

修士論文

透過型回折格子によるレーザー冷却
ルビジウム原子の原子波回折

東京農工大学大学院 工学府

物理システム工学専攻

平成 23 年度入学

白石 有為

指導教官 畠山 温 准教授

平成 25 年 1 月 31 日

目次

第 1 章	序論	4
1.1	研究背景	4
1.2	研究の目的	5
1.3	研究の結果	5
1.4	本論文の構成	6
第 2 章	レーザー冷却と原子波回折	8
2.1	レーザー冷却	8
2.1.1	ドップラー冷却	8
2.1.2	磁気光学トラップ	9
2.1.3	偏光勾配冷却	9
2.1.4	原子打ち上げ	10
2.2	原子波回折	11
2.2.1	原子波の回折・干渉の研究	11
2.2.2	原子と固体表面相互作用 [2][3]	12
第 3 章	実験装置	15
3.1	透過型回折格子	15
3.2	真空系	16
3.2.1	真空チェンバー	16
3.2.2	回折格子マウント	19
3.3	光学系	21
3.3.1	クーリング・プローブ光	21
3.3.2	リポンプ光	23
3.3.3	チェンバーテーブルの光学系	23
3.4	測定系	25
3.4.1	揺らぎを打ち消すための測定系の作製	25

3.4.2	フォトダイオード I-V 変換回路	26
3.4.3	演算回路	26
3.4.4	CMOS カメラ	28
第 4 章	実験と結果	30
4.1	磁気光学トラップ	30
4.2	フォトダイオードによる測定	30
4.2.1	原子打ち上げの観測	30
4.2.2	回折格子通過原子の観測	33
4.2.3	回折格子通過原子のプロファイル	34
4.3	CMOS カメラによる測定	36
4.3.1	吸収イメージング	37
4.3.2	発光イメージング	39
第 5 章	結論	41
付録 A	画像の平滑化処理	42
付録 B	磁気共鳴実験への応用	43
付録 C	マイクロメートルスケールの透過型回折格子	45
参考文献		47
謝辞		49

第 1 章 序論

1.1 研究背景

電子が金属結晶面によって回折・干渉を起こすように、原子も同様に波としての性質を観測することができる。質量 m , 速度 v で運動する粒子は、ド・ブロイ波長

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (1.1)$$

の波としても振る舞う。ここで $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J·s はプランク定数である。原子の場合、質量が電子よりも数千倍も大きいいため、原子の波動性を確認するためには、位置分解能の高い原子の検出をするなどの実験上の工夫が必要である。実際、1000 m/s 程度の超音速原子ビームを用いて (図 1.1)、透過型回折格子による原子波の回折が観測された [1]。90 年代以降、原子波の干渉実験が、量子力学の原理実証、物理定数の精密測定、原子と固体表面の相互作用の研究などを目的として盛んに行われるようになった。

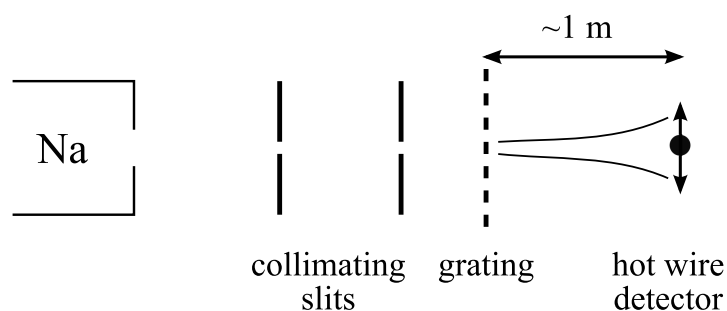


図 1.1 透過型回折格子による超音速ビームの回折実験 [1] の実験配置

一方で、レーザーを使って原子を絶対零度近くまで冷却できるレーザー冷却技術が開発されたことで、原子の波動性がより容易に観測できるようになった。特に、1995 年にアルカリ気体原子のボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) が実現してから、波としての原子の研究、さらに言うと原子のコヒーレンス (可干渉性) を確認する実験が多く行われ、現在でも原子物理学研究のブレイクスルーとなっている。

しかしながら、固体の回折格子とレーザー冷却原子との組み合わせによる原子回折・干渉の研

究はこれまでほとんど行われていない。固体の回折格子による原子波回折では、原子物理の研究で非常に重要な原子と固体表面との相互作用に関する情報を引き出すことができる。この原子と固体表面との相互作用というのが、表面から ~ 1 nm 以上の距離 r において存在する

$$V(r) = -\frac{C_3}{r^3} \quad (1.2)$$

の形で表せるポテンシャルのことである。このポテンシャルは非遅延ファンデルワールスポテンシャル (nonretarded van der Waals potential) と呼ばれ、 C_3 はファンデルワールス係数である。透過型回折格子による原子波の回折パターンを解析することによってこの C_3 の値を求めることができる [2][3]。ファンデルワールス係数 C_3 というのは、例えば、レーザー冷却した原子をアトムチップ表面上 ($r \sim 1$ μm) でトラップし、トラップした原子団を量子ビットとして演算を行う量子コンピューターの研究で重要なパラメーターとなる [4]。アトムチップを用いた量子コンピューターの研究では、原子をどれだけ長い時間トラップするかということと、原子団のコヒーレンスをいかに崩さないかということが重要な課題としてあり、表面のポテンシャルが原子のコヒーレンスを崩す大きな要因となっている。そのため、 C_3 の値を求めることによって、量子コンピューターなどの研究に知見を与えることができる。

本研究の課題は、未だ研究が行われていないレーザー冷却原子による透過型回折格子からの原子波回折を観測して、冷却原子と固体表面との間のファンデルワールス係数を調べることである。

1.2 研究の目的

レーザー冷却原子を使って原子波回折を観測する実験の流れを図 1.2 を用いて簡単に説明する。まず、磁気光学トラップ (2.1.2 節) により原子を冷却・捕獲した後、偏光勾配冷却 (2.1.3 節) で原子集団を数 μK まで冷却し、同時にムービングモラセス (2.1.4 節) によって原子を上方に打ち上げ、低速の原子ビームを生成する。打ち上げられた 1 m/s 程度の原子ビームを 300 nm 幅の多重スリットで構成される回折格子に通過させ、出てきた原子の光の吸収と発光をフォトダイオードないし CMOS カメラで観測し、回折パターンを調べる。本研究では、実験で用いる ^{85}Rb に対する SiN 表面のファンデルワールス係数を求め、熱原子ビームを使った過去の先行研究の結果と比較することがこの研究の最終的な目的である。

1.3 研究の結果

この研究では、透過型回折格子をレーザー冷却原子打ち上げ装置に導入し、回折格子を通過した原子を観測した。

まず、磁気光学トラップにより捕獲した原子団の発光を CCD カメラで確認し、偏光勾配冷却・ムービングモラセスによって打ち上げた低速原子ビームによる光の吸収をフォトダイオードで観

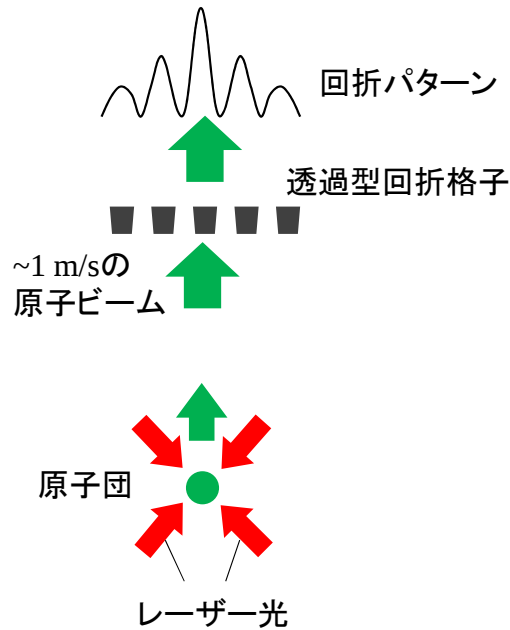


図 1.2 実験の概略図

測した。フォトダイオードの信号を解析することで、打ち上げた原子の温度が $6 \mu\text{K}$ 、原子数が 2×10^7 個であることを確認した。次に、透過型回折格子を通過した原子ビームをフォトダイオードで観測し、回折格子の位置をスキャンすることで回折格子を通過した原子のプロファイルを得た。このプロファイルに周期的な回折ピークが現れることを期待したが、測定の位置分解能が悪いため明瞭な回折ピークの解析はできなかった。位置分解能を良くするため、CMOS カメラを導入し、原子の光の吸収および発光を撮影することで打ち上げた原子の全体像を観測し、原子団の直径が 6.8 mm であることを確認した。これらの方法では回折格子を通過した原子を観測することはできなかった。

ちなみに、本研究室の過去の研究 [5] では、レーザー光の揺らぎ、装置の電氣的雑音などによる信号の揺らぎが測定上の問題となっていたので、新たにフォトダイオード I-V 変換回路および、光の揺らぎを消すための演算回路を作製し、それらを用いて測定を行った。

1.4 本論文の構成

第 2 章は、実験の原理について説明しているセクションで、技術的に用いるレーザー冷却と研究分野である原子波回折について解説する。第 3 章は実験装置についてのセクションで、透過型回折格子、真空系、光学系、測定系について説明する。第 4 章は行った実験とその結果について述べる。第 5 章の結論では、まとめと今後の展望について述べる。

また、付録 A では、CMOS カメラで撮影した画像を平滑化する処理について説明する。付録 B では、透過型回折格子を用いた実験の次のステップとして原子の磁気共鳴を起こすというものを計画しているのでそれについて説明する。付録 C では、付録 B の磁気共鳴実験のために 100 倍スケールの大きい数十 μm オーダーの透過型回折格子作製を試みたので、それについて説明する。

第2章 レーザー冷却と原子波回折

本章では、この研究で利用しているレーザー冷却技術についての説明と、本研究の柱である原子波回折についての概論を述べる。

2.1 レーザー冷却

2.1.1 ドップラー冷却

原子が共鳴周波数に一致した光を照射すると原子の内部エネルギー準位間の遷移が起こり、原子はその光から運動量を受け取る。一方、動いている原子は光のドップラー効果により、対向する光の周波数を少し高く感じる。この原子が光から受ける力とドップラー効果を利用して原子を減速させることができるのが、ドップラー冷却と呼ばれている方法である。図 2.1 のように、左から右へ動いている原子を考える。光を共鳴周波数から幾分低くすると、ドップラー効果により、右から来る光は共鳴周波数に近づくので、右から来る光の方を強く吸収する。原子は自然放出によってランダムな方向に光子を再放出して反跳運動量を受けるが、この運動量変化は光の吸収・放出のサイクルで平均するとゼロになるので、原子は左方向ばかりの力を受けることになり、減速されるという仕組みになっている。これを、空間的に3つの方向で対向するように光を当てると3次元での冷却が可能となる。この時、原子は光が交差する領域で、粘性の高い物質中にあるような状態になるため、この配置はオプティカルモラセス (optical molasses)[6][7] と呼ばれる。

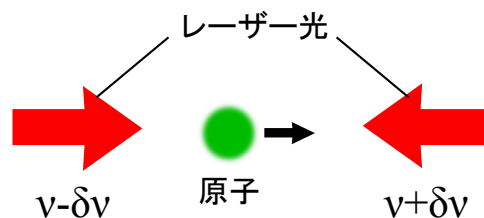


図 2.1 1次元のドップラー冷却

ドップラー冷却による冷却温度の下限は、対向する光による冷却と加熱の効果の釣り合いに

よって決まり、

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.1)$$

で表される。ここで $\hbar, \Gamma, k_B$ はそれぞれ換算プランク定数、遷移の自然幅、ボルツマン定数である。本実験で使用する ^{85}Rb の D_2 線の遷移による冷却の場合、このドップラー冷却限界温度 T_D は $150 \mu\text{K}$ である。

2.1.2 磁気光学トラップ

磁気光学トラップ (Magneto-Optical Trap: MOT)[8][9][10] では、このドップラー冷却に加え、原子を空間的に捕獲 (トラップ) することができる。配置としては、図 2.2 のように、3 次元のオプティカルモラセスに加え、一对のコイルに逆向きの電流を流すアンチヘルムホルツで四重極磁場をつくることで行える。このような配置を作ることによって、光から原子に与える力に位置依存性を持たせることができ、その結果、原子は中心へ戻される復元力を働かせることができる。原理を簡単に説明すると、アンチヘルムホルツコイルは中心からの距離に比例して大きくなる磁場をつくるので、それにしたがって原子の磁気副準位のエネルギーが図 2.3 のようにゼーマン分裂し、さらに、 σ^+, σ^- 円偏光の遷移の選択則 $\Delta m = \pm 1$ によって原子は中心に向かう光を強く吸収するので、原子にこのような復元力を与えることができる。MOT では、冷却した原子を高密度に空間中に捕獲し続けることができる。

