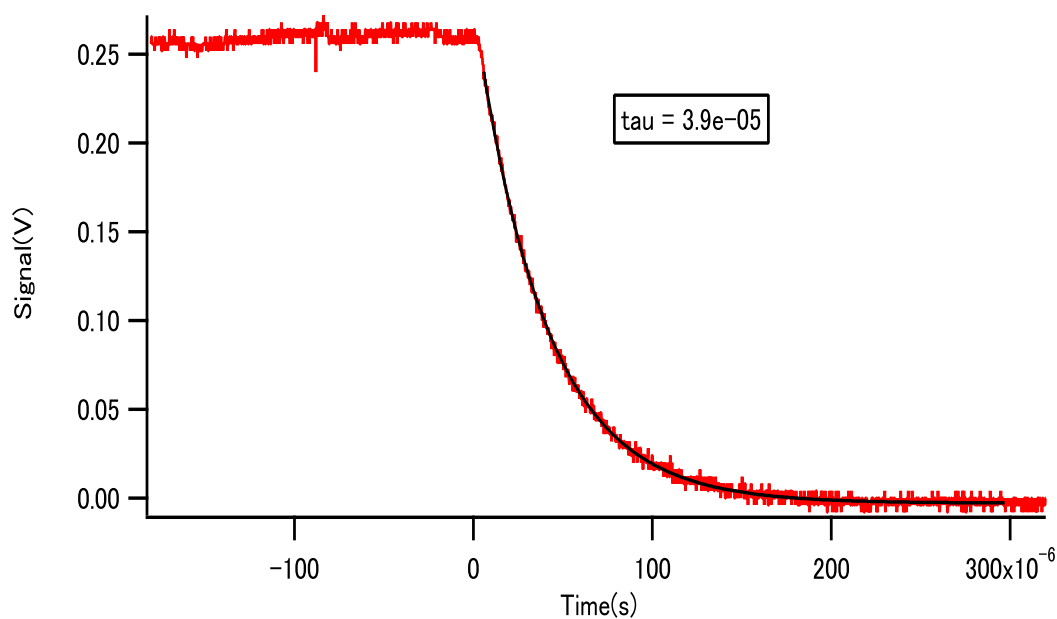


図 3.5: Z 軸光格子の透過光の減衰

## 3.2 光ポンピング

pump 光と repump 光として、2 つの波長 780nm のレーザーを  $\sigma^-$  偏光にして原子のいるチャンバーに入射させた。この時、pump 光と repump 光はどちらも MOT のZ 軸のパスと重なるように入射させた。MOT の光学系に関しては [5] を参照。チャンバーに入射する直前の光強度は、pump 光が  $6\mu\text{W}$ 、repump 光が  $25\mu\text{W}$  であった。pump 光と repump 光の周波数差は 6.8GHz とした。

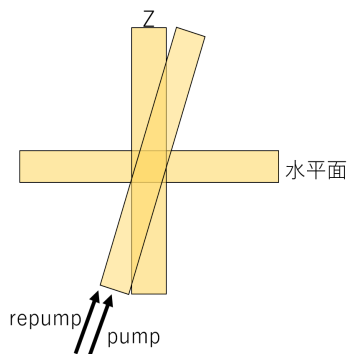


図 3.6: pump 光、repump 光のチャンバーへの入射

### 3.3 Raman レーザー

波長 780nm のレーザーを 2 つ用意し、一方 (Raman1) は  $\pi$  偏光にもう一方 (Raman2) は  $\sigma^-$  偏光にしてチャンバーに入射させた。磁場の向きは鉛直上向きで、Raman1 は水平面内の X、Y 光格子から 45 度の角度に入射し、Raman2 は MOT の Z 軸のパスと重なるように入射させ、X、Y、Z 全ての方向に反跳を与えるようにした。チャンバーに入射する光の強度は Raman1 が 11.2mW、Raman2 が 14mW とした。Raman1、Raman2 は共に  $5P_{3/2}$  軌道の  $F=2$  の状態から 26GHz 離調させた。また、ビーム径は 1.4mm 程であった。2 つのレーザーの周波数差を PC で制御できるようにした。

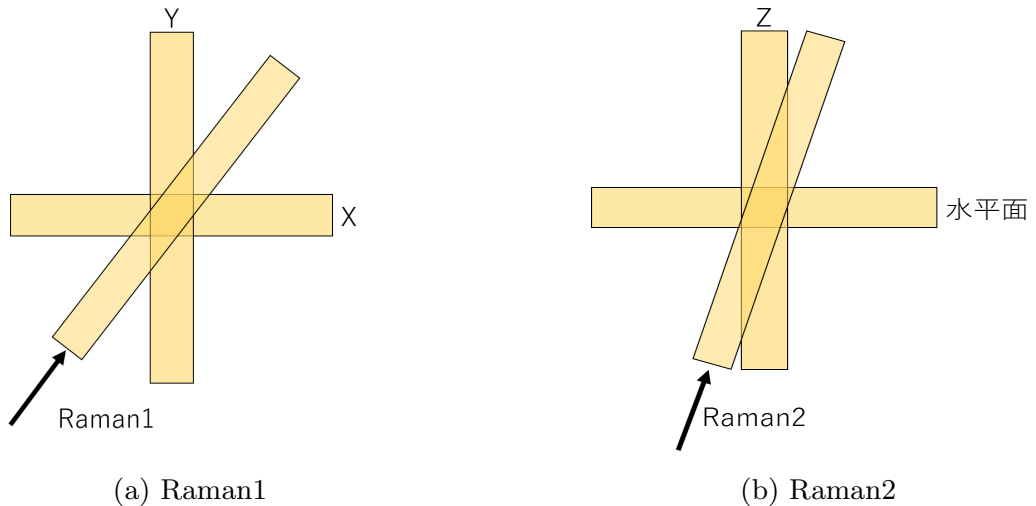


図 3.7: Raman レーザーのチャンバーへの入射

### 3.4 光格子トラップの強度制御

#### 3.4.1 光格子トラップの強度制御

光格子の強度を制御するために、図 3.3 中の EOM と AOM、及び図 3.4 中の反射光 PD 前の AOM を用いる。

まず初めに AOM の回折強度を変化させ、共振器への入射光強度を制御する。同時に反射光 PD 前の AOM の回折強度を変化させ、周波数ロックが維持されるようにエラー信号を調節する。次に EOM に入力する RF 信号を AM 変調することで変調強度を変化させ

る。

入射光強度と反射光 AOM の回折効率、EOM での変調強度の変化のさせ方の例を図 3.8 に示す。青い線が入射光強度、オレンジの線が反射光 AOM の回折効率、緑の線が EOM の変調強度を表す。それぞれのパラメータは最大値が 1 となるように規格化してある。

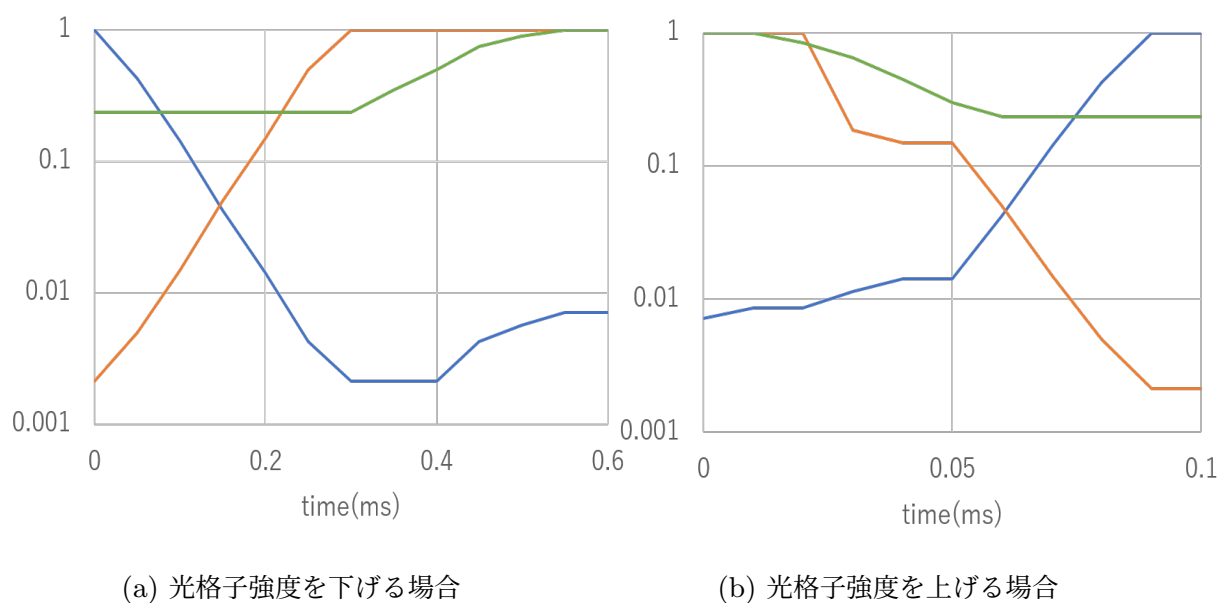
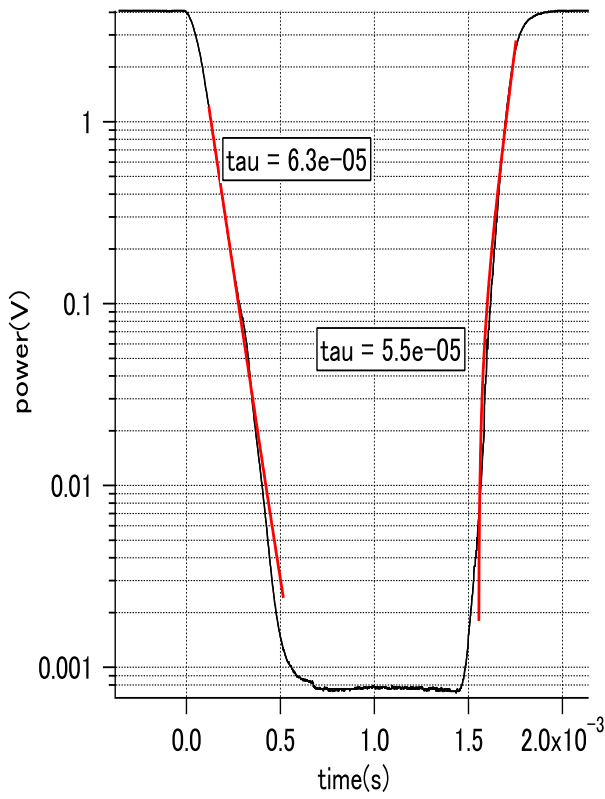