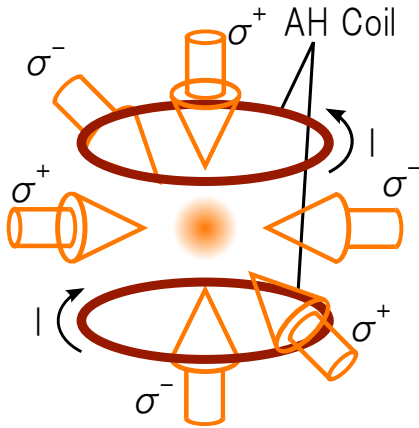


図 2.2 磁気光学トラップのコイルとクーリング光の配置

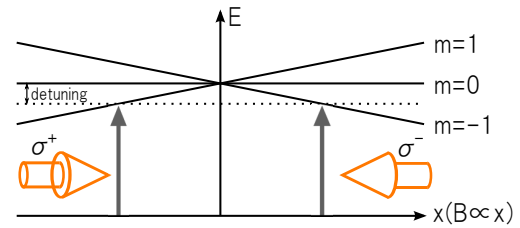


図 2.3 磁場中の原子のエネルギー準位と遷移の選択則

2.1.3 偏光勾配冷却

MOT で捕獲した原子をさらに冷却するために、偏光勾配冷却 (Polarization Gradient Cooling: PGC)[11] を行う。偏光勾配冷却は、ドップラー冷却とはその冷却メカニズムが異なり、ドップ

ラー冷却限界温度より低い温度まで達することができることが実験的に発見された。偏光勾配冷却による冷却温度の下限は、1 光子を吸収・放出することによって受ける 2 回分の反跳運動量によって決まり、その温度は

$$T_R = \frac{\hbar^2 \omega^2}{2k_B M c^2} \quad (2.2)$$

で表せられる。ここで、 ω は冷却光の角周波数、 M は原子の質量、 c は光の速度である。 ^{85}Rb の D_2 線の遷移の場合、この反跳限界温度 T_R は、370 nK である。

本実験では、MOT から磁場を切って、 σ^+ 偏光と σ^- 偏光が対向することで生じる、螺旋状に回転する偏光をもつ定在波 (図 2.4) によって PGC を働かせる。この PGC の冷却メカニズムの理解には摂動論が必要になるため、ここでは概要のみ述べる。原子が定在波の軸上を運動することによって、原子の基底状態の磁気副準位間で占有数の偏りが生じる。この占有数の偏りが、原子の運動に対向する光をより吸収することを結果付け、原子に減速力が生じる。

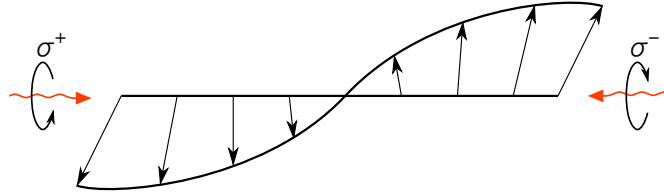


図 2.4 定在波がつくる光の偏光の勾配

本実験の配置では、MOT から磁場を切るだけでこの冷却機構を働かせることができ、冷却光の強度を徐々に弱めることで原子を 5 μK 程度まで冷却していく。

2.1.4 原子打ち上げ

MOT で冷却・捕獲した原子団を打ち上げるには、ムービングモラセス (moving molasses)[12][13] という技術を用いる。図 2.5 のように、オプティカルモラセスの配置で、対向する光の周波数の一方を $\delta\nu/2$ 下げ、もう一方を $\delta\nu/2$ 上げて周波数のバランスを変えることで、原子は両方の光の周波数を等しく感じるような方向に速度を持つようになる。この時の移動速度はドップラー効果から、

$$v = \sqrt{2}\lambda\delta\nu \quad (2.3)$$

となる。ここで λ は光の波長であり、因子 $\sqrt{2}$ は光が速度方向に対して 45 度の角度をなしていることから付いている。また、 $\delta\nu$ は移動周波数と呼び、ここでの単位は MHz である。本実験の条件では、光の波長は 780.24 nm であるので、打ち上げ速度と周波数差との関係は

$$v = \sqrt{2} \cdot 780.24 \times 10^{-9} \cdot \delta\nu \simeq 1.103 \cdot \delta\nu \text{ m/s} \quad (2.4)$$

となる。

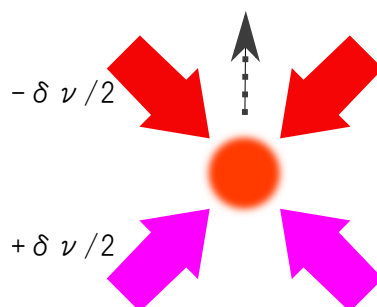


図 2.5 ムービングモラセスの原理

このように原子を冷却して打ち上げる方式は原子泉 (atomic fountain) 法と呼ばれ、現在時間の標準を決めている原子時計の一次標準器にも使われている技術である [14]。

2.2 原子波回折

2.2.1 原子波の回折・干渉の研究

透過型回折格子による原子波の回折・干渉の研究は、主に超音速原子ビームを使って行われており [1]、Li、Na、K、および Rb のファンデルワールス係数 C_3 の測定も超音速ビームの実験で行われている [3]。レーザー冷却原子を使った研究としては、磁気光学トラップから原子を落とし、二重スリットに通して、その下のマイクロチャンネルプレートで原子を検出することで原子の干渉を観測する研究がある [15]。これはレーザー冷却原子の波動性を示すデモンストレーション的な実験で、原子と固体表面との相互作用は導いていない。原子の速度が重力によって変化していく場合、干渉縞の間隔 Δx は

$$\Delta x = \frac{h}{m} \frac{l}{d} \frac{2}{v_l + v_o} \quad (2.5)$$

のように表せる [15]。ここで、 l は格子面から観測面までの距離、 d はスリット間隔、 m は原子の質量、 v_l, v_o はそれぞれ格子面、観測面での速度である。(2.5) 式は、格子面と観測面での速度の平均で決まるドブロイ波長の干渉を表している。本実験では原子を打ち上げることによって原子は減速されていくので、原子を自由落下させる場合よりも原子の観測までの時間を長く保つことができるため、干渉縞の間隔は大きくなり、比較的質量の大きい Rb に対しても干渉が観測しやすくなるという利点がある。

2.2.2 原子と固体表面相互作用 [2][3]

透過型回折格子による原子波の回折パターンから、ファンデルワールス係数 C_3 が求まる原理について簡単に説明する。

図 2.6 のように、格子位置とスクリーン上 (ディテクター面) に座標をとる。波動光学においてよく用いられるフレネル回折近似の条件は、

$$z \gg |x - \xi| \quad (2.6)$$

で表される。本実験の配置はこの条件を満たす。フレネル回折では、スクリーン面上における原子の波動関数 $\psi(x)$ は、回折格子を通過した直後の原子の波動関数 $\psi(\xi)$ のフーリエ変換によって与えられる:

$$\psi(x) \propto \mathcal{F}\{e^{i(k_0 \xi^2 / 2z_0)} \psi(\xi)\} \Big|_{f_\xi = x / \lambda_{dB} z_0} \quad (2.7)$$

$\mathcal{F}\{\}$ はフーリエ変換を表し、 f_ξ は ξ のフーリエ共役変数である。また k_0 は原子波の波数である。回折格子通過直後の原子の波動関数 $\psi(\xi)$ は、

$$\psi(\xi) = \left[T(\xi) * \text{comb}\left(\frac{\xi}{d}\right) \right] U(\xi) \quad (2.8)$$

と表される。ここで、 $T(\xi)$ は単一スリットの透過関数であり、

$$T(\xi) \equiv e^{i\phi(\xi)} \text{rect}\left(\frac{\xi}{w}\right) = \begin{cases} e^{i\phi(\xi)} & \left|\frac{\xi}{w}\right| \leq \frac{1}{2} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.9)$$

と定義される。(2.9) 式の中の $\phi(\xi)$ が原子が回折格子表面のポテンシャルから受ける位相シフトである。 $\text{comb}(\xi/d)$ は、回折格子全体の構造を表す間隔 d のデルタ関数の配列で、 $U(\xi)$ は原子ビームの振幅を表す複素関数である。

(2.8) 式を (2.7) 式に代入すると、スクリーン面上における原子の波動関数 $\psi(x)$ は、

$$\psi(x) \propto \sum_{j=-\infty}^{\infty} \mathcal{A}_j U\left(x - j \frac{\lambda_{dB} z_0}{d}\right) \quad (2.10)$$

となる。ここで、 j は回折次数であり、 $\mathcal{A}_j$ は、

$$\mathcal{A}_j \equiv \mathcal{F}\{T(\xi)\} \Big|_{f_\xi = j/d} = \mathcal{F}\left\{e^{i\phi(\xi)} \text{rect}\left(\frac{\xi}{w}\right)\right\} \Big|_{f_\xi = j/d} \quad (2.11)$$

と定義される。また $U(x)$ は、

$$U(x) = \mathcal{F}\{e^{i(k_0 \xi^2 / 2z_0)} U(\xi)\} \Big|_{f_\xi = x / \lambda_{dB} z_0} \quad (2.12)$$

である。スクリーン面での原子ビームの強度は、原子の位置に関する確率密度

$$I(x) \equiv |\psi(x)|^2 \quad (2.13)$$

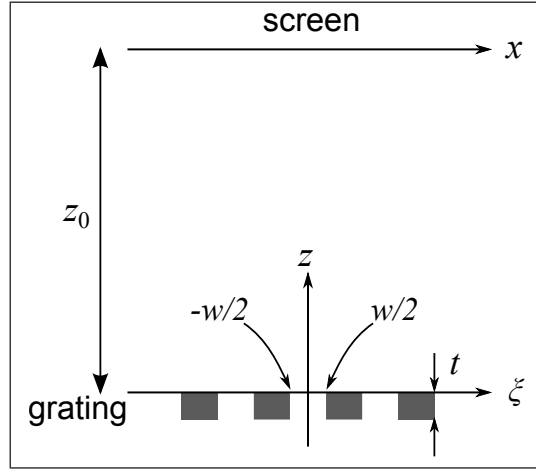


図 2.6 回折格子とスクリーンの座標

で予想される。

一方、回折格子のスロット通過によって原子が受ける位相シフト $\phi(\xi)$ は、

$$\phi(\xi) = \int_{-t}^0 k_0 \left(1 - \frac{V(\xi, z)}{\hbar\omega} \right)^{1/2} dz \quad (2.14)$$

と表される。ここで、 t は回折格子の厚さ、 $V(\xi, z)$ は原子が感じる回折格子の壁からのファンデルワールスポテンシャルである。(2.14) 式は、 $\hbar\omega \gg V(\xi, z)$ の近似でテイラー展開して簡単にすることができ、

$$\phi(\xi) = tk_0 - \frac{1}{\hbar v} \int_{-t}^0 V(\xi, z) dz \quad (2.15)$$

と単純化できる。第 1 項の tk_0 は、 ξ に依存せず、どの原子に対しても一定の位相因子がかかるので、 A_j には影響しない。

ここでもっと簡単なモデルとして、両端の壁から受けるポテンシャルのみを考え、それらが厚さ t にわたって一定であるとする。そうすると、

$$\phi(\xi) = -\frac{t}{\hbar v} [V_+(\xi) + V_-(\xi)] \quad (2.16)$$

$$V_{\pm} \equiv -\frac{C_3}{(\xi \pm w/2)^3} \quad (2.17)$$

と書ける。(2.16),(2.17) 式を (2.11) 式に代入し、 C_3 をフィッティングパラメータとして、 $|A_j|^2$ を実験で得られた回折パターンにフィッティングすることで、 C_3 の値が求められることができる。

以上をもっと簡単に、定性的に説明する。原子が回折格子のスロットを通過する時、表面の近くではそのポテンシャルによって受ける位相が大きくなる。位相シフトが大きくなった原子は位相がずれるので、干渉に寄与しなくなる。そうすると回折格子の実効的なスリット幅は狭くなる

ため、回折パターン各ピークの比がポテンシャルの大きさによって変わる。したがって、原子-表面相互作用の影響が干渉パターンに反映するという事となる。

図 2.7 と図 2.8 は、スリット幅が変わると、回折パターンの大きさの比が変わるということを、遠距離の近似であるフラウンホーファー回折を例に示したものである（本実験の条件ではフラウンホーファー回折近似は正しくない）。図 2.7 が、スリット幅:スリット間隔が 1:2 の時の回折パターンであり、図 2.8 が、ポテンシャルが大きいたして、スリット幅:スリット間隔が 1:3 となった時の回折パターンである。このように、スリット幅が変わると各回折次数ごとのピークの大きさの比が変わることがわかる。

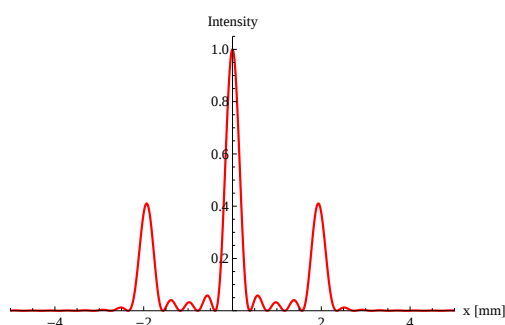


図 2.7 スリット幅:スリット間隔=1:2 の時のフラウンホーファー回折パターン

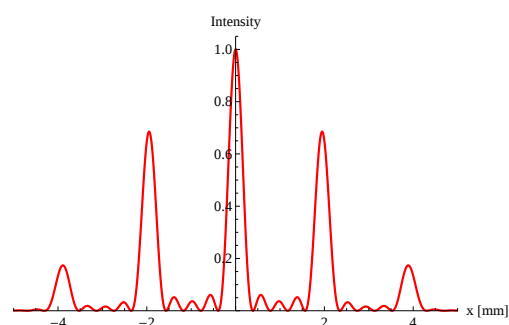


図 2.8 スリット幅:スリット間隔=1:3 の時のフラウンホーファー回折パターン

第 3 章 実験装置

本章では、実験で用いた透過型回折格子、真空系、光学系、測定系について説明していく。

3.1 透過型回折格子

本研究では、原子波の回折を起こす素子として透過型回折格子というものをを用いる。透過型回折格子は、SiN(窒化ケイ素)などでできた $1\ \mu\text{m}$ 厚程の薄い膜に、微細加工によって貫通穴を開け、パターニングしたものである。本来は軟 X 線分光等に用いられる光学素子であるが、原子波の回折・干渉実験でも過去の研究で用いられ [16]、超音速原子ビームを使った実験では、透過型回折格子の材料である SiN と原子との相互作用を測定した研究も行われている [3][17][18]。筆者は本実験で用いる透過型回折格子を、業者に仕様を指定して作製を委託した。

まず、透過型回折格子の一般的な作製方法を紹介する。図 3.1 にその一例を示す。シリコン基板に CVD 法で窒化膜を成長させ、フォトリソグラフィと反応性イオンエッチング (RIE: Reactive Ion Etching) で片面を空ける。その後、ウェットエッチングでシリコン部分を溶かし、窒化膜の「窓」をつくる。この窓の表面にアクリル樹脂の一種である PMMA をスピンコートし、さらに電子ビームリソグラフィ (EB) での帯電による歪みを防ぐための金を蒸着する。そして EB で所望のパターンを描写し、有機溶剤で露光された部分を取り除く。RIE で窒化シリコンの部分を開け、最後に残ったものを酸素 RIE で除去する。

次に本実験で用いた透過型回折格子の仕様について説明する。図 3.2 は完成した透過型回折格子の表面画像である。格子部分は多重スリット構造になっており、スリット幅、スリットの間隔はともに $300\ \text{nm}$ であり、構造安定性を高めるために幅 $1\ \mu\text{m}$ の梁部が備えられている。1 本 1 本のスリットの長さは $4\ \mu\text{m}$ である。したがってこの透過型回折格子の開口率は $2/5$ である。完成した透過型回折格子のスリット幅の精度は 10% 以内である。また加工の都合上、裏面のスリット幅は $291\ \text{nm} \sim 299\ \text{nm}$ と、狭くなっている。スリット加工がされている SiN 薄膜 (メンブレン) の厚さは $200\ \text{nm}$ である。

次に回折格子基板について説明する。基板の外形は $15\ \text{mm}$ 角 $\times 0.625\ \text{mm}$ 厚で、メンブレンウインドウのサイズは $1.0\ \text{mm}$ 角である。

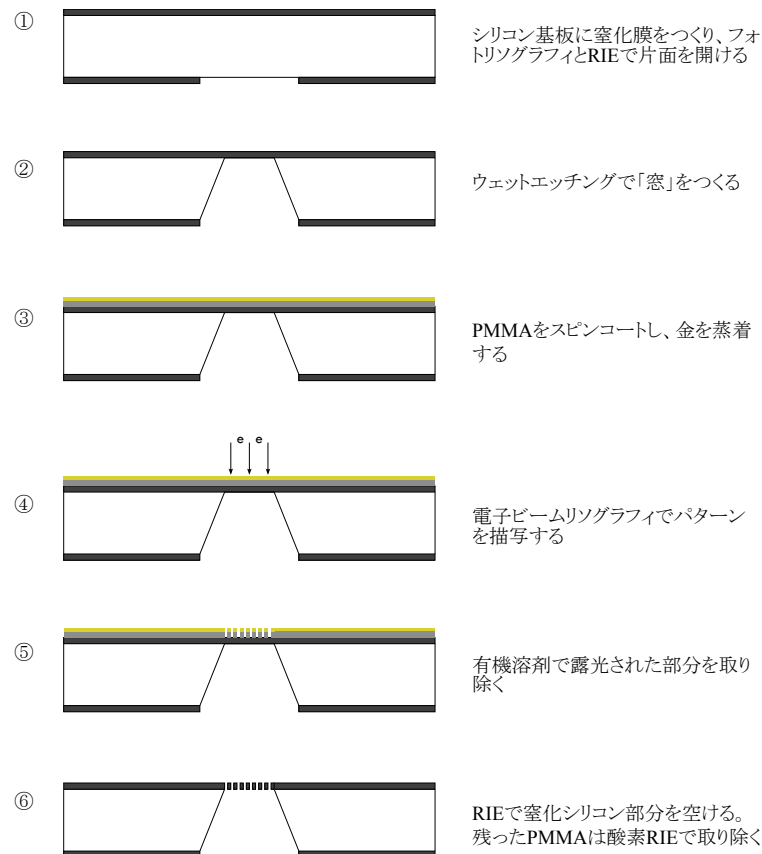


図 3.1 透過型回折格子作製方法の一例。RIE: Reactive Ion Etching(反応性イオンエッチング)、PMMA: PolyMethyl MethAcrylate(ポリメタクリル酸メチル樹脂)

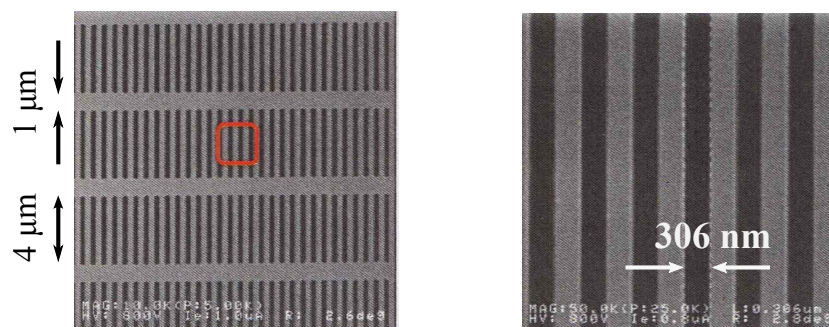


図 3.2 透過型回折格子の表面 SEM 画像

3.2 真空系

3.2.1 真空チャンバー

真空チャンバーは主に図 3.3 のように、下部チャンバー、中央チャンバー、上部チャンバーの 3 つの部分からなっている。

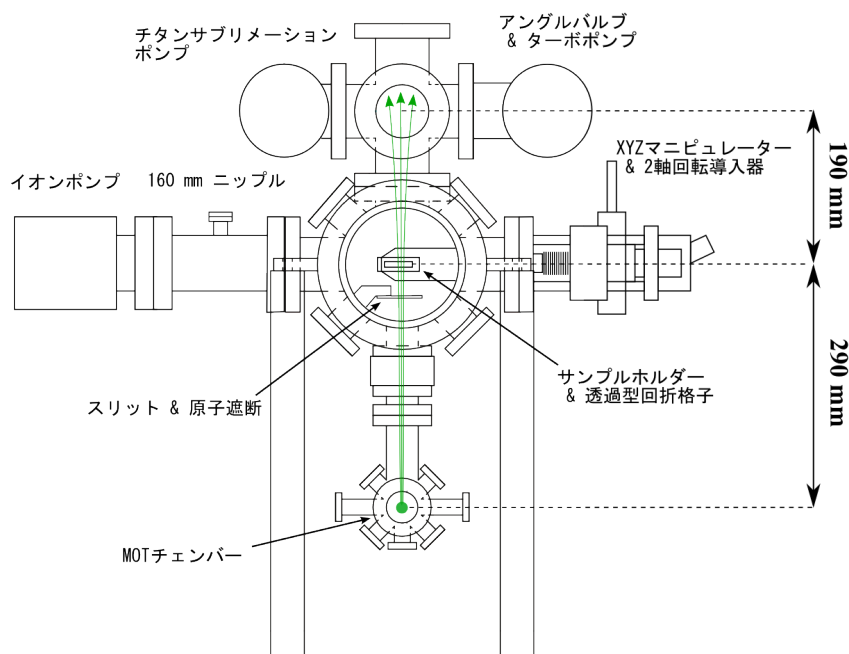


図 3.3 真空装置図

下部チェンバーは、MOT、PGC、ムービングモラセスを行うチェンバーである。これらのレーザー冷却に必要な光を入射するフランジは、斜めの 4 つのフランジ (ICF34) と、水平方向の短い 2 つのフランジ (ICF70) で、非磁性ビューポートが取り付けられている。水平方向に長いフランジの一方はブランクフランジで閉じられており、もう一方はアングルバルブをはさんで Rb 源が封入されている。ここにはベローズニップルの中に Rb アンプル (Rb 金属が封入されたガラス容器) が入っており、ベローズニップルを曲げることでアンプルを割った後、ベローズニップルに巻きつけたヒーターでアンプルを 40°C 程度に温めて Rb を放出させる。上部の ICF70 のフランジは、ゲートバルブを挟んで中央チェンバーと接続している。これは、中央チェンバーにおいて装置の入れ替え作業などで真空を破る際に、下部のチェンバーだけは真空に保っておきたいためである。下部チェンバーの周りにはパーマロイ製の磁気シールドを設置しており、地磁気の打ち消しを行なっている。

中央チェンバーでは、原子ビームを透過型回折格子に通過させ、出てきた原子の観測をする。中央チェンバー正面には、比較的径の大きい ICF203 のフランジが取り付けられており、ここから原子を観測するためのレーザー光 (プローブ光) を入射する。図 3.4 の右側の ICF114 のフランジには回折格子をマウント、マニピュレートするための XYZ マニピュレータおよび、2 軸回転導入器が取り付けられている。回折格子のマウントの詳細については次節で説明する。反対側の ICF114 のフランジには、長さ 160 mm のニップルを経てイオンポンプが取り付けられている。イオンポンプは、陽極-陰極間に高電圧をかけて放電を行って陰極のチタンをスパッタし、出てき

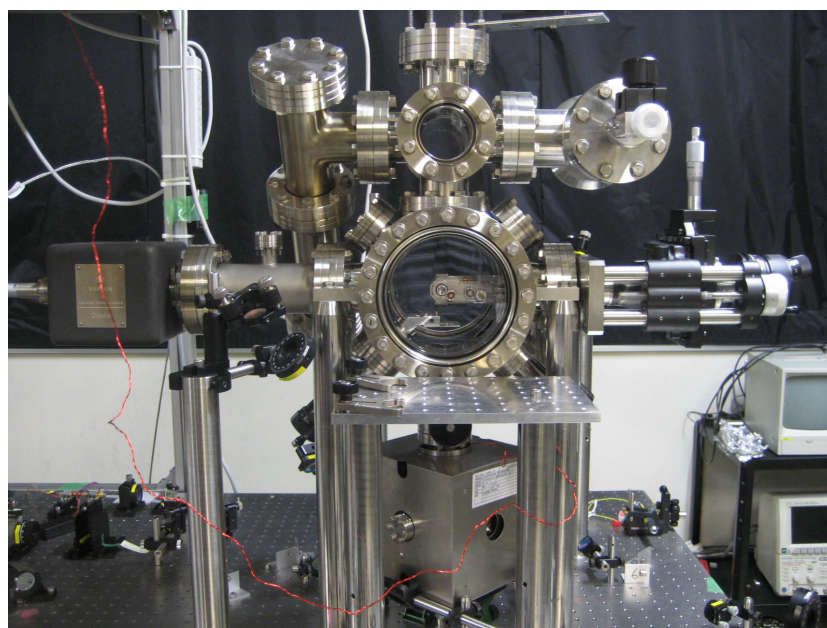


図 3.4 チェンバー全体の写真

たチタンが活性な膜をつくり、そこへ酸素などのガスが吸着していくことで排気を行う真空ポンプである。イオンポンプは振動の無い静的なポンプであるので、超高真空 ($\sim 10^{-6}$ Pa) に達した後はこのポンプのみで常時排気をする。このイオンポンプは表面で 100 G 程度、50 mm 離れたところでも 1 G 程度の磁場を作り出しているため、方向性ケイ素鋼でできた磁気シールドで覆っている。長さ 160 mm のニップルが挟んでいるのは、この磁気シールドが地磁気打ち消しのための 3 軸コイルの外側に置かれるようにするためである。斜めについている下部 2 つの ICF70 フランジには、原子ビームコリメーション用のスリットを取り付けている直線導入器と、真空度を測るための B/A ゲージが取り付けられている。

上部チェンバーは、原子が回折格子通過後、干渉縞が十分広くなった所で観測を行うチェンバーである。ただ、本実験ではここでの回折格子通過原子の検出はできていない。上部チェンバーは ICF114 の六方クロスとなっており、右側のフランジにはアングルバルブが取り付けられ、その先にターボポンプ及びスクロールポンプが接続できるようになっている。左側のフランジには T 字管が接続し、チタンサブリメーションポンプが取り付けられている。チタンサブリメーションポンプはチタン蒸発用フィラメントに電流を流してチタンの蒸着膜を作り、ゲッター作用によって活性ガスを吸着するポンプで、イオンポンプと併用することで高い真空度を得ることができる。

真空引きの手順は、スクロールポンプとターボポンプで 10^{-5} Pa 程度まで引いた後、 150°C で 3 日間ベークをし、 $10^{-6} \sim 10^{-7}$ Pa まで達したら、イオンポンプによる排気に切り替える。チタンサブリメーションポンプは真空度が悪くなってきた際などに単発で起動する。このプロセスにより、真空度は、 1.1×10^{-7} Pa まで到達した。