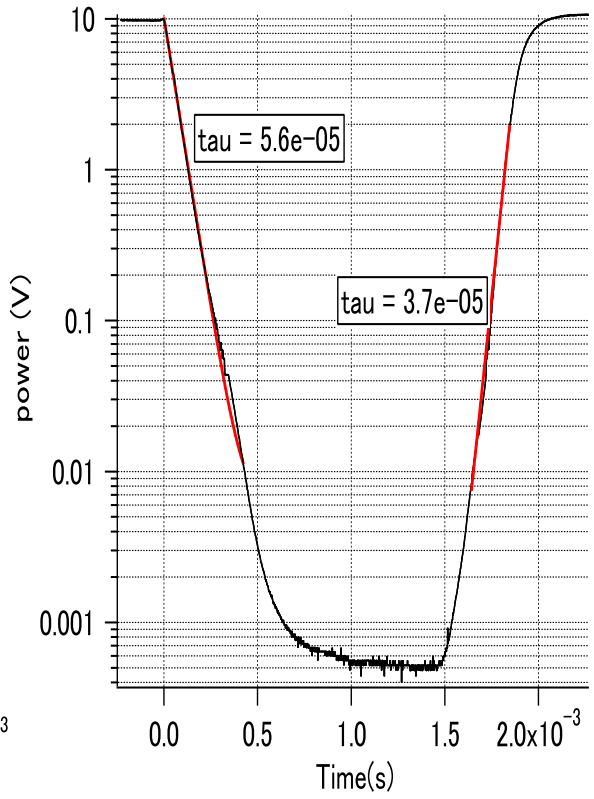
図 3.8: 光格子強度を制御する際のパラメータの時間変化

青い線が入射光強度、オレンジの線が反射光 AOM の回折効率、緑の線が EOM の変調強度を表す。

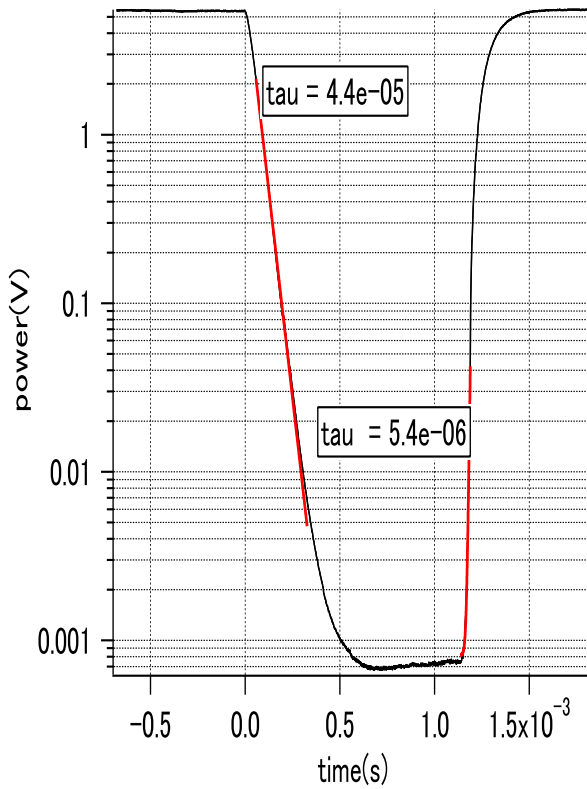
光格子の周波数ロックを維持したまま図 3.9 の様に強度を変化させることに成功した。グラフの縦軸は共振器の透過光の PD 電圧を示しており、共振器内の光強度に比例している。光格子強度は 4 桁以上下がった。これは光格子の深さが  $200\mu\text{K}$  から数  $\text{nK}$  まで減少したことに相当し、原子温度 ( $> 100\text{nK}$ ) よりも十分弱い。したがって、光格子の強度を下げ切った時にわずかに残るポテンシャルは原子にほとんど影響を与えないと考えられる。また、強度の変化を可能な限り早くした際に、強度を下げる時の時定数は  $60\mu\text{s}$  程度、立ち上げる時の時定数は  $5\mu\text{s}$  程度であり、光格子の動径方向の振動周期 (数  $\text{ms}$ ) よりも十分速く強度を操作することが可能である。



(a) X-lattice



(b) Y-lattice



(c) Z-lattice

### 3.4.2 光格子を立ち上げる際のシミュレーション

本研究において圧縮は、1 軸もしくは 2 軸の光格子から解放された原子がそれ以外の 2 軸又は 1 軸の光格子によるポテンシャル中で熱平衡化し、等分配則により位置エネルギーを半減させることで実現している。より効率よく原子を圧縮するために、解放後の原子がポテンシャル中心に着た瞬間に再度トラップすることを計画している。原子は解放後、調和ポテンシャル中を運動していると考えられるので、全ての原子が  $1/4$  周期ごとに同時にポテンシャル中心に集まる。この瞬間に原子をトラップすることができれば圧縮効率を大幅に向上できると考えられる。この実現を目指して、ここでは最適な光格子の立ち上げ時間及び弱める時間を考えた。具体的には、光格子の立ち上げが速すぎると原子が加熱される恐れがあり、逆に遅すぎると狙った位置で原子をトラップすることが難しくなる為、加熱が起こらず出来るだけ速い立ち上げ時間を探す必要がある。また、光格子から解放された原子は、ポテンシャル中心から離れるほどポテンシャルの非調和性の影響を大きく受ける。したがって、実際には全ての原子が  $1/4$  周期でポテンシャル中心に集まるのではなく、ずれが生じる。よって、この影響を極力抑えられるように原子を光格子から解放する際にかかる時間を調整しなければならない。

まず、光格子の立ち上げについて考える。原子が X 軸と Y 軸の光格子でトラップされている状態から Z 軸の光格子を立ち上げるような状態を考える。X、Y 軸によるポテンシャルを周波数  $\omega$  の調和ポテンシャルであると近似すると、原子のポテンシャルエネルギーは時間  $t$  とポテンシャル中心からの距離  $z$  の関数として次式で与えられる。

$$U(t, z) = -A(t) \cos^2 \left( \frac{2\pi z}{\lambda} \right) + \frac{1}{2} m \omega^2 z^2 \quad (3.2)$$

第 1 項は Z 軸光格子のポテンシャルであり、 $A(t)$  は時刻  $t$  における振幅を表す。 $A(0) = 0$  から  $\Delta t$  間隔で以下の様に変化させる。

図 3.10: 立ち上げ時の  $A(t)$  の時間変化

| time        | $A(t)$      |
|-------------|-------------|
| 0           | 0           |
| $\Delta t$  | $0.0003U_0$ |
| $2\Delta t$ | $0.001U_0$  |
| $3\Delta t$ | $0.003U_0$  |
| $4\Delta t$ | $0.01U_0$   |
| $5\Delta t$ | $0.03U_0$   |
| $6\Delta t$ | $0.1U_0$    |
| $7\Delta t$ | $0.3U_0$    |
| $8\Delta t$ | $U_0$       |

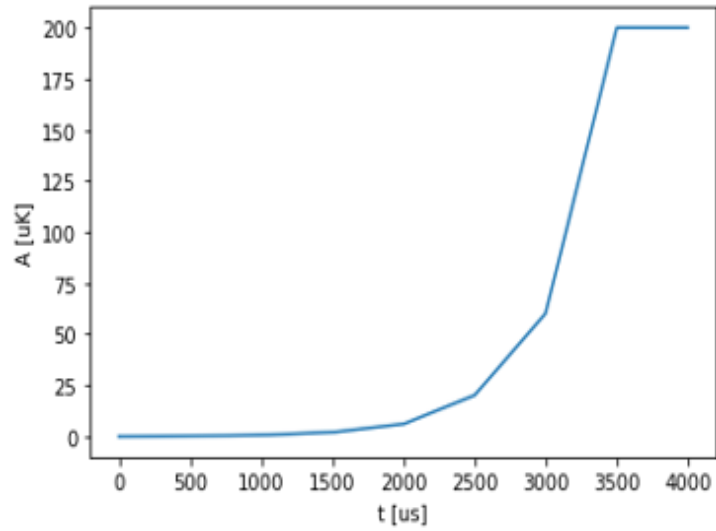
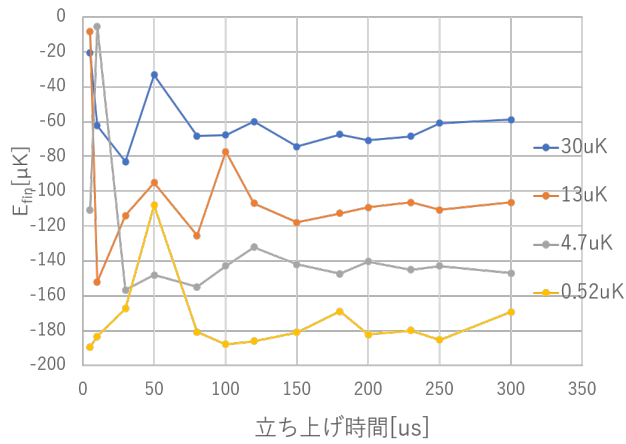