3.2.2 回折格子マウント

回折格子は VG シエンタ社製サンプルホルダーに取り付けられ、それらが XYZ マニピュレータおよび 2 軸回転導入器につながっていて回折格子の位置と角度を操作することができる。図 3.5 に操作可能な軸と角度を示す。

X と Y の可動域は ± 12.5 mm で、Z 方向は 50 mm 動かすことができ、これを操作することによって回折格子を出したり引いたりすることができる。また 4.2.3 節でも触れるが、回折格子通過後の原子をプロファイル調べる際に、この Z マニピュレータを使って回折格子の Z 方向の位置を $100\text{ }\mu\text{m}$ ずつ動かしていく。Z マニピュレータの分解能は $5\text{ }\mu\text{m}$ で、再現性は $10\text{ }\mu\text{m}$ であるので、この仕様は十分である。

角度 ϕ は 2 軸回転導入器の 1 軸目で操作でき、角度 θ を 2 軸目で操作できる。角度 ϕ はほとんど動かすことはない。角度 θ が動かせるようになっているのは、将来的に透過型回折格子に磁性体を蒸着し、それによって発生する周期磁場によって原子の磁気共鳴を起こすという実験を計画しており、原子に周期的な磁場を感じさせるためには回折格子の角度を 40 度程度傾ける必要があるからである (付録 B 参照)。また、原子波回折の実験において、回折格子の角度を変えて実効的な格子の開口率を変えることで、ファンデルワールス係数 C_3 をより精度よく求めることができるという研究もある [17]。

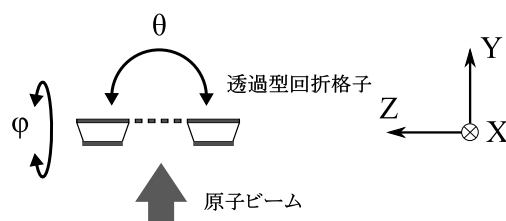


図 3.5 透過型回折格子の操作可能な軸と角度の模式図

回折格子を固定し、サンプルホルダーに取り付けるための回折格子ホルダーを作製した。図 3.6 が回折格子を固定したホルダーの外観である。回折格子ホルダーを設計するにあたって考慮したことは、

- θ の回転軸が格子面 (の中心) にくるようにすること。
- 格子部分がチェンバーの中心に位置できるようにすること。またそのためになるべく小型にすること。
- ウィンドウサイズの異なる透過型回折格子も固定できるようにすること。
- 透過だけでなく、原子波の反射によっても回折を観測できるようにしておくこと。

などである。

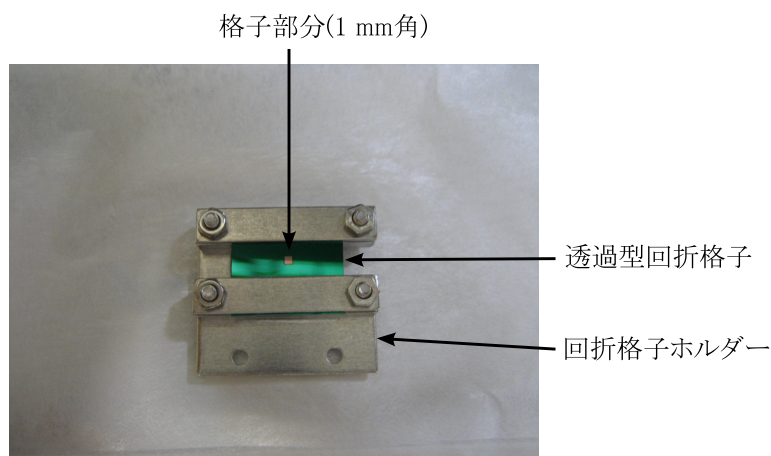


図 3.6 作製した回折格子ホルダーの外観

回折格子をサンプルホルダーに取り付け、チェンバー内に入れた写真を図 3.7 に示す。これは上からチェンバー内を撮影したものである。回折格子ホルダーの下にあるのは、スリットマウントおよび原子遮断板である。スリットマウントは幅 $100\ \mu\text{m}$ 、長さ $2\ \text{mm}$ のスリットが 2 つ備え付けられていて、それらを直線導入器で出し引きができるようになっているが、ここで報告する実験ではこれを用いていない。原子遮断板は不要な所から原子が漏れ出てくるのを防ぐための板で、X 方向に幅 $6\ \text{mm}$ 、長さが十分ある長穴が空けられている。

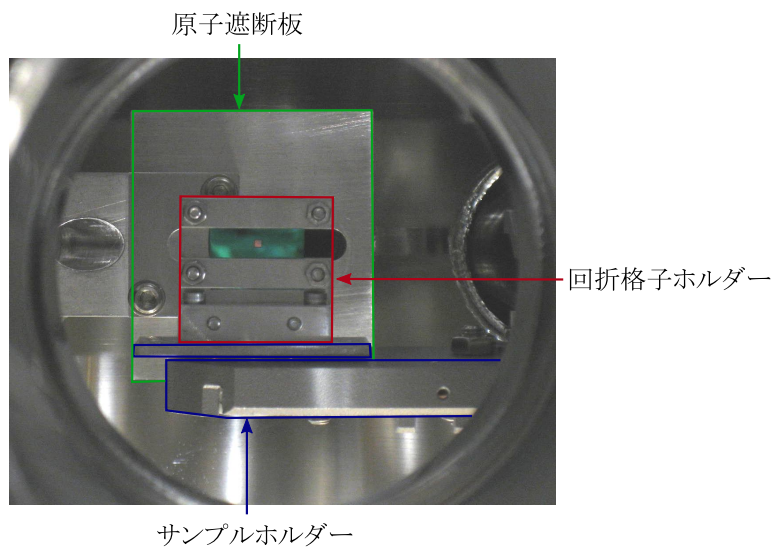


図 3.7 上から撮影したチェンバー内の回折格子ホルダー

3.3 光学系

本実験では、MOT をするためのクーリング光とリポンブ光、原子の観測するためのプローブ光の 3 種類のレーザー光を使う。図 3.8 に示すように、それぞれ ^{85}Rb の超微細構造間の遷移周波数あるいは遷移周波数から離調した周波数に合わせてロックしている。以下、それぞれについて説明する。

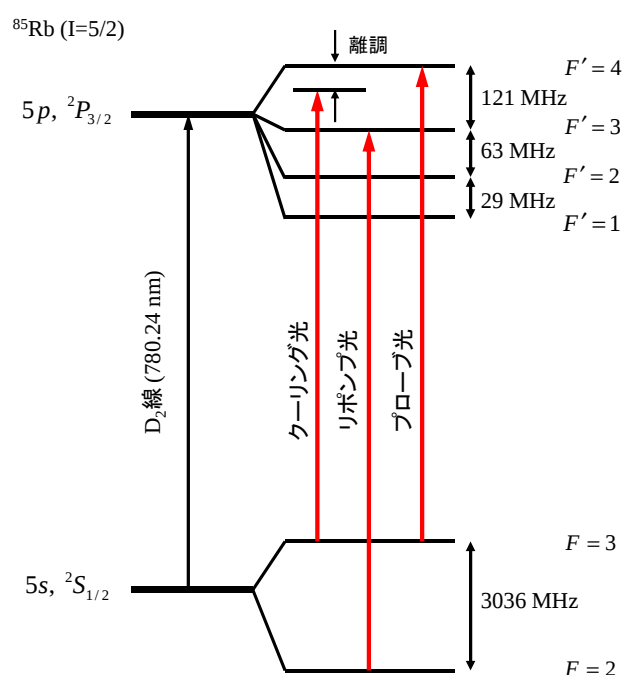


図 3.8 ^{85}Rb の D_2 線の超微細構造と各レーザー光の周波数

3.3.1 クーリング・プローブ光

原子の冷却・打ち上げに使うクーリング光と、打ち上げた原子の観測に使うプローブ光は、同じ光源を用いている。光源は TOPTICA 社の TA100 である。これは、外部共振器型半導体レーザー (External Cavity Diode Laser: ECDL) と、光強度を増幅するテーパアンプからなっている。ECDL からの光をマスターレーザーとし、テーパアンプとカップリングさせることによって 800 mW 程度の出力を得ることができる。ECDL からの光の一部は参照光として出射し、 Rb の共鳴周波数にロックするための偏光分光系と波長計とレーザーの単一モード発信を確認するためのファブリペロー干渉計に使われる。テーパアンプから出た強い光は、偏光ビームスプリッタ (PBS) によってクーリング光とプローブ光に分けられる。

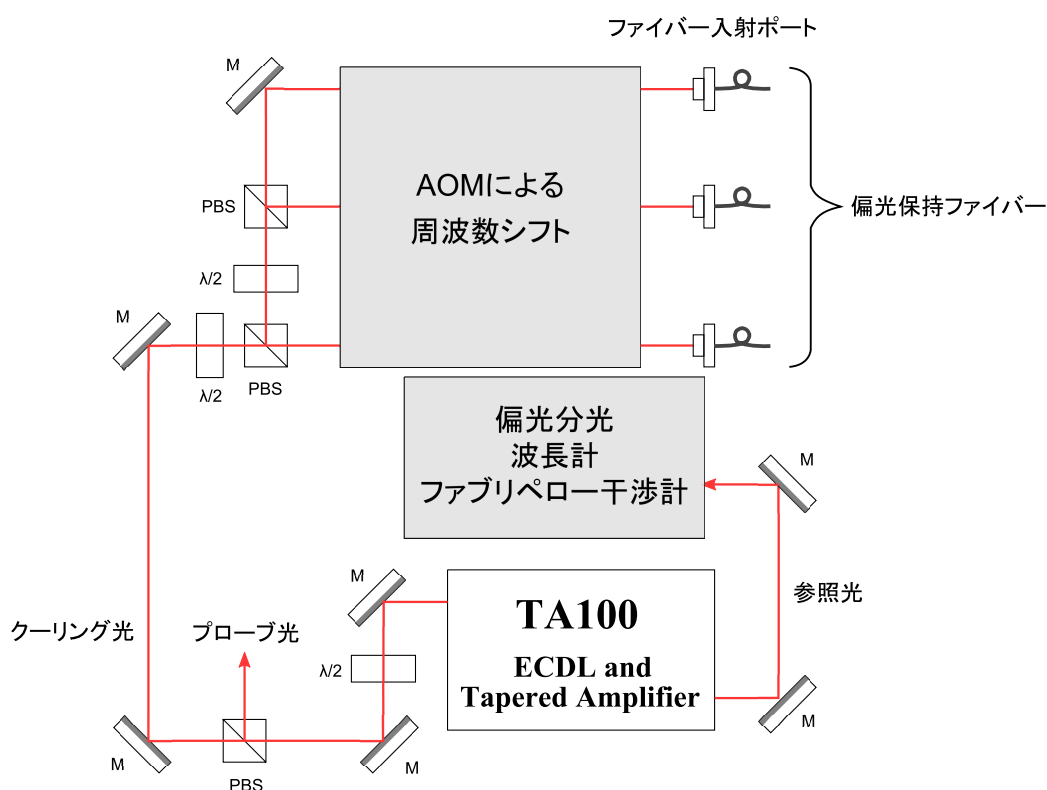


図 3.9 TA100 周りの光学系全体図

偏光分光法は、レーザーの周波数を原子の共鳴線にロックするためのドップラーフリーの分光法で [19][20]、得られる偏光分光信号の共鳴周波数付近に現れるスロープを利用して、レーザーのコントローラーにフィードバックをかけ、周波数をロックしている。この実験では、あらかじめ音響光学素子 (Acousto-Optic Modulator: AOM) を使って周波数を正に 170 MHz 離調している。したがって、テーパアンプから出てくる光は 170 MHz 負に離調している。離調してからロックをする理由は、レーザー冷却で必要となる比較的小さい 10 MHz 程度の離調を実現するためである。偏光分光の光学系および、偏光分光の信号については [5] に記述してある。

クーリング光の周波数シフトの部分について説明する。レーザー冷却をして原子を打ち上げる際、斜め上から入射する光と斜め下から入射する光と水平入射する光では、周波数の変化のさせ方が異なる。そのため、光をこれらの 3 つに分岐して周波数を変調させている。周波数のシフトには AOM を用いる。AOM は内部の結晶に高周波を与えることで回折格子を作り、透過してきた 1 次回折光をとることで周波数シフトを得ることができる光学素子であり、AOM のドライバーにかける電圧を変えることで周波数のシフト量を変えることができる。周波数のシフト量を変えると回折角が変わり、光の経路が変化してしまうが、図 3.10 のように、キャッツアイ [21] と呼ばれる光学系を組んで、光を往復で 2 回 AOM に通過させることで、その後の光の経路を変えずに周波数を変化させることができる。周波数の変調を行った後はファイバー入射ポートで光を偏光

保持シングルモードファイバーに入射させ、チェンバーのある光学テーブルまで光を伝えている。

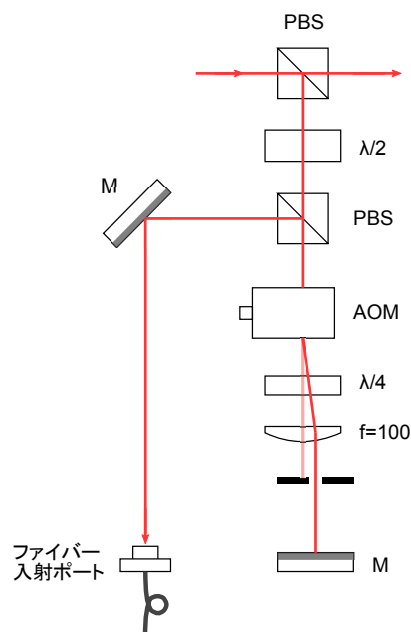


図 3.10 キャッツアイ部分からファイバー入射ポートまでの光学系。これが分岐した 3 つにそれぞれある。

プローブ光は、図 3.10 と基本的には同じ配置で、AOM で 170 MHz 周波数をシフトさせて元の共鳴周波数に戻している。プローブ光もクーリング光と同様に偏光保持ファイバーでチェンバーのある光学テーブルまで光を伝えている。

3.3.2 リボン光

レーザー冷却において遷移のサイクルが起こっている時に、原子が基底状態の $F = 2$ の準位に落ちてしまって冷却サイクルから外れてしまうことがある。リボン光はそれらの原子を再び冷却サイクルに戻す役割を果たす。リボン光の周波数は基底状態の $F = 2$ から励起状態の $F' = 3$ への遷移に合わせられている。

図 3.11 はリボン光の光学系である。光源は ECDL で、80 mW 程度のパワーの出力がある。TA100 と同様、偏光分光の信号で周波数ロックを行っている。ロックは $F' = 1, 2$ への遷移のスロープで行い、AOM による周波数シフトで $F' = 3$ への周波数に合わせられている。この光も偏光保持シングルモードファイバーでチェンバーのある光学テーブルまで光を伝えている。

3.3.3 チェンバーテーブルの光学系

前節で説明したように、クーリング光、プローブ光、リボン光はそれぞれレーザーが設置してある光学テーブルで周波数ロックや周波数シフトを行った後、偏光保持シングルモードファイ

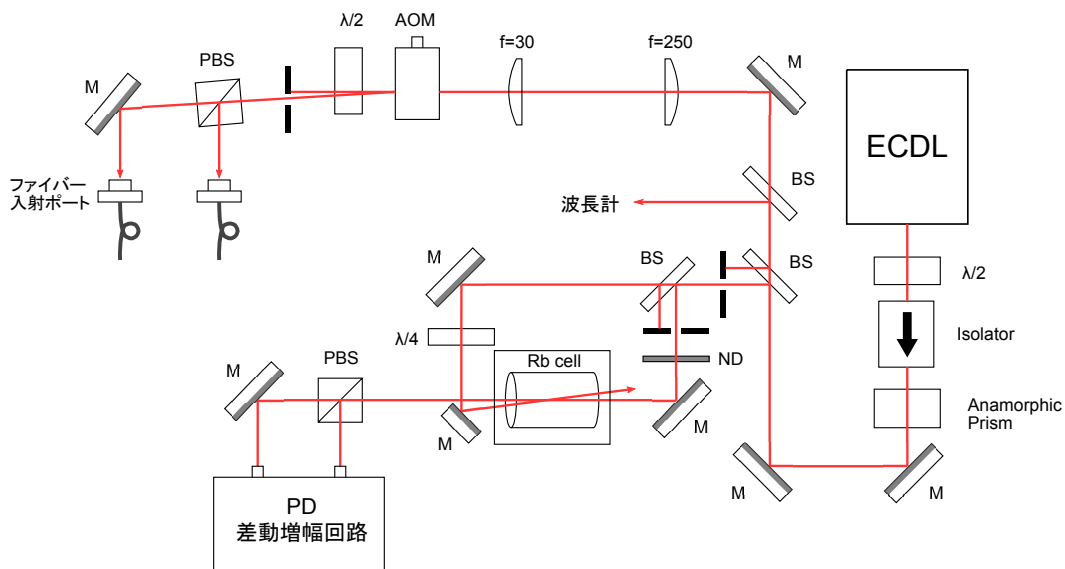


図 3.11 リポンブ光の光学系配置。アナモルフィックプリズムは楕円形のビームを円形にするために設置してある。

バー使ってチェンバーのある光学テーブルに光を運んでいる。一度ファイバーを介すことによって、レーザー光の空間プロファイルが綺麗なガウス型になることや、上流でパスがずれた時でも MOT の光学系には影響を与えないという利点がある。

図 3.12 がチェンバーテーブルの光学系の概略である。ファイバー出射直後に PBS を設置してあるのは、透過光が最大になるように出射ポートの軸を合わせ、その透過光を取ることで偏光の崩れを無くするためである。クーリング光はそれぞれレンズによって光の径を $\phi 20$ mm 程度に広げている。 $\lambda/2$ 板と PBS で、さらに光を分岐し、 $\lambda/2$ 板の角度を変えることでこの分岐した光の配分を調整する。6 本の光は MOT チェンバーの中心で交差するようにチェンバーに入射している。チェンバーに入射する直前では、 $\lambda/4$ 板を通してそれぞれ適切な円偏光にしている。リポンブ光は、レンズで MOT の位置でビーム径がクーリング光と同じ程度になるようにビーム径を広げ、水平入射のクーリング光と重なるようにチェンバーに入射している。

プローブ光は中央チェンバーの高さまで打ち上げた後、チェンバーへ入射して打ち上げ原子を観測する。CMOS カメラを使う測定の場合、径の大きいプローブを用いるため、ビーム系を拡大するファイバー出射ポートから直接チェンバー内へ入射している (4.3 節参照)。

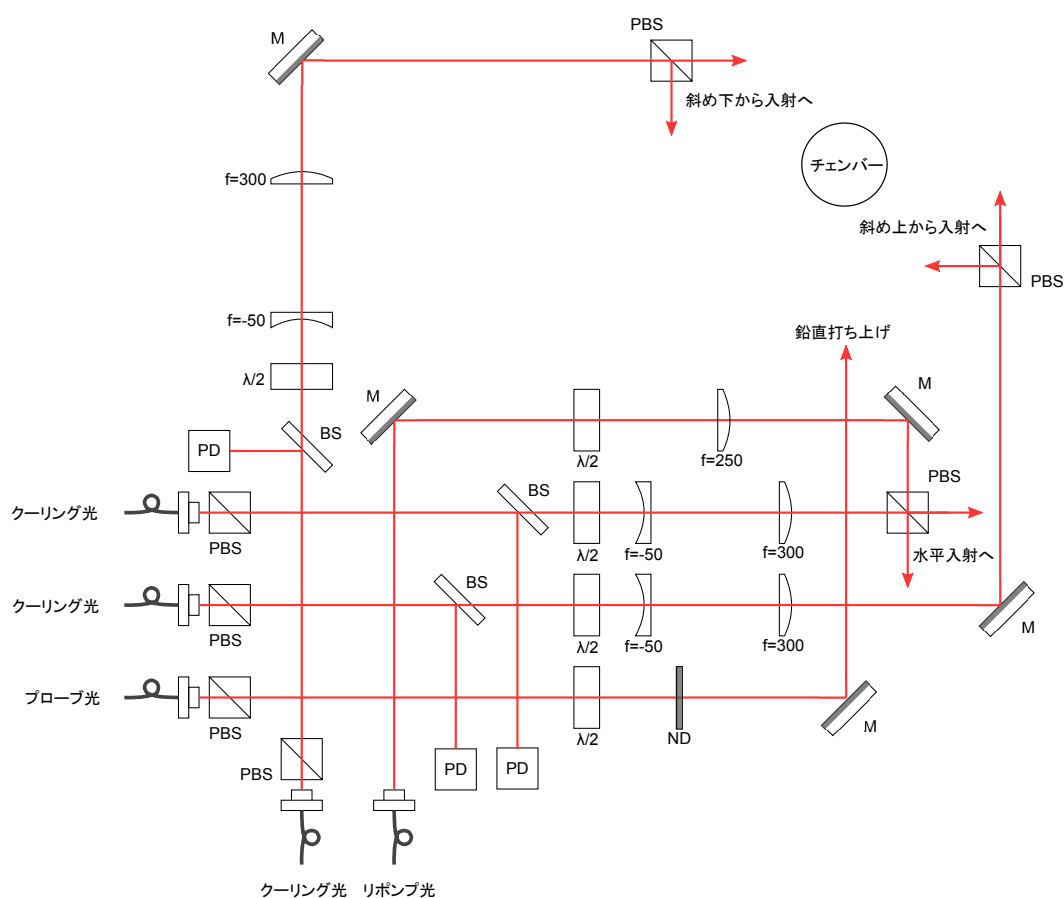


図 3.12 チェンバーテーブルの光学系配置

3.4 測定系

3.4.1 揺らぎを打ち消すための測定系の作製

本実験系を使った過去の研究 [5] では、光のゆらぎ、打ち上げ原子の原子数の揺らぎ、電氣的雑音などが実験上の妨げとなって、所望の信号が得られない問題があった。そこで今回、これらの揺らぎを打ち消し、さらに信号を増幅してノイズを抑える測定システムの開発を行った。

測定システムの概要を説明する。まず、プローブ光をチェンバーで入射する直前に NPBS によって 2 つに分岐させ、1 つを参照光もう 1 つを原子を検出するプローブ光とする。この 2 つの光を 2 つのフォトダイオードで受けてその信号 V_1, V_2 を演算処理

$$V_{out} = \frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2} \quad (3.1)$$

を行う演算回路に入力してその出力信号を得る。(3.1) 式の差の部分でバックグラウンドのノイズを除去し、割り算でプローブ光の揺らぎを打ち消すことができる。さらに、参照光でも打ち上げ

た原子の吸収をモニターをすれば、その信号を規格化信号として、打ち上げ原子の原子数の揺らぎを打ち消すこともできる。

(3.1) 式の演算処理を行う演算回路と、この回路に入力するフォトダイオード I-V 変換回路の設計・作製を行ったので、次節で説明する。

3.4.2 フォトダイオード I-V 変換回路

フォトダイオード I-V 変換回路 (以下、PD 回路) は、光を受けたフォトダイオードの電流信号を電圧信号に変換するための回路である。変換には、負荷抵抗とオペアンプによる電圧降下を利用する。オペアンプには、アナログ・デバイセズ社製の AD795JRZ を用いる。このオペアンプは低消費電力、低雑音が特徴のオペアンプで、表面実装型の IC となっている。このオペアンプの電源には 9 V の電池 2 本を使って ± 9 V の電源電圧をかけている。2 つの PD 回路の信号を演算回路に入力して、演算回路にて演算処理および増幅を行うが、演算回路の出力信号が飽和してしまわないように、PD 回路のゲインを調整できるようにする。この電圧変換のゲイン調整は可変抵抗であるポテンショメータを使って行う。検出する光の強度 ($<100 \mu\text{W}$) および、十分高周波の信号に対応できることを考慮して負荷抵抗の値を決めた。そのほか、2 ヶ所で光を測定するため、回路のサイズを小さくすること、各 부품のリードインダクタンス影響を抑えるために配線なるべく短くすることなどを心がけて作製にあたった。図 3.14 は実際に作製した回路の写真である。

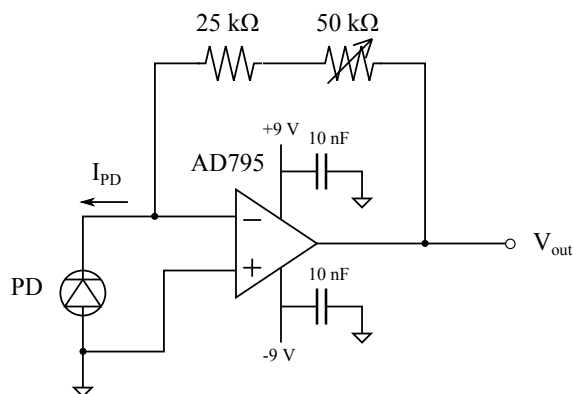


図 3.13 作製した PD 回路の回路図

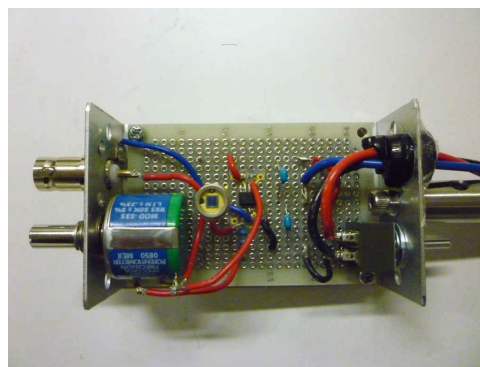


図 3.14 作製した PD 回路の内部

3.4.3 演算回路

演算回路は主に 3 つの部分から構成されている。足し算を行う反転増幅回路、引き算を行う差動増幅回路、割り算を行う割り算回路である。それぞれに出力端子をつけており、出力信号をモニターできるようにしている。図 3.15 が作製した演算回路の写真である。以下それぞれについて説明していく。