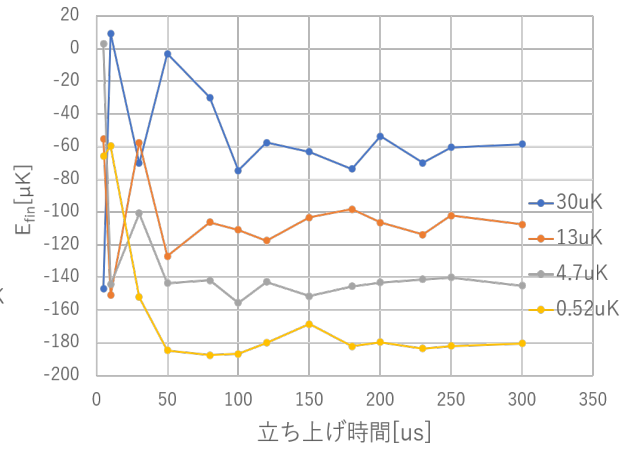
図 3.11: 立ち上げ時の  $A(t)$  の時間変化の例

$U_0 = 2.76 \times 10^{-27} \text{J} = 200 \mu\text{K}$ 、 $\lambda = 1038 \text{nm}$ 、 $m = 87 \times 1.66 \times 10^{-27} \text{kg}$ 、XY 軸によるポテンシャルの周波数  $\omega = 2\pi \times 200 \text{Hz}$  として数値計算を行った。

$t=0$  における運動エネルギー  $30 \mu\text{K}$ 、 $13 \mu\text{K}$ 、 $4.7 \mu\text{K}$ 、 $0.52 \mu\text{K}$  の原子に対して Z 軸光格子の立ち上げ時間を変更し、それぞれの場合で熱平衡化した時のエネルギーを計算した。図 3.12a は初期位置  $z=0$  の時、図 3.12b は初期位置を  $z=0$  から  $1/4$  サイト（1 サイトは Z 軸光格子の 1 周期）だけ僅かにずらした時の計算結果で、横軸が立ち上げ時間、縦軸が熱平衡化した時の原子のエネルギーである。尚、ポテンシャルエネルギーの基準点は XY 軸によるポテンシャルの中心とした。立ち上げ時間が  $100 \mu\text{s}$  以上の場合には熱平衡化した際のエネルギーは比較的安定であるが、 $100 \mu\text{s}$  未満では立ち上げ時間によって大きく変動した。図 3.12a と 3.12b を比較すると、原子の初期位置のわずかな差によって  $100 \mu\text{s}$  未満でのエネルギーの値は大きく変化していることが分かる。したがって、立ち上げ時間が  $100 \mu\text{s}$  よりも速いと断熱的に変化せず、原子が加熱されて冷却効率が悪くなると考えられる。



(a) 初期位置: $z=0$



(b) 初期位置: $z=1/4$  サイト

図 3.12: 立ち上げ時間と熱平衡化した時の原子のエネルギー

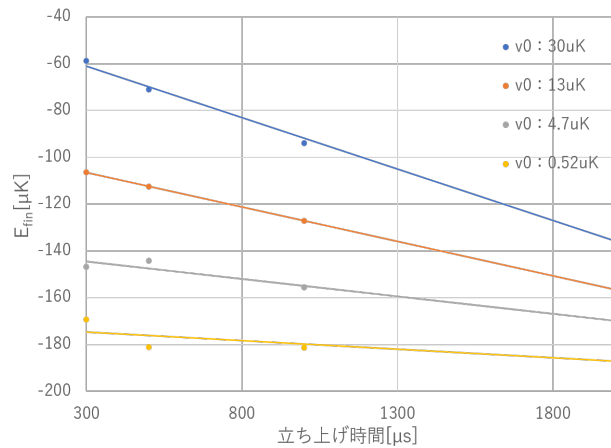


図 3.13: 立ち上げ時間が長い場合の熱平衡化した時の原子のエネルギー

また、図 3.13 に初期位置  $z = 0$  での熱平衡化した時の原子のエネルギーを立ち上げ時間が長い場合に関して計算した結果を示す。立ち上げ時間が  $300\mu\text{s}$  以上になると、熱平衡状態での原子のエネルギーは線形に減少していくことが分かる。立ち上げ時間がゆっくりだとその分原子の運動エネルギーは位置エネルギーに変換されるため、トラップされる瞬間の運動エネルギーが減少する。このことがエネルギーの減少の原因であれば、熱平衡状態での原子のエネルギーの減少は、原子を狙った位置でトラップできるかの指標として捉えることができる。

Z 軸光格子のポテンシャルの底から見た原子のエネルギー  $T$  について考える。光格子

が完全に立ち上がり熱平衡化した時の原子のエネルギー  $T_{fin}$  は、この時の Z 軸光格子のトラップ周波数  $\omega_{fin}$  を用いて

$$T_{fin} \propto \hbar \omega_{fin} \quad (3.3)$$

と表すことができる。また、原子が光格子にトラップされた瞬間のエネルギーを  $T_{in} \propto \hbar \omega_{in}$  とする。光格子の各サイトが調和ポテンシャルに近似できるとすると、 $U_{Zfin} = \frac{1}{2} m \omega_{fin}^2$ 、 $U_{Zin} = \frac{1}{2} m \omega_{in}^2$  となる。ここで、 $U_{Zfin}$  は熱平衡状態での Z 軸光格子のポテンシャル深さ ( $= U_0$ )、 $U_{Zin}$  は原子がトラップされた瞬間の Z 軸光格子のポテンシャル深さである。したがって、

$$\frac{\omega_{fin}}{\omega_{in}} = \sqrt{\frac{U_{Zfin}}{U_{Zin}}} \quad (3.4)$$

となる。以上から、 $T_{fin}$  は次式の様に表すことができる。

$$\begin{aligned} T_{fin} &\propto \hbar \omega_{fin} \\ &= \hbar \omega_{in} \frac{\omega_{fin}}{\omega_{in}} \\ &= T_{in} \sqrt{\frac{U_{Zfin}}{U_{Zin}}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

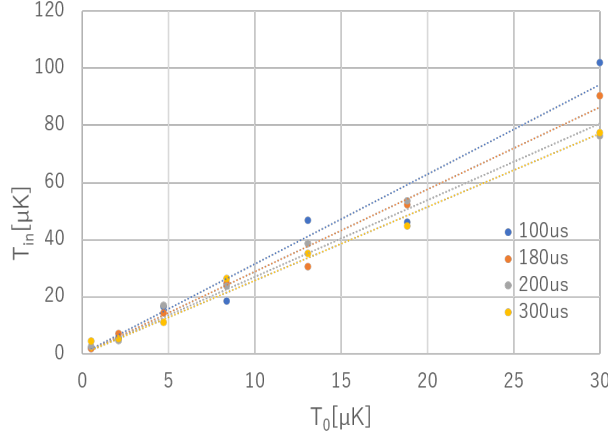


図 3.14:  $T_{in} - T_0$

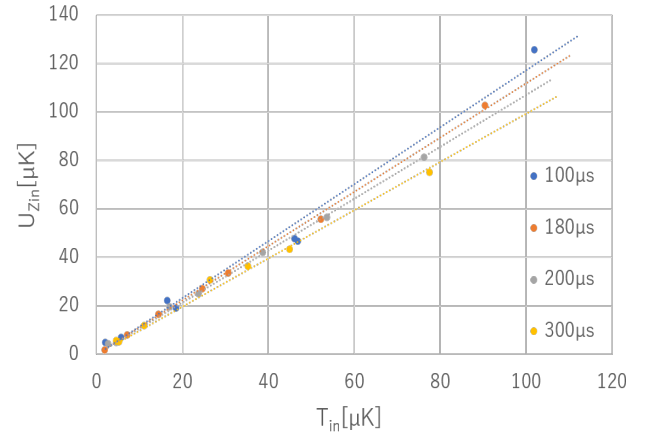


図 3.15:  $U_{Zin} - T_{in}$

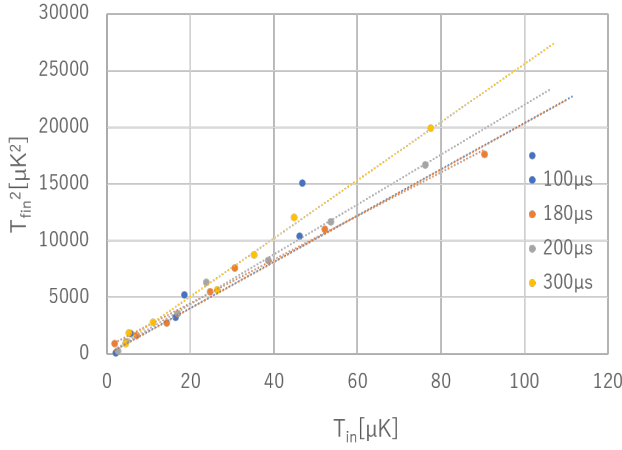


図 3.16:  $T_{fin}^2 - T_{in}$

以下では全て初期位置を  $z=0$  とした。図 3.14 は立ち上げ時間  $100\mu s$ 、 $180\mu s$ 、 $200\mu s$ 、 $300\mu s$  に関して、原子の初期エネルギー  $T_0$  と  $T_{in}$  の関係を示したものであり、 $T_{in} \propto T_0$  となっていることが分かる。比例係数は立ち上げ時間に対して昇順に、3.1、2.9、2.7、2.6 である。立ち上げ時間が長くなるほど比例係数が減少していることから、 $300\mu s$  以下では完全な断熱変化とはなっていないと考えられる。