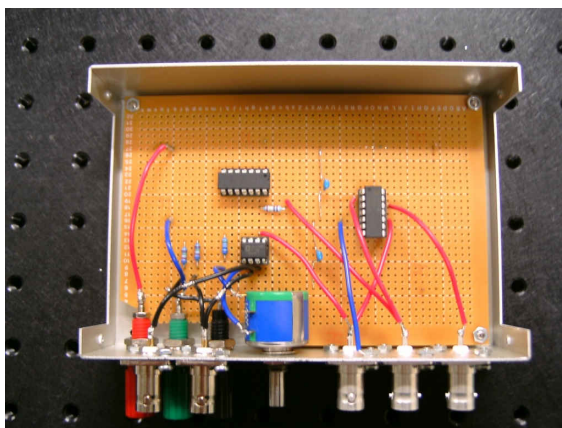


図 3.15 作製した演算回路の内部

反転加算回路

足し算を行う反転加算回路には、オペアンプ OP470GPZ を用いている。2 つの入力信号の和にマイナスをかけた電圧値を出力する:

$$V_{out}^{(+)} = -(V_1 + V_2) \quad (3.2)$$

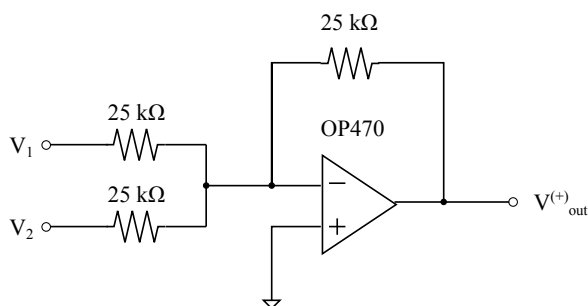


図 3.16 反転加算回路部分の回路図

差動増幅回路

引き算を行う差動増幅回路には、計装アンプ (インストルメンテーションアンプ) である AD620BNZ を用いる。入力信号 V_1, V_2 に対して、

$$V_{out}^{(-)} = G(V_1 - V_2) \quad (3.3)$$

を出力する。この時引き算のゲイン G は IC の端子につなぐ抵抗 $R_G \Omega$ によって、

$$G = 1 + \frac{49.4 \text{ k}\Omega}{R_G} \quad (3.4)$$

と決まる。ここでは R_G として、 $500\ \Omega$ の精密抵抗と $50\ \text{k}\Omega$ の可変抵抗を直列でつなぐことで、 $2 \sim 100$ の範囲でゲインを変えられるようにしている。

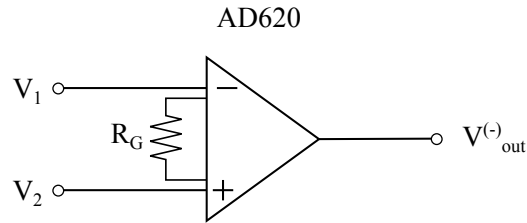


図 3.17 差動増幅回路部分の回路図

割り算回路

割り算は、乗算器/割り算器である AD734 で行う。決められた IC の端子に入力信号を入れるだけで、割り算した出力電圧を出してくれる。ここでは

$$V_{out} = 10\ \text{V} \times \frac{V_{out}^{(-)}}{-V_{out}^{(+)}} = 10\ \text{V} \times G \times \frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2} \quad (3.5)$$

を出力する。

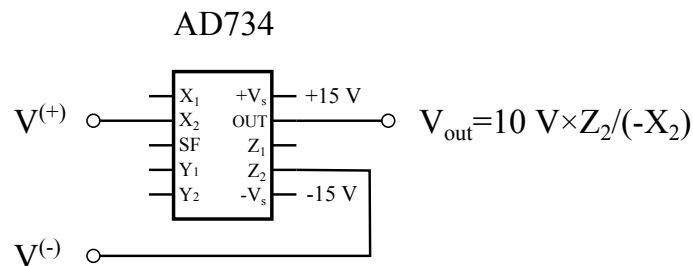


図 3.18 割り算部分の回路図。接続していない端子はグラウンドへつなぐ

3.4.4 CMOS カメラ

CMOS カメラとは、CMOS: Complementary Metal Oxide Semiconductor(相補型金属酸化膜半導体) からなるイメージセンサで、セルごとのフォトダイオードと増幅器で画像化する仕組みとなっている。本実験では、打ち上げた原子による光の吸収あるいは放出を CMOS カメラで観測することで原子の全体像を捉えて、原子の密度や空間プロファイルを得る。図 3.19 が本実験で使った CMOS カメラとそれに取り付けたレンズの写真である。このカメラは PCO 社製の pco. edge である。カメラの操作はすべて PC のソフトウェア上で行う。

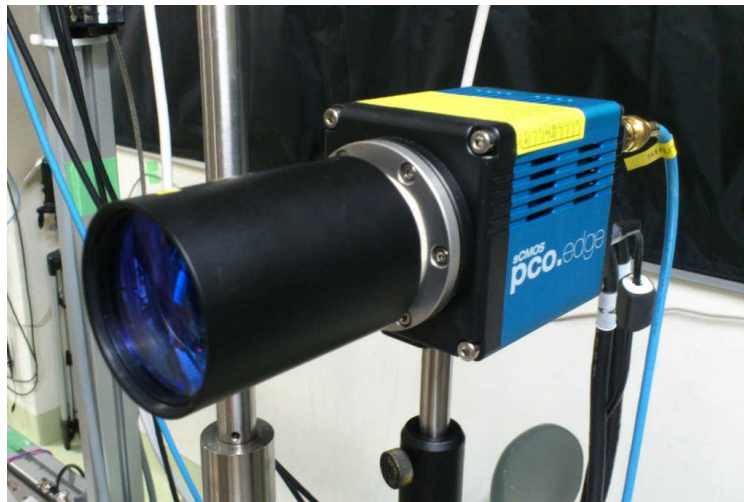


図 3.19 使用した CMOS カメラとレンズ

第 4 章 実験と結果

第 3 章で説明した装置類をセットアップし、透過型回折格子による原子波回折の実験を行ったのでその結果を記述する。レーザー冷却をして打ち上げた原子の検出にはフォトダイオードおよび CMOS カメラを用いた。フォトダイオードでは、透過型回折格子を通過した原子の観測をすることができたので、通過後の原子の位置の広がりとプロファイルについて詳しく述べていく。

4.1 磁気光学トラップ

真空装置最下部の MOT チェンバーにおいて ^{85}Rb の MOT を行った。各クーリング光のパワーは、ファイバー出射直後で 3 本それぞれ 27 mW 程度で、分岐後、チェンバーに入射するところで 6 本それぞれ 9 mW 程度である。リポンブ光のパワーは 6 mW にし、チェンバーに巻きつけてあるアンチヘルムホルツコイルに流す電流は 3.7 A で、これは ~ 16 G/cm の磁場勾配に対応する。図 4.1 と図 4.2 は MOT でトラップした Rb 原子の発光を観測した画像である。図 4.1 はクーリング光を水平入射させるためのガラス窓からチェンバー内をモノクロ CCD カメラで撮影したもので、中心の明るい部分がトラップされた原子集団である。トラップされた Rb 原子は波長 780 nm の D2 線の光を放出しているので、図 4.2 のように携帯電話付属のカメラで撮影すると赤く光っているのがわかる。

ちなみに、クーリング光用のレーザーに組み込まれている光強度を増幅するテーパアンプを新たに交換したことによってレーザーのパワーが上がり、過去の研究 [5] よりも MOT がよりはっきり見えるようになった。

4.2 フォトダイオードによる測定

4.2.1 原子打ち上げの観測

MOT で原子を十分に原子を捕獲した後、PGC とムービングモラセスによって原子を打ち上げて低速の原子ビームを作製する。打ち上げのプロセスについて簡単に説明する。まず、3.0 s かけて MOT を行い原子を捕獲する。その後アンチヘルムホルツコイルの電流を切り、12 ms かけて光がオーバーラップしている領域内で原子を下方に下げる。その後、4 ms の間に徐々に上方に打

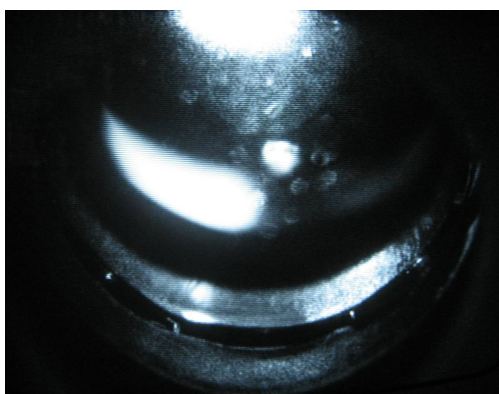


図 4.1 CCD カメラで撮影した MOT 画像



図 4.2 携帯電話付属のカメラで撮影した MOT

ち出すようにクーリング光の離調を段階的に上げるとともに、パワーを下げていき、PGC とムービングモラセスを効かせる。それぞれの制御のタイミングについての詳細と、光の周波数の変化のさせ方については [5] に記述してある。

打ち上げた原子集団を、共鳴プローブ光とフォトダイオードを用いて観測した (図 4.3)。プローブ光を原子が通過することによって光の吸収が起こり、その際の光強度の変化をフォトダイオードで測定して原子を検出する。この方法は、飛行時間法 (Time of Flight: TOF 法) と呼ばれる測定方法で、吸収信号の広がり方から温度を、時間から速度を求めることができる。

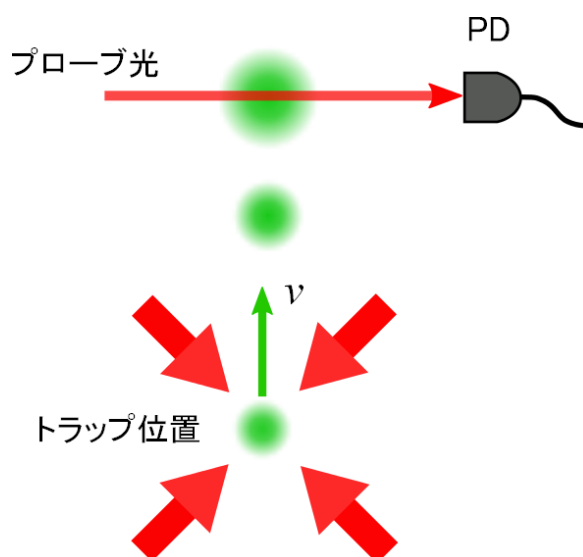


図 4.3 飛行時間測定法の概要図

様々な打ち上げ周波数での TOF 信号を図 4.4 に示す。横軸の 0 s はクーリング光を切って打ち上げが完了した時間をとっている。それぞれ原子が通過した時刻で光の吸収が起こっていることがわかり、打ち上げた時の上下のクーリング光の周波数差が 2.2 MHz ~ 3.4 MHz での打ち上げ

を確認した。これは初速度 $2.4 \text{ m/s} \sim 3.7 \text{ m/s}$ の打ち上げに対応する。

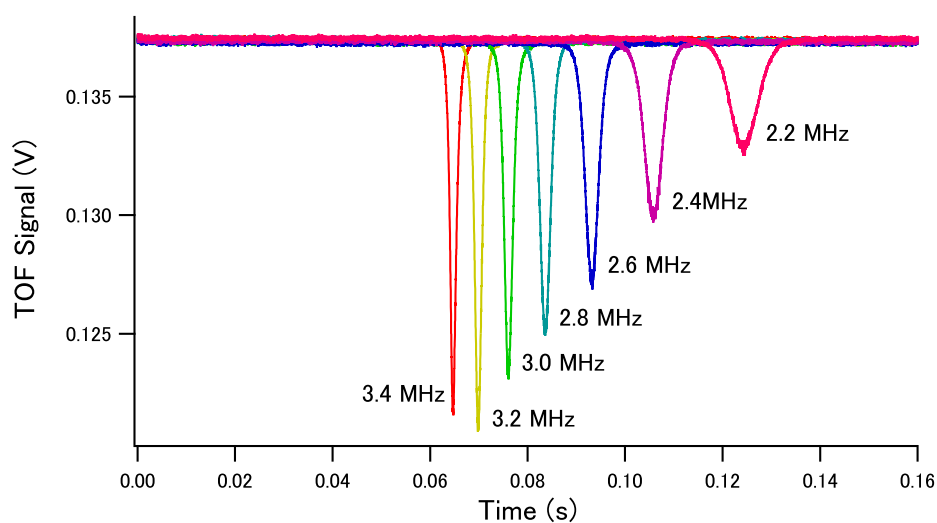


図 4.4 打ち上げ時の離調を変えた時の TOF 信号

このうち、 3.0 MHz 打ち上げの信号について、図 4.5 のようにガウス関数でフィッティングして解析を行うと、打ち上げ初速度が 3.4 m/s (理論値では 3.3 m/s)、原子団の温度が $5.6 \mu\text{K}$ 、原子数が 2.3×10^7 個であることがわかった。[5] では、原子数は 3×10^6 個程度であり、打ち上げ原子の原子数が 1 桁程度向上できたことがわかる。これはクーリング光のパワーが上がったことによるものと推測される。図 4.5 では、これらの解析を行うために、信号を反転させ、ベースラインをゼロにしている。