また、図 3.15 は横軸に  $T_{in}$ 、縦軸に  $U_{Zin}$  をプロットしたもので、 $U_{Zin}$  は  $T_{in}$  に比例し、 $U_{Zin} \propto T_{in}$  が成り立つ。比例係数は立ち上げ時間に対して昇順に、1.17、1.12、1.07、0.99 である。また、 $T_{in} \propto T_0$  より  $U_{Zin} \propto T_0$  と表すことができる。

図 3.16 は  $T_{fin}^2$  と  $T_{in}$  の関係を表したグラフであり、 $T_{fin}^2 \propto T_{in}$  であることが読み取れる。比例係数は立ち上げ時間に対して昇順に、204、204、220、256 である。したがっ

て、 $T_{fin}$  は以下の関係を満たす。

$$\begin{aligned}
T_{fin} &\propto T_{in} \sqrt{\frac{U_{Zfin}}{U_{Zin}}} \\
&\propto T_{in} \sqrt{\frac{U_{Zfin}}{T_{in}}} = \sqrt{T_{in} U_{Zfin}} \\
&\propto \sqrt{T_0 U_{Zfin}}
\end{aligned} \tag{3.6}$$

$T_{fin} \propto \sqrt{T_{in}}$  であり、 $T_{in}$  が減少すると  $T_{fin}$  も減少する。 $T_{in}$  の減少は運動エネルギーが位置エネルギーに変換されることが原因である。したがって図??のエネルギーの減少はトラップされる瞬間の運動エネルギーが減少していることに由来し、熱平衡状態のエネルギーが小さい程ポテンシャル中心から離れた位置にトラップされていることを意味する。

光格子の立ち上げに最適な速さは、変化が最も断熱的で熱平衡状態のエネルギーの減少もない  $300\mu\text{s}$  であると考えられる。この時  $T_{in} = 2.6T_0$ 、 $T_{fin}^2 = 256T_{in}$  であるから、

$$T_{fin} = 25.8\sqrt{T_0} \tag{3.7}$$

となる。

次に光格子から原子を解放する場合について考える。3 軸の光格子でトラップされた原子を、Z 軸の光格子を弱めて残りの 2 軸の光格子によるポテンシャル中に解放することを考える。X 軸、Y 軸によるポテンシャルの非調和性を考慮すると、原子のポテンシャルエネルギーは以下の式で与えられる。

$$U(t, z) = -A(t) \cos^2\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right) + U_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{\sigma^2}\right) \tag{3.8}$$

ここで  $\sigma$  は非調和ポテンシャルの幅であり、 $\sigma = 500\mu\text{m}$  とした。A(t) は図 3.18 の様に変化させた。

図 3.17: 解放時の  $A(t)$  の時間変化

| time        | $A(t)$      |
|-------------|-------------|
| 0           | $U_0$       |
| $\Delta t$  | $0.3U_0$    |
| $2\Delta t$ | $0.1U_0$    |
| $3\Delta t$ | $0.03U_0$   |
| $4\Delta t$ | $0.01U_0$   |
| $5\Delta t$ | $0.003U_0$  |
| $6\Delta t$ | $0.001U_0$  |
| $7\Delta t$ | $0.0003U_0$ |
| $8\Delta t$ | $0.0001U_0$ |

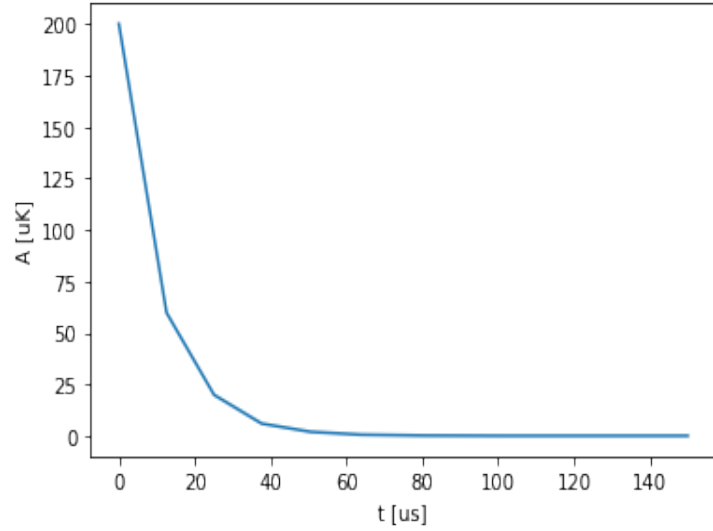


図 3.18: 解放時の  $A(t)$  の時間変化の例

$t = 0$  において原子は光格子の基底状態にあると考える。光格子のトラップ周波数を  $\omega_l = 2\pi \times 200[\text{kHz}]$  とすると、基底状態のエネルギーは  $\frac{1}{2}\hbar\omega_l \simeq 4.8[\mu\text{K}]$  に相当する。初期位置が 50 サイト、100 サイト、300 サイト、500 サイト、700 サイト、1000 サイトの原子に対して、X 軸、Y 軸によるポテンシャル中に解放された後に初めてトラップ中心に到達するまでにかかる時間を、光格子を弱めるのにかかる時間を変えて計算した。この時、原子は初速度として光格子の基底状態でのエネルギーに相当する速度を持つとし、各初期位置に対して正と負の方向に速度を持つ 2 通りの場合を考えた。トラップ中心に到達した時間が最も遅い原子と最も速い原子の到達時間の差を時間幅  $dt[\mu\text{s}]$  として、図 3.19 に光格子を弱める時間に対してプロットした。

図 3.19 から、光格子を切る時間が  $300\mu\text{s}$  の点を境にグラフの傾きが減少から増加に転じており、この時に最も多くの原子がポテンシャル中心に集まりやすいと考えられる。

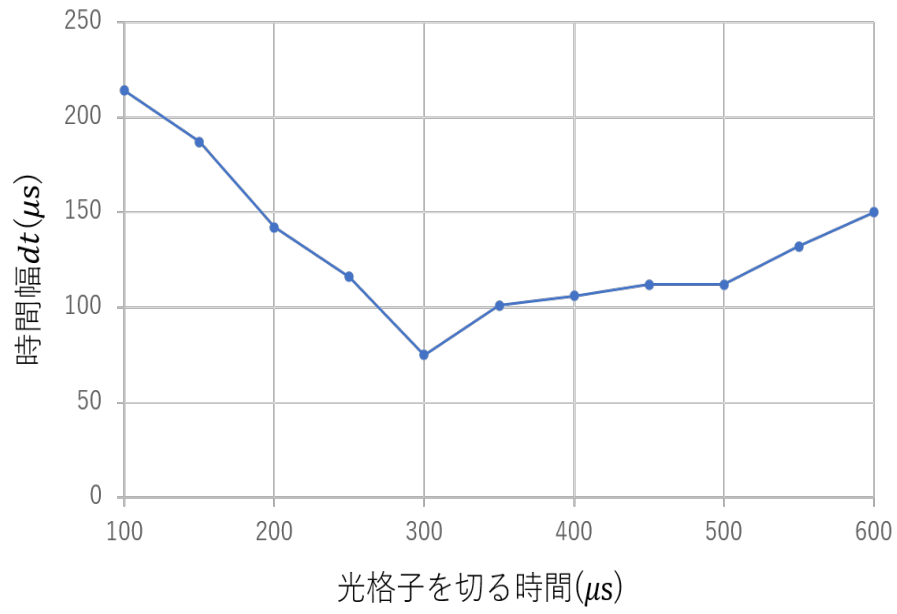


図 3.19: 光格子起きの時間と時間幅  $dt$  の関係

## 第 4 章

# 実験

### 4.1 光格子トラップ

MOT によって補足した原子を共振器増幅した光格子でトラップした。図 4.1 の様に水平面内の光格子の Y 軸からわずかに傾いた位置にカメラを置き、吸収イメージを撮った。

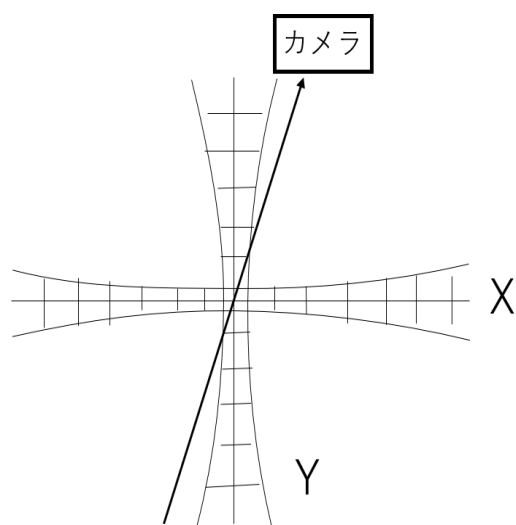
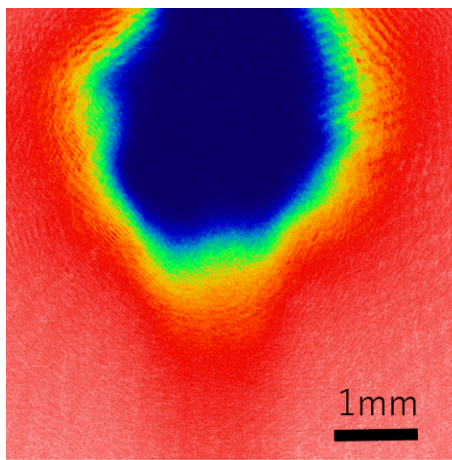