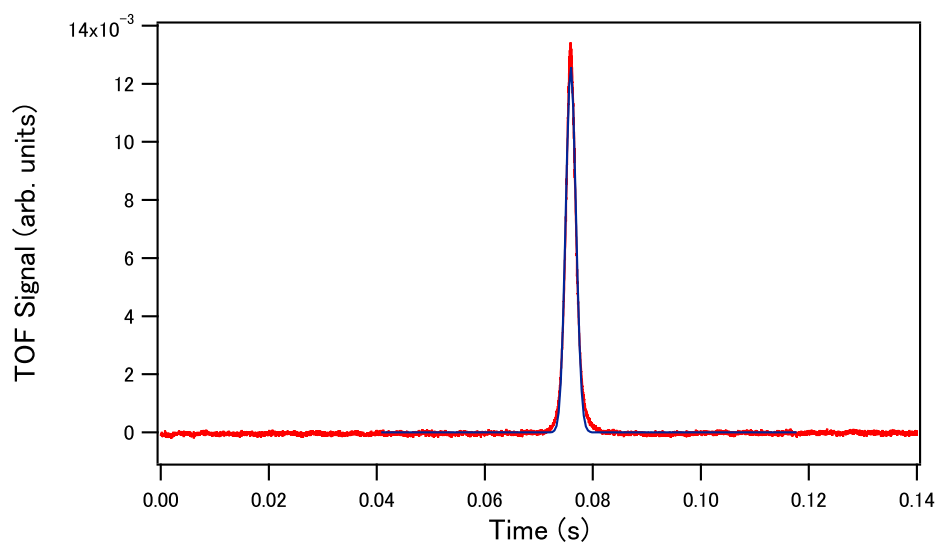


図 4.5 3.0 MHz 打ち上げでの TOF 信号

4.2.2 回折格子通過原子の観測

PD による原子の観測方法により、回折格子を通過した原子を観測することができた。図 4.6 と図 4.7 が格子面から 2 cm の高さで観測した信号で、それぞれ回折格子が無い時と回折格子がある時の信号である。Z マニピュレータで回折格子のあり・無しを選択できるようになっていて、図 4.6 と図 4.7 は同じ場所で測定している。これらのデータは、打ち上げ周波数が 3.0 MHz(格子面での速度は 2.3 m/s) の時で、32 回の打ち上げの平均をとっている。回折格子の通過による信号の変化率は、2.7% となっている。回折格子の開口率によって決まる理論的な信号の変化率は、6.7% であり、得られた値はこれより小さい。その理由は、原子が 300 nm 幅のスリットを通過することによって原子の発散が生じ、原子密度が低下しているためであると考えられる。その根拠として、原子を観測する位置を回折格子から離していく(高くしていく)につれて、吸収信号の大きさが減る割合が、回折格子がない時と比べより顕著になるという実験結果からも言える。原子が発散する原因としては、量子的な運動量の不確定性による速度広がりによるものと、原子とスリットの表面との相互作用によるものの 2 つが挙げられる。前者の方は、位置と運動量の不確定性関係

$$\Delta x \cdot \Delta p \sim \hbar \quad (4.1)$$

から大雑把に計算でき、300 nm 幅のスリットの通過による速度広がりには 2×10^{-3} m/s 程度であると導ける。また当然ながら、打ち上げた原子団と回折格子ウインドウとプローブ光の位置が完全に最適化されていないことも、実験で得られた回折格子通過率が小さいことの理由の一つとして考えられる。

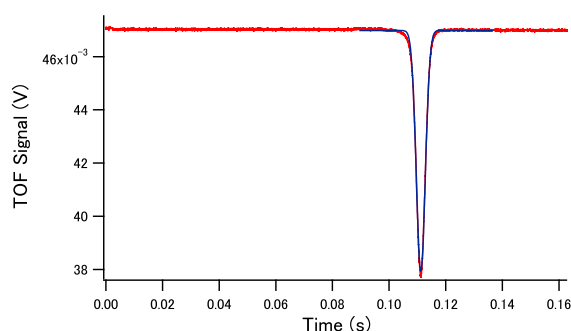


図 4.6 回折格子なしでの TOF 信号

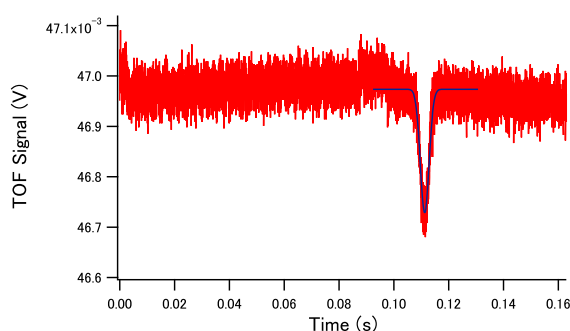


図 4.7 回折格子ありでの TOF 信号

回折格子を通過した原子の吸収信号はとても小さいため、3.4.3 節で説明した演算回路を用いて信号の増幅をして測定を行った。図 4.8 と図 4.9 は、PD 信号と割り算増幅信号との比較である。割り算増幅信号は (3.5) 式でゲイン G を最大の 100 とした時の出力を示したものである。PD 信号と比べ、信号を増幅したことで S/N が向上していることがわかる。この割り算増幅信号を用い

て次の回折格子通過原子のプロファイルを調べる実験をした。

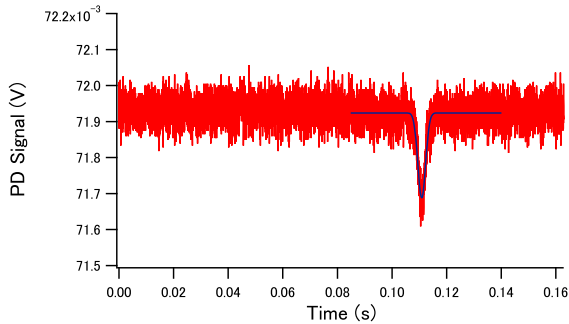


図 4.8 回折格子通過原子の PD 信号

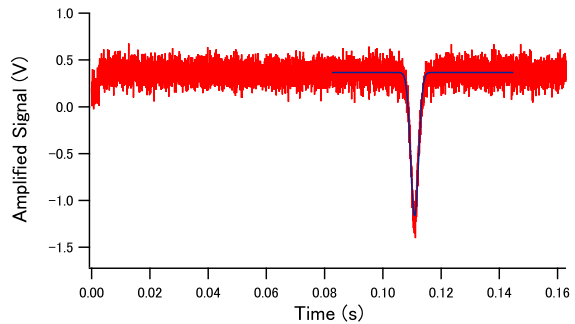


図 4.9 回折格子通過原子の割り算増幅信号

4.2.3 回折格子通過原子のプロファイル

原子と表面との相互作用を導くためには、回折格子通過後の原子の位置のプロファイルを調べ、回折パターンを得ることが必要である。通常、プローブ光の位置をを横方向にスキャンしていくことで、回折格子を通過した原子のプロファイルを調べることができる。しかし、プローブ光を動かすと PD の位置もそれに合わせて動かさなければならないため、すべてのデータを取るのに時間がかかってしまい安定な結果を得ることができない。そこで代わりに、回折格子の周期方向の位置をスキャンすることで回折格子通過原子のプロファイルを調べるという方法を採用した。回折格子のスキャンは Z マニピュレータ (3.2.1 節) で簡単に行うことができる。

格子面から 3 cm の高さで、プローブ光の直径 0.8 mm 程度で測定を行い、得られた信号をガウス関数でフィッティングしてその振幅をプロットしていく。図 4.10 と図 4.11 はその解析の一例である。これは打ち上げ周波数 2.8 MHz(格子面での速度 2.0 m/s) での測定である。

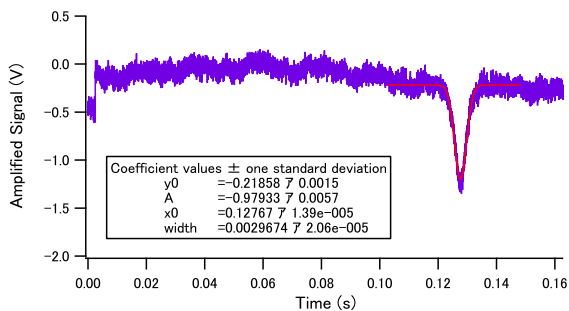


図 4.10 回折格子位置 $z=33.5$ mm の信号

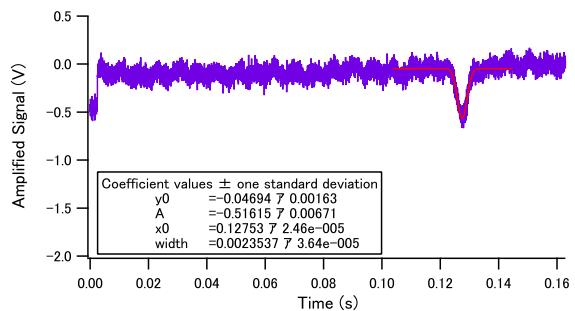


図 4.11 回折格子位置 $z=35.1$ mm の信号

回折格子の位置を $100 \mu\text{m}$ 刻みでスキャンしてデータを取り、2 種類の速度でプロットしたのが図 4.12 と図 4.13 である。図 4.12 は 2.8 MHz の打ち上げで、格子面での速度 2.0 m/s、観測

面での速度 1.9 m/s に相当する。図 4.13 は 2.6 MHz での打ち上げで、格子面での速度 1.7 m/s、観測面での速度 1.5 m/s に相当する。これより遅い速度で打ち上げた原子の信号は得ることができなかった。

後の CMOS カメラの測定で示すが、打ち上げた原子団の大きさは 6.8 mm あり、今回、回折格子をスキャンした 4.7 mm の範囲内では、原子ビームの密度は 62% の減衰がある。回折格子通過原子のプロファイルのピーク値の約半分になるところの幅は、2.8 MHz 打ち上げは約 2.3 mm、2.6 MHz 打ち上げは約 2.9 mm である。2.6 MHz 打ち上げの方が幅が広いのは、遅い速度での打ち上げのため、もともとの原子団の大きさが 2.8 MHz 打ち上げの時より 1.1 倍程度大きいためである。一方で、原子の古典的な運動で決まる回折格子通過原子の幅は、MOT でトラップした原子団の大きさ 2 mm、回折格子の口径 1 mm、プローブの径 0.8 mm から、2.2 mm と計算できる。実験で得られた回折格子通過原子の広がりはこれより少し大きい。これにはやはり、運動量の不確定性による速度広がり、および原子と回折格子表面との相互作用による原子団の広がりが生じているものと考えられる。速度広がりによる原子団の広がりを (4.1) 式から計算すると、2.8 MHz 打ち上げの時は 0.056 mm、2.6 MHz 打ち上げの時は 0.069 mm となる。これは小さいため、原子と表面との相互作用の影響の方が大きいということが推測できる。

さらに、この全体のプロファイルの中にフレネル回折のような細かいピークがあらわれることが予想される。そのピークの間隔は、2.8 MHz 打ち上げでは 0.30 mm、2.6 MHz 打ち上げでは 0.24 mm と計算されるが、得られたグラフで見えている小さいピークの間隔はそれらと完全には一致していない。そのためどのピークがどの次数の回折ピークかを同定することができず、これでは原子-表面相互作用を導くことはできない。

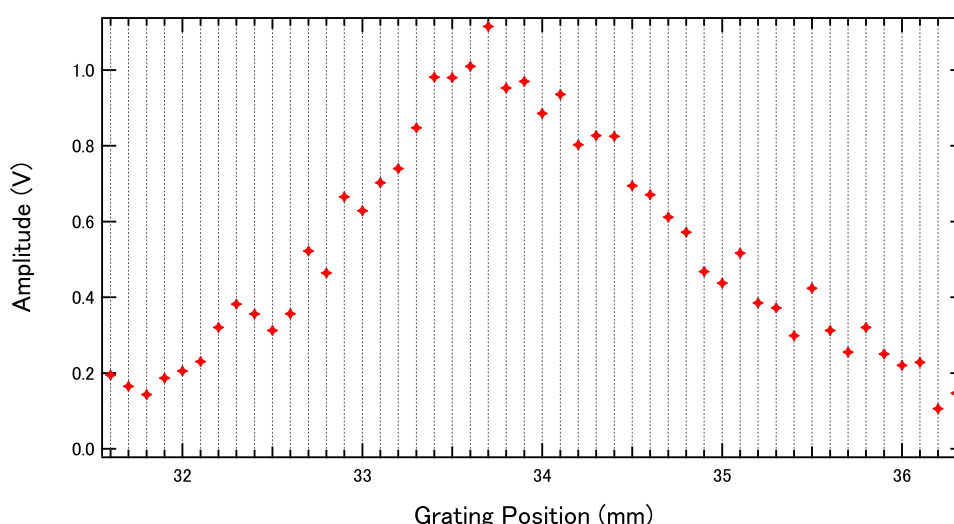


図 4.12 2.8 MHz 打ち上げでの回折格子通過原子のプロファイル

この測定方法の問題点は、

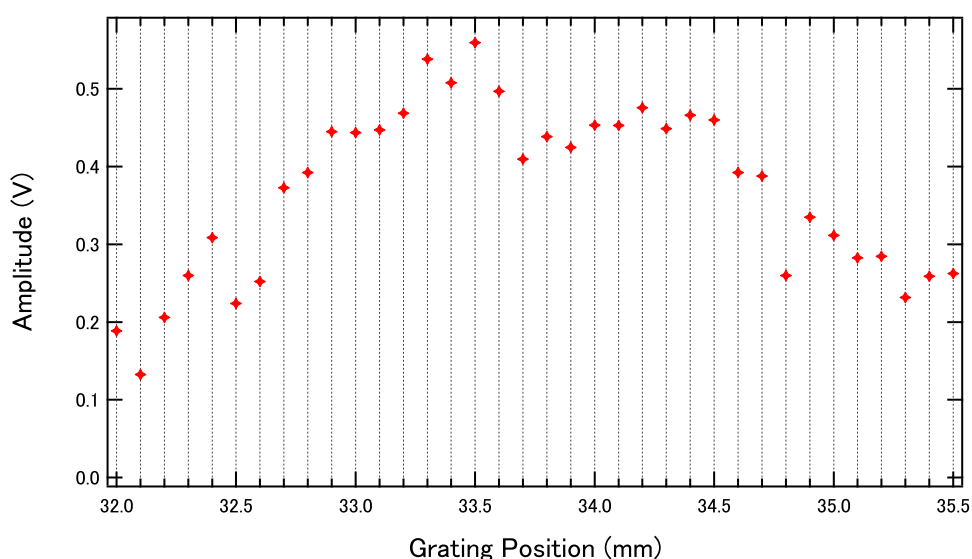


図 4.13 2.6 MHz 打ち上げでの回折格子通過原子のプロファイル

- プロブ光の径で決まる位置分解能が 1 mm 弱と、現れる干渉縞の間隔に比べて大きく、ピークをはっきり区別することができない。プロブ光の径を 100 μm 程度まで絞ると、原子の加熱の効果が強くなってしまったためか信号が消えてしまう。
- 回折格子をスキャンする一連の測定に 1 時間程度かかってしまい、Rb の放出量、真空度、レーザーのパワーなどのゆらぎに関して、得られる結果が安定でない。
- 予想される干渉縞の間隔が、回折格子の口径 1 mm で決まる原子ビームの幅より小さいため回折ピークが埋もれてしまう。
- 干渉縞の間隔が十分広くなる条件では、原子の拡散によって原子密度が検出のしきい値以下になってしまう。