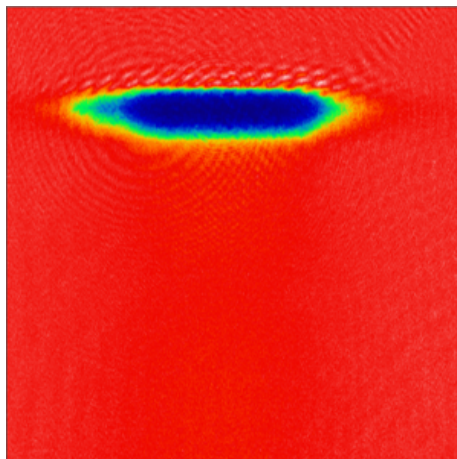
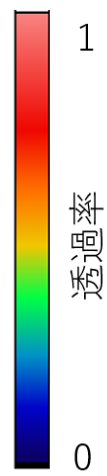
図 4.1: イメージングの為のカメラの位置

図 4.2 に光格子にトラップされた原子の吸収イメージを示す。画像は光の透過率を表しており、色が青い程透過率は減少し原子の密度が高い。図 4.2a は MOT のみによる原子の吸収イメージである。この時の原子数は  $1 \times 10^8$  個程であった。図 4.2b、4.2c、4.2d はそれぞれ X 軸、Y 軸、Z 軸の光格子でトラップした原子の吸収イメージである。MOT を

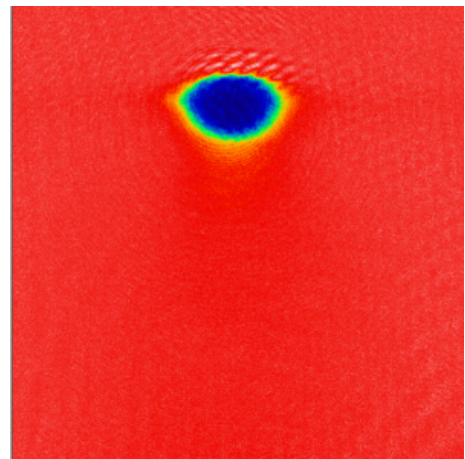
切っても光格子にトラップされた原子が残っている様子が確認できる。また、光格子の軸方向にはポテンシャル障壁が存在するため、吸収イメージは軸方向に伸びたものとなる。図 4.2 は 3 軸の光格子を同時に入射した状態での吸収イメージである。3 軸それぞれの吸収イメージを重ねたような画像が得られ、3 次元光格子に原子をトラップすることに成功した。この時の原子数は  $3 \times 10^7$  であり、非常に多くの原子をトラップすることができている。



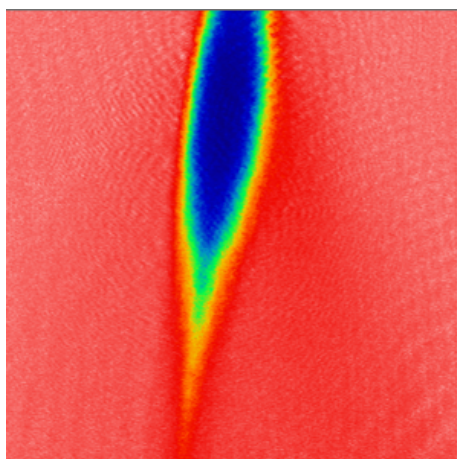
(a) MOT の吸収イメージ



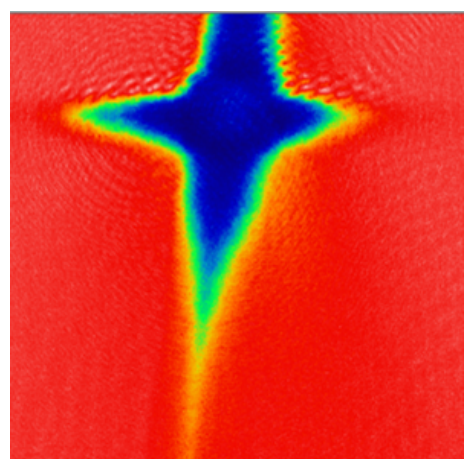
(b) X 軸光格子の吸収イメージ



(c) Y 軸光格子の吸収イメージ



(d) Z 軸光格子の吸収イメージ



(e) 3 次元光格子の吸収イメージ

図 4.2: 光格子トラップの吸収イメージ

## 4.2 ラマンサイドバンド冷却

### 4.2.1 Raman 遷移

ラマンサイドバンド冷却を行わずに Raman 遷移のみを確認した。初めに Y 軸光格子のみで原子をトラップした状態で  $|2, -2\rangle$  から  $|1, -1\rangle$  への遷移を行った。図 4.3a 横軸は Raman1 と Raman2 の周波数差であり、縦軸が遷移した原子数を表す。周波数差が 0 の点を共鳴中心とするガウス分布が得られた。

次に 3 次元光格子で原子をトラップした状態で同様に Raman 遷移を行った。図 4.3b は 3 次元光格子中での Raman 遷移であり、Y 軸のみの場合とスペクトルの形状が変化し、共鳴中心付近で細いピークが発生した。これは、3 次元光格子が生成されるのは 3 軸の光格子が重なり合った部分のみであることに由来すると考えられる。図 4.2e を見ると、3 次元光格子にトラップされている原子はトラップ中心近傍のものだけであり、光格子が重なっていない部分にも多くの原子がトラップされている。したがって図の細いピーク部分だけが 3 次元光格子にトラップされた原子のスペクトルであり、裾の部分は 3 次元光格子に収まらなかった原子のスペクトルであると考えられる。

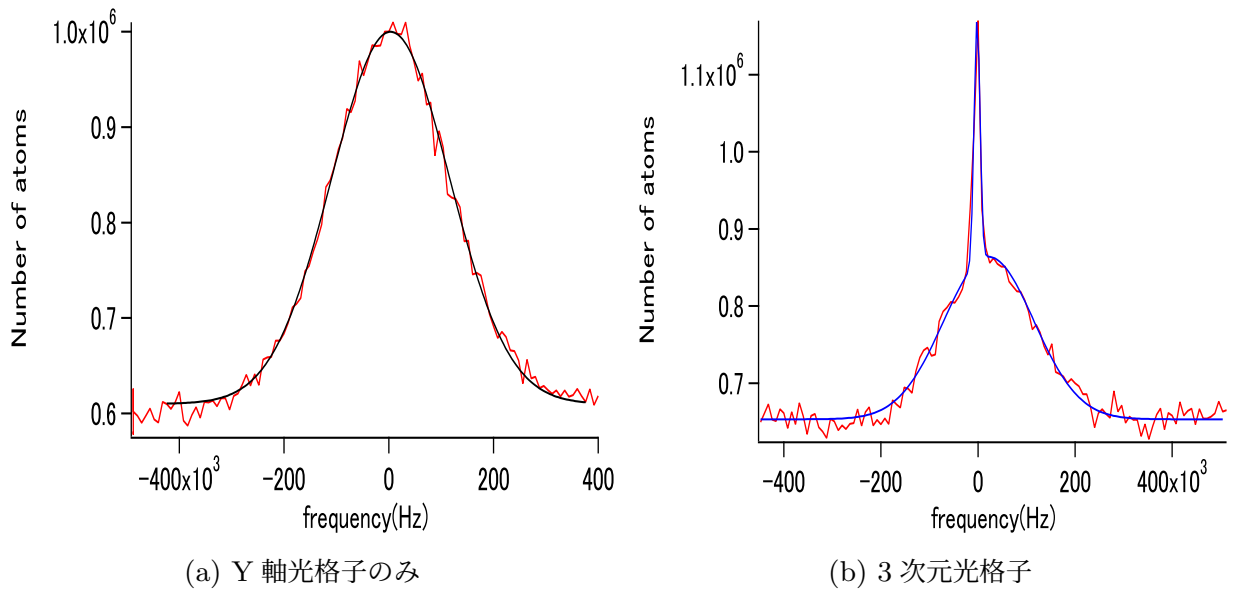


図 4.3: Raman 遷移  
横軸は Raman1 と Raman2 の周波数差

#### 4.2.2 Raman 遷移分光

ラマンサイドバンド冷却を行い、その評価のために Raman 遷移による分光を行った。ラマンサイドバンド冷却の後に X、Y 軸の光格子の圧縮を行い、その後ラマンサイドバンド冷却と Z 軸の圧縮、再びラマンサイドバンド冷却を行う。これを 1 サイクルとして 3 回繰り返す、その後に X と Y 軸の圧縮をして分光する場合と X、Y 軸の圧縮後にラマンサイドバンド冷却をして分光した場合を比較した。

分光は次の様に行う。2 本の Raman レーザーの周波数差を変化させ、 $5S_{1/2}$  軌道の  $|2, -2\rangle$  から  $|1, -1\rangle$  の状態に原子を遷移させる。その後 repump 光によって  $|1, -1; v\rangle$  から  $|2, -2; v\rangle$  へ遷移した原子数を観測する。

分光の結果を図 4.4 に示す。横軸は Raman レーザーの周波数差、縦軸は原子数である。青い線がラマンサイドバンド冷却前、赤い線が冷却後の結果である。周波数差が 0 の点は Raman 遷移後の振動量子数の変化  $\Delta v = 0$  に対応し、大きなピークを持つ。その両側にサイドバンドが立っている様子が確認できる。グラフ右側のサイドバンドは  $\Delta v = -1$  の遷移に、グラフ左側のサイドバンドは  $\Delta v = +1$  の遷移にそれぞれ対応する。また、サイドバンドの強度は光格子内の平均振動量子数  $\langle v \rangle$  を反映し、 $\Delta v = -1$  の遷移の強度  $S_r \propto \langle v \rangle$ 、 $\Delta v = +1$  の遷移の強度  $S_b \propto \langle v \rangle + 1$  という関係がある [12][13]

。ラマンサイドバンド冷却は  $\Delta v = -1$  の遷移を利用するため、平均振動量子数  $\langle v \rangle$  は減少していく。したがって、ラマンサイドバンド冷却が実現されていればサイドバンドの強度は減少していくと考えられる。図 4.4 を見るとラマンサイドバンド冷却後のサイドバンド強度は冷却前と比較して大きく減少していることが確認でき、ラマンサイドバンド冷却に成功したと考えられる。

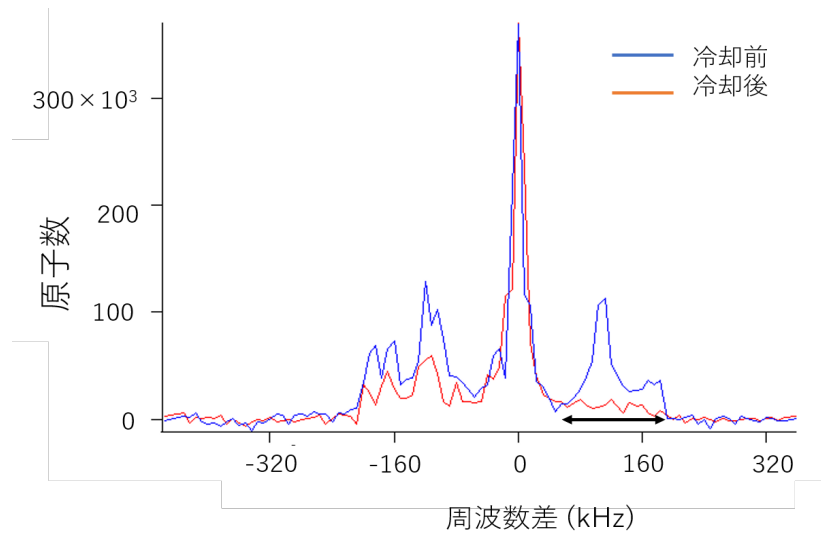


図 4.4: Raman 遷移による分光

横軸は Raman1 と Raman2 の周波数差である。ラマンサイドバンド冷却によって両矢印の範囲に存在する原子を励起する。

### 4.3 ラマンサイドバンド冷却及び 3 軸の圧縮

ラマンサイドバンド冷却によって振動基底まで冷却した原子を、光格子の強度を変化させることで圧縮するという操作を繰り返し行うことで原子の低温化、及び高密度化を図った。図 4.5 に手順を模式的に示す。まず初めにラマンサイドバンド冷却 (RSC)(200ms)を行い、以下の手順 1 から 4 を繰り返した。

1. X 軸と Y 軸の圧縮 (10ms)
2. RSC(200ms)
3. Z 軸の圧縮 (10ms)
4. RSC(200ms)

尚、圧縮の際は光格子の強度を  $550\mu\text{s}$  で下げ、下げ切った状態で 10ms ホールドして熱平衡化させた。その後  $400\mu\text{s}$  で立ち上げた。以下ではこの手順 1 から 4 をセットで 1 回の冷却圧縮と呼ぶ。

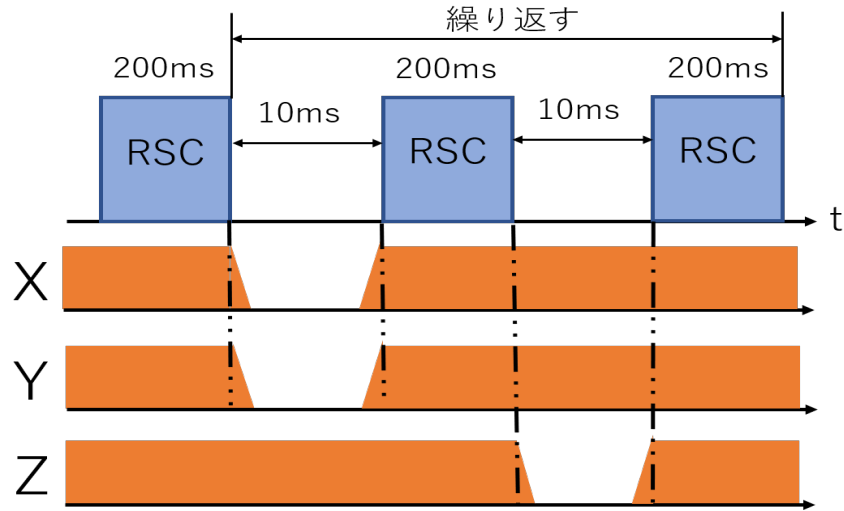


図 4.5: RSC と 3 軸圧縮の手順

図 4.6 は冷却圧縮回数毎の原子の実空間イメージを撮影したものである。冷却圧縮回数を増やす程原子雲が小さくなっていることが確認できた。

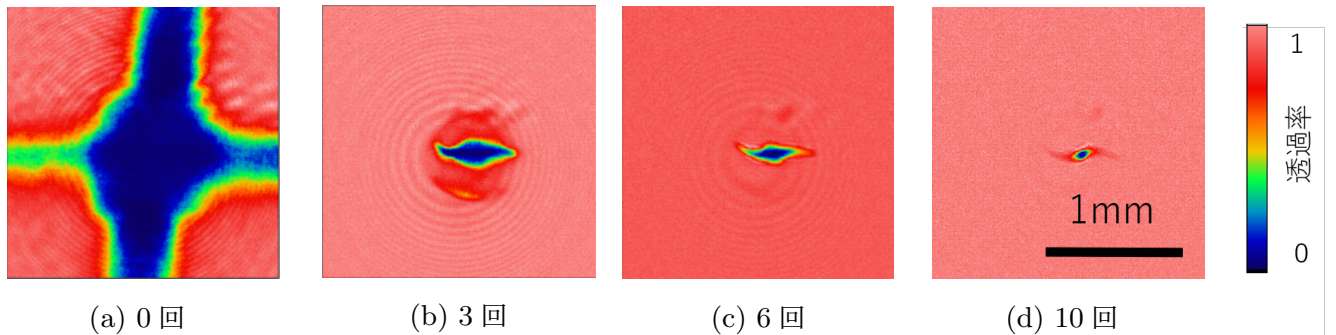


図 4.6: 冷却圧縮回数毎の実空間イメージ

#### 4.3.1 原子数と温度の評価

次に、原子数と温度を測定した。冷却圧縮後に X 軸と Y 軸、又は Z 軸のみの光格子の強度を弱め、残った他の軸によるポテンシャル中に原子を解放する。このまましばらく時間が経つと原子は熱平衡化する。この時の原子の速度分布はマクスウェル分布に従い、次

式で表される。

$$f(v)dv = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right) dv \quad (4.1)$$

また、速度分布の幅  $u$  は以下の様になる。

$$u^2 = \frac{2k_B T}{m} \quad (4.2)$$

空間分布を次式で表す。

$$h(\sigma) = h_0 \exp\left(-\frac{\sigma^2}{\sigma_0^2}\right) \quad (4.3)$$

ポテンシャルが調和ポテンシャルで近似できるとすると、1/4 周期後に位置エネルギー  $\frac{1}{2}m\omega^2\sigma_0^2$  が運動エネルギー  $\frac{1}{2}mu^2$  に変換される。したがって、速度分布の幅は

$$u^2 = \omega^2\sigma_0^2 \quad (4.4)$$

となる。また、温度は次式となり、ここから解放前の空間分布の幅を知ることができる。

$$T = \frac{m\omega^2\sigma_0^2}{2k_B} \quad (4.5)$$

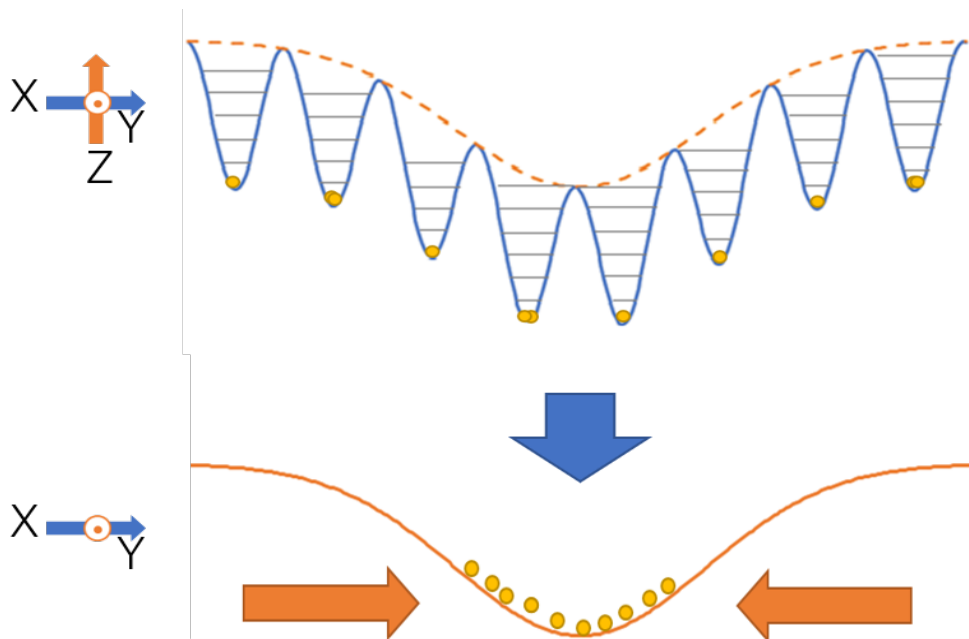


図 4.7: ポテンシャル中に原子を解放する模式図

図 4.8 に冷却圧縮回数と原子数の変化を示す。冷却圧縮回数を増やすと原子数は減少していった。 $10^7$  個程度あった原子が 10 回目には  $10^5$  個未満となり、2 桁以上減少した。

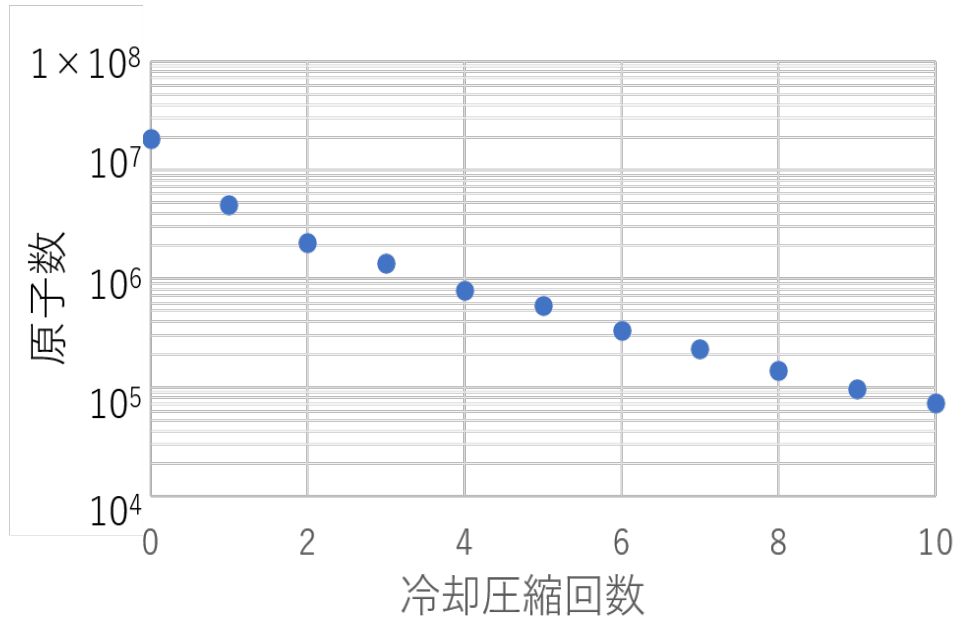


図 4.8: 冷却圧縮回数と原子数の変化

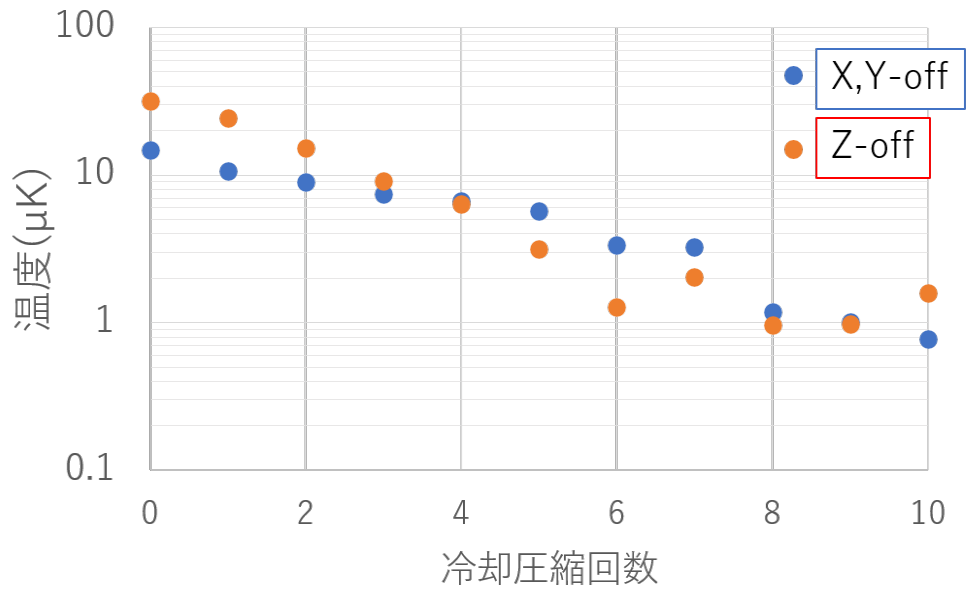


図 4.9: 冷却圧縮回数と温度の変化

図 4.9 に冷却圧縮回数と温度の関係を示した。冷却圧縮を重ねると温度は減少していった。BEC の相転移温度は  $\sim 250\text{nK}$  であるのに対し、10 回の冷却圧縮で  $\sim 800\text{nK}$  まで冷却することに成功した。

### 4.3.2 位相空間密度

位相空間密度 (PSD) を計算してどの程度まで BEC に近づいているかを評価する。以下に位相空間密度の計算方法を記す [6]。

$\beta (= x, y, z)$  方向の温度を  $T_\beta$ 、トラップ周波数を  $\omega_\beta$  とする。 $\beta$  方向の基底状態の占有率は次式で表せる。

$$p_{0,\beta} = 1 - e^{-\frac{\hbar\omega_\beta}{k_B T_\beta}} \quad (4.6)$$

3 次元の基底状態の占有率は

$$P_0 = p_{0,x}p_{0,y}p_{0,z} = \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega_x}{k_B T_x}}\right) \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega_y}{k_B T_y}}\right) \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega_z}{k_B T_z}}\right) \quad (4.7)$$

となる。位相空間密度は

$$PSD = N_1 P_0 \quad (4.8)$$

と表すことができる。ここで  $N_1$  は光格子の 1 サイト当たりの原子数のピークである。

初めに冷却圧縮後に X 軸と Y 軸の光格子の強度を弱めた時の位相空間密度を考える。 $\beta$  方向の光格子強度を緩めた時のトラップ周波数を  $\omega'_\beta$  とすると、 $1 \gg \frac{\hbar\omega'_x}{k_B T_x}$ 、 $1 \gg \frac{\hbar\omega'_y}{k_B T_y}$  となる。z 方向の原子分布はガウス分布となる。ガウス分布のピークを  $n_0$  とすると、トラップされている全原子数  $N$  は以下の様になる。

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} dz n_0 e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} = n_0 \sqrt{2\pi} \sigma_z \quad (4.9)$$

よって

$$n_0 = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \sigma_z} \quad (4.10)$$

となる。ここで  $\sigma_z$  は Z 軸光格子の強度を弱めた時の z 方向の分布の幅であり、そのときの緩いトラップ周波数  $\omega'_z$  を用いて  $\sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T_z}{m\omega'^2_z}}$  と表される。光格子の 1 サイトの間隔は  $d = \lambda/2$  であり、 $N_1$  は次式で書ける。

$$N_1 = n_0 d = \frac{d}{\sqrt{2\pi} \sigma_z} N \quad (4.11)$$

したがって、位相空間密度は次の様になる。

$$PSD_{2D} = \left( \frac{\hbar\omega'_x}{k_B T_x} \right) \left( \frac{\hbar\omega'_y}{k_B T_y} \right) \left( 1 - e^{-\frac{\hbar\omega'_z}{k_B T_z}} \right) \frac{d}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} N \quad (4.12)$$

冷却圧縮後に Z 軸の光格子の強度を弱める場合も同様に考えて、位相空間密度を次式で得る。

$$PSD_{1D} = \left( 1 - e^{-\frac{\hbar\omega'_x}{k_B T_x}} \right) \left( 1 - e^{-\frac{\hbar\omega'_y}{k_B T_y}} \right) \left( \frac{\hbar\omega'_z}{k_B T_z} \right) \frac{d}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \frac{d}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} N \quad (4.13)$$

X 軸と Y 軸の光格子を弱めた時の x、y 方向のトラップ周波数を求める。尚、この時のトラップ周波数は  $\omega'_x = \omega'_y$  と仮定した。図 4.10 は強度を弱めてからの緩和時間と x、y 方向の温度をプロットしたものである。式 4.5 より、この温度は x、y 方向の空間分布に対応しており、温度の振動の周波数の 1/2 がトラップ周波数となる。温度の振動の角周波数は  $2\omega'_x = 2\omega'_y = 2\pi \times 112\text{Hz}$  であり、トラップ周波数は  $\omega'_x = \omega'_y = 2\pi \times 56\text{Hz}$  である。

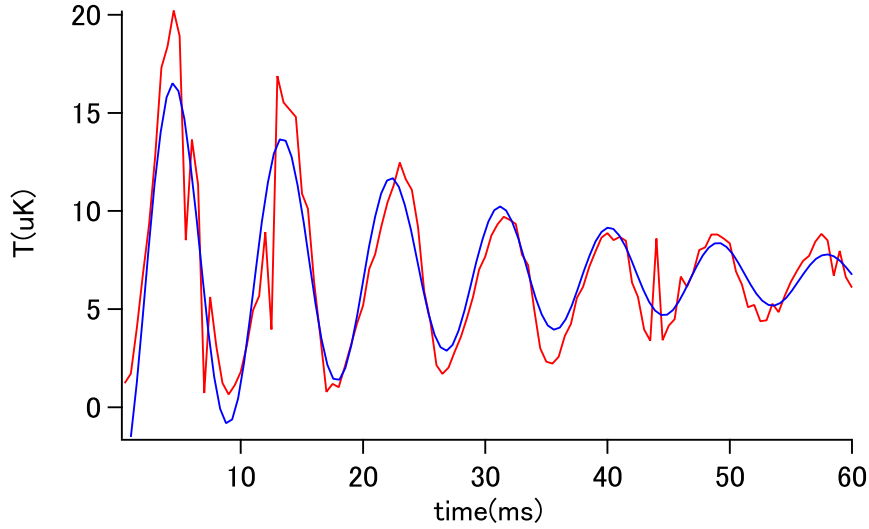


図 4.10: X、Y 光格子を同時に切って Z 軸光格子に原子を解放した時の原子振動

Z 軸光格子のみを弱めた時の z 方向のトラップ周波数を求める。図 4.11 は縦軸に z 方向の温度、横軸に緩和時間をプロットしたものであり、 $2\omega'_z = 2\pi \times 265\text{Hz}$  である。したがってトラップ周波数は、 $\omega'_z = 2\pi \times 133\text{Hz}$  と求められる。

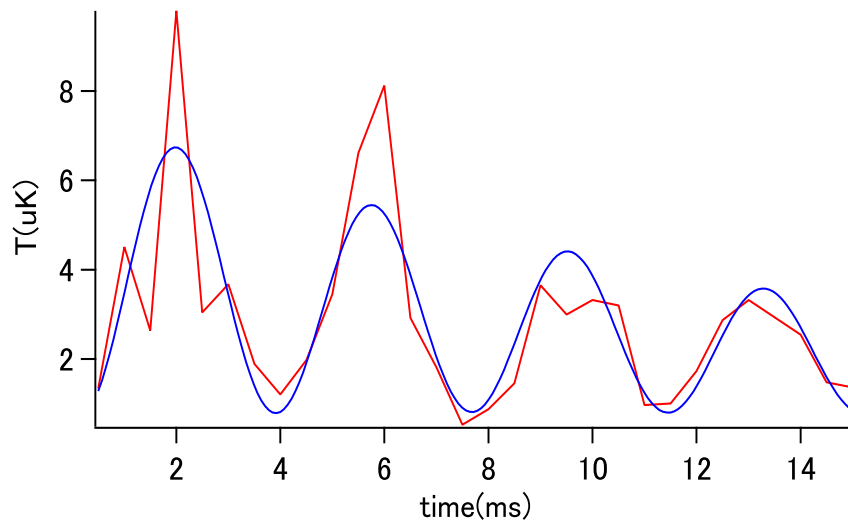


図 4.11: Z 軸光格子を切って、X、Y 軸の 2 次元光格子中に原子を解放した時の原子振動

次に、3 軸の光格子それぞれのトラップ周波数を求める。Raman 遷移による分光の図 4.4 において左右のサイドバンドそれぞれに 3 つのピークがあることが確認できる。このピークでの周波数は光格子のトラップ周波数に対応しており、 $\omega_x = 2\pi \times 160\text{kHz}$ 、 $\omega_y = 2\pi \times 184\text{kHz}$ 、 $\omega_z = 2\pi \times 112\text{kHz}$  が得られる。

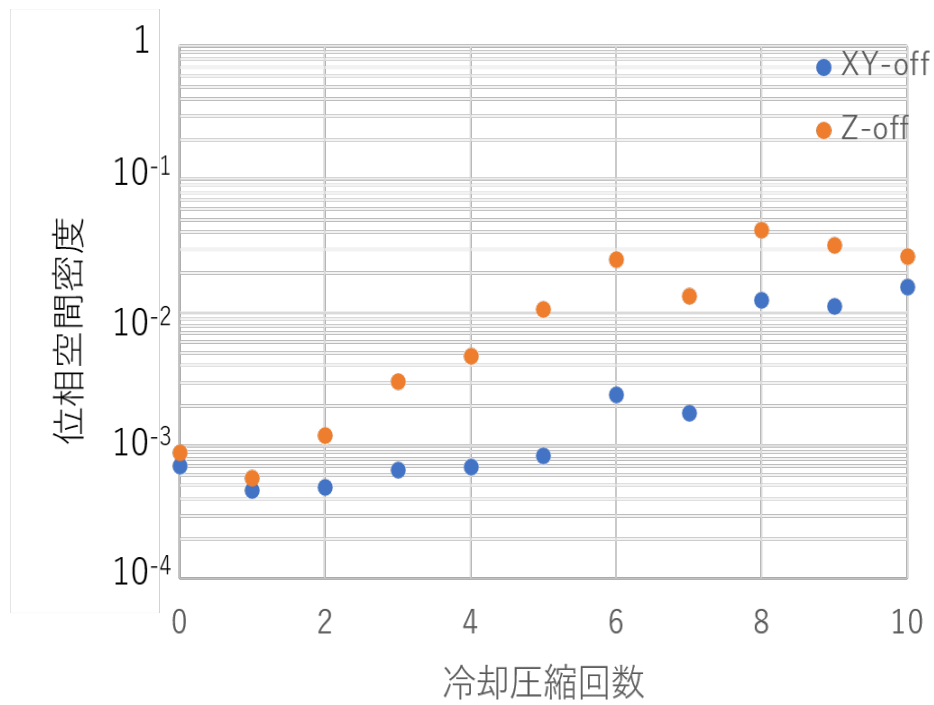


図 4.12: 冷却圧縮回数と位相空間密度の関係

以上のことを用いて位相空間密度を計算した。図 4.12 に冷却圧縮回数による位相空間密度の変化を示す。冷却圧縮後に X 軸と Y 軸の光格子を切った場合と Z 軸のみを切った場合のどちらにおいても、冷却圧縮回数を増やすほど位相空間密度が増加していることが確認された。BEC の位相空間密度が  $\sim 1$  であるのに対して 0.04 程度まで上昇させることに成功した。

## 第 5 章

### まとめ

本研究では、共振器増幅した光格子により多くの原子をトラップし、ラマンサイドバンド冷却と圧縮を繰り返すことで多数の原子を高速に BEC にすることを目標として、3 次元光格子の作成、ラマンサイドバンド冷却、及び光格子の強度操作による圧縮を行った。光格子トラップに関しては 3 次元光格子中に  $3 \times 10^7$  個程度の原子をトラップすることに成功した。また、分光実験によってラマンサイドバンド冷却が成功したことを確認した。BEC を達成することは出来なかったが、ラマンサイドバンド冷却と圧縮を繰り返すことで 800nK まで温度を減少させ、位相空間密度を 0.04 程度まで上昇させることに成功した。BEC の相転移温度が  $\sim 250$ nK、位相空間密度が  $\sim 1$  であることを考えると、BEC の達成に向けて着実に前進していると考えられる。

一方で冷却圧縮によって原子数が 2 桁減少した点や、ラマンサイドバンド冷却に 200ms かかっており冷却効率が悪い点は今後の課題である。これらの問題の原因として、光ポンピングがうまくいっていないことが挙げられる。光ポンピング後に  $|2, -2\rangle$  以外の準位に原子の存在が確認されており、原子数の減少やラマンサイドバンド冷却の効率悪化に繋がっていると考えられる。

今後の展望としては、まず pump 光、repump 光の偏光などを見直して光ポンピングを改善、それによって原子数の減少を防ぎ位相空間密度をさらに高めるとともに、ラマンサイドバンド冷却を高速化することで、多原子の高速 BEC 実現を目指す。また、「調和ポテンシャル中の全原子は  $1/4$  周期ごとにポテンシャル中心に集まる」ことを利用して、ポテンシャル中心で原子をトラップすることでより効率よく圧縮を行うことを考えている。光格子強度を光格子の動径方向の振動周期よりも十分速く操作することに成功したので、準備は整っている状況である。

# 謝辞

本論文の執筆にあたり多くの方にご指導ご鞭撻を賜りました。この場をお借りして御礼申し上げます。

指導教官である小林先生には本研究及び論文執筆で大変お世話になりました。お忙しい中、とても丁寧にご指導くださり本当にありがとうございました。こうして論文を完成させることができたのは小林先生のご助力あってのことに他なりません。

長谷川先生と村上先生には卒論発表の練習の際に適切なアドバイスをいただきました。発表の改善すべき点など、私一人では気付かない様な多くのご指摘をいただき、大変参考になりました。本当にありがとうございました。

同じ冷却原子グループである五十嵐さんには、日々の研究や勉強会など多くの場でお世話になりました。研究や論文執筆に関する事など、様々なことを教えて下さりありがとうございました。

また、量子グループの奥さんと梅村さんにはゼミや勉強会などで一緒に勉強させて頂き、多くを学ばせて頂きました。天文グループの米田さん、須藤さん、林さん、大平さんにはゼミでお世話になりました。研究の内容や質問の着眼点など、大変参考になりました。同期の浅野君と鈴木君共に学ぶことで研究室での生活は非常に充実したものとなりました。研究室の皆さんにも御礼申し上げます。

その他にも私の家族や友人、本研究を支えてくださった全ての方に深く感謝いたします。

# 参考文献

- [1] Steven Chu et al., Physical Review Letters 55, 48 (1985)
- [2] M. H. Anderson et al., Science 269, 198(1995)
- [3] Jun Kobayashi et al., Nature Comm 10, 3771 (2019)
- [4] M.-G.Hu.et al., Science 366, 1111 (2019)
- [5] 岡田瑛理. 「Rb 原子気体の高速 BEC 生成に向けたレーザー冷却実験」北海道大学卒業論文 (2021)
- [6] J. Hu et al., Science 358 1078-1080 (2017)
- [7] C.J.FOOT. Atomic Physics. Oxford University press. (2005)
- [8] Eric D. Black ” An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization” , American Journal of Physics 69, 79 (2001)
- [9] 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
- [10] A. M. Kaufman, B. J. Lester, and C. A. Regal, Physical Review X 2, 041014 (2012)
- [11] J. D. Thompson et al., Physical Review Letters 110, 133001 (2013)
- [12] D. J. Wineland et al., Physical Review A 36, 2220 (1987)
- [13] D. Leibfried et al., Reviews of Modern Physics 75, 281 (2003)