が挙げられる。そこで、CMOS カメラで打ち上げた原子の全体像を撮影する測定方法を行うことで、上記 2 つの問題点を解消できるので、CMOS カメラによる測定を採用した。次節でそれを説明する。

4.3 CMOS カメラによる測定

CMOS カメラ (3.4.4 節) を使って打ち上げた原子の全体像を撮影する実験を行った。原子による共鳴光の吸収および発光を観測する 2 通りの方法を試みた。

4.3.1 吸収イメージング

吸収イメージング (吸収撮像法) とは、径の大きい共鳴プローブ光を照射して、原子が光を吸収することによってできる影を観測する方法である。この方法はアルカリ気体原子のボース・アインシュタイン凝縮の生成を確認する際に度々用いられる。

図 4.14 に本実験での配置を示す。ファイバー出射ポートから $\phi 30$ mm 程度のプローブ光を照射し、それを CMOS カメラで受ける。プローブ光の強度は、CMOS カメラが飽和しない程度に弱くしてある。カメラの前の 2 枚の凸レンズは位置が調整できるようになっており、ピントが合う距離をある程度変えることができる。この実験では、原子が通るチェンバーの中心から約 36 cm の位置に CMOS カメラを設置してある。打ち上げた原子がちょうどプローブ光の所を通る時刻に撮影を行うように、PC から、読み出しをするタイミングを指定する矩形波をカメラに入力する。回折格子より少し高い位置で原子を観測している。

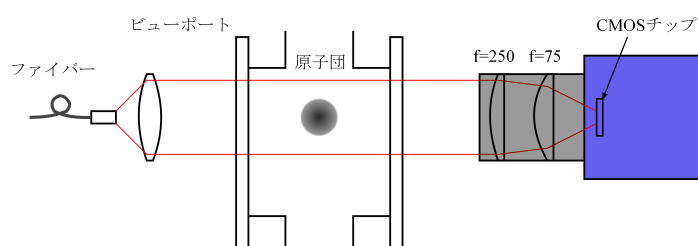


図 4.14 吸収イメージングの実験配置

図 4.15、4.16 はそれぞれ原子がある時と無い時の CMOS カメラで撮影した画像である。見た目では両者に差異は見られないが、この 2 つの画像データの差を取ると、図 4.17 のように打ち上げられた原子の影が確認できる。これは打ち上げから 118 ms 経過した後の原子の吸収像である。

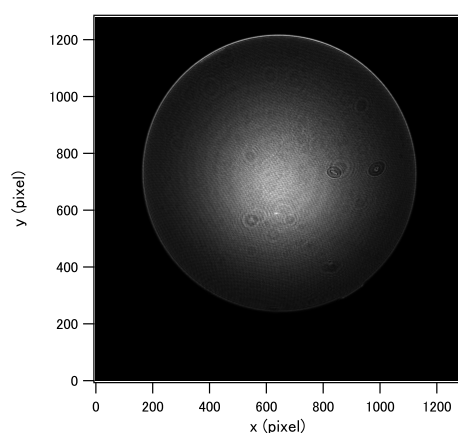


図 4.15 原子がある時の CMOS 画像

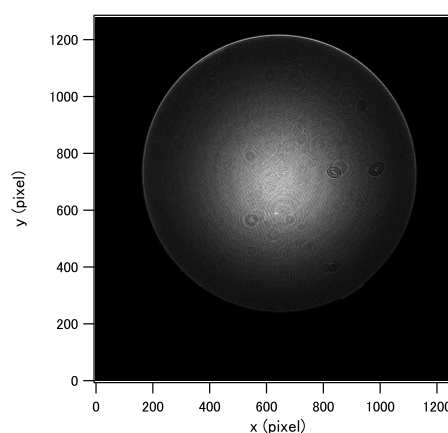


図 4.16 原子が無い時の CMOS 画像

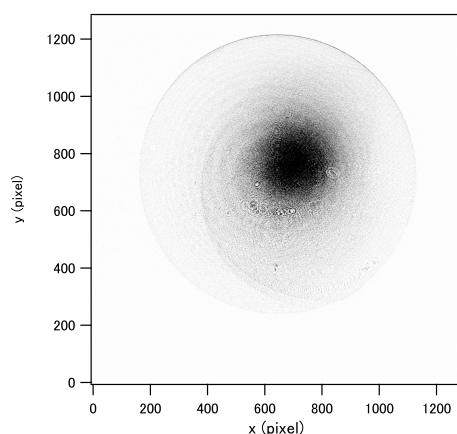


図 4.17 図 4.15 と図 4.16 との差を取ったデータ

さらに、図 4.17 の画像に小さな粒状のノイズを除去することができるメディアンフィルタ処理 (付録 A) を行い、カラーテーブルで示すと図 4.18 のようになり、より鮮明に見ることができる。この時、光の吸収率は 10% 程度であり、原子団の直径は、強度が中心の $1/e$ に落ちるところまでで測ると、6.8 mm であることがわかった。

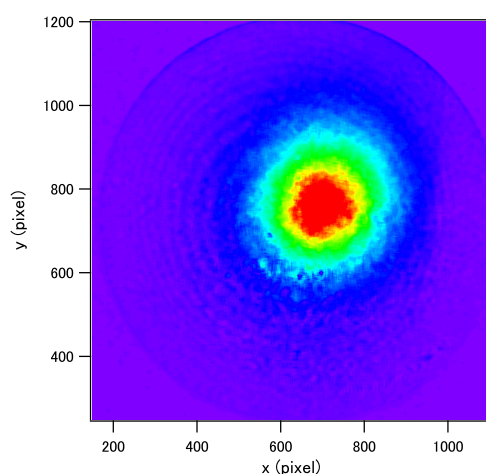


図 4.18 メディアンフィルタ処理を行った打ち上げ原子の吸収像

サンプルホルダーのすぐ上において回折格子を通過した原子の観測を試みたが、原子の通過を確認できなかった。図 4.19, 4.20 は回折格子がある時と無い時の CMOS 画像の比較である。回折格子がない時の原子の吸収信号の大きさは 3900 程度であり、フォトダイオードで測定した回折格子通過による信号の変化率は 2.7% であるので、回折格子を入れた時は 100 程度の吸収信号が見られると予想される。しかし、プローブ光の中心付近では光の干渉等によるノイズが 400 程度あり、それらに埋もれてしまってそれが確認できない。

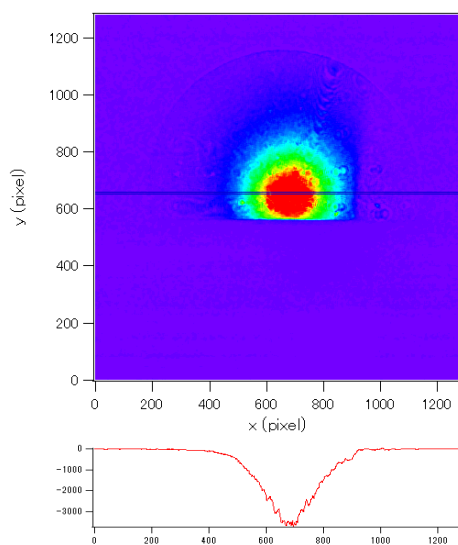


図 4.19 回折格子なしでの CMOS 画像

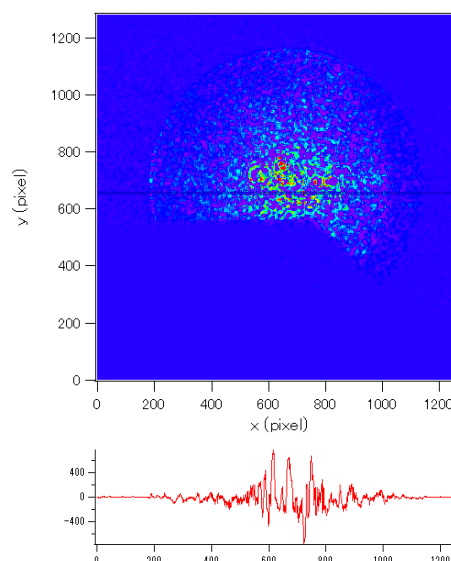


図 4.20 回折格子ありでの CMOS 画像

4.3.2 発光イメージング

吸収イメージングでは、プローブ光をカメラで直接見て測定するため、図 4.20 で示したように光の干渉や光の揺らぎによるノイズが避けられない。そこで、プローブ光を直接見ずに、原子が再放出した光を観測することによって、ノイズの少ない原子の検出を行うことができる。ここではこの測定方法を吸収イメージングに倣って発光イメージングと呼ぶことにする。発光イメージングの実験配置は、図 4.14 のプローブ光を斜めにして、カメラに入射しないようにするだけで良い。

図 4.21 が観測した原子の発光イメージである。発光観測の場合、生の画像でも原子を確認できるが、より鮮明に示すために、図 4.21 では原子がある時と無い時の差を取っている。原子団の形が完全な円形ではないのは、光が向かって右奥から入射していて、その光から力を受けるからである。光の強さは数十 μW 程度にしてある。また、放出された光子をより多く検出できるように、カメラの露光時間を長めにとって、10 ms としている。

この測定方法を行っても回折格子通過原子を観測することができなかった。原子の発光の信号の大きさは最大で 500 程度であり、回折格子を通過したとするとその信号の大きさは 13.5 となる。この測定でもバックグラウンドノイズは 20 程度あり、回折格子通過原子の信号は依然として小さい。原子の発光観測のメリットは、測定を積算して行うことにより信号を倍々で大きくすることができることである。この測定では 1 回の測定のみで、信号を大きくできていない。そこで、原子が通るときのみ露光を行うということを複数回の打ち上げで繰り返し行えば、回折格子

通過原子を確認することができると思われる。

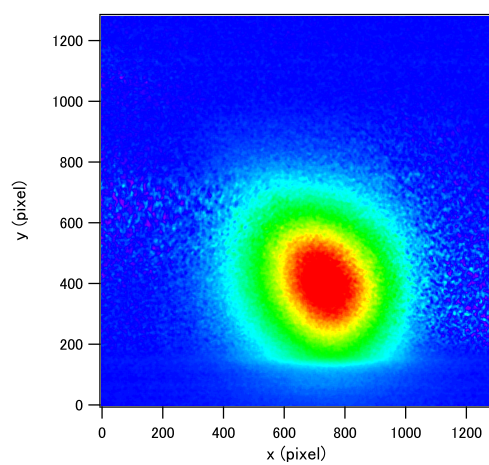


図 4.21 原子の発光イメージ

第 5 章 結論

本研究では、透過型回折格子によるレーザー冷却原子の原子回折を観測するために、作製した透過型回折格子をレーザー冷却打ち上げ装置に導入した。

レーザー冷却をして打ち上げた原子団をフォトダイオードと CMOS カメラで観測し、温度が約 $6 \mu\text{K}$ 、原子数が 2×10^7 個、原子団の直径が 6.8 mm であることがわかった。また、レーザーのパワーが上がったことで、過去の研究 [5] に比べて MOT の径が大きくなり、打ち上げ原子数が 1 桁程度向上したことを確認した。フォトダイオードによる測定によって、透過型回折格子を通過した原子を観測した。回折格子の位置をスキャンすることで通過後の原子のプロファイルを得た。回折格子の通過による原子のプロファイル全体の広がり確認したが、細かい回折ピークは確認できなかった。CMOS カメラによって、打ち上げた原子による光の吸収と発光を撮影し、打ち上げた原子の全体像を観測した。CMOS カメラでは、ノイズの影響により、回折格子を通過した原子を確認することはできなかった。

最後に今後の展望について述べる。光による測定では、原子密度が 10^{10} cm^{-3} というレベルにないと原子を検出することは難しい。そのためこの実験のように、回折格子通過によって原子数が減り、さらに回折による発散が生じる状況では、光による検出では限界がある。超音速原子ビームを用いた原子波回折・干渉の研究の多くは、原子をワイヤーでイオン化して二次電子増倍管 (SEM) で検出をするという方法をとっている。この方法であれば、原子を数個単位で検出することが可能である。本研究でも、例えば、レーザーイオン化によって原子をイオン化し、マイクロチャンネルプレート (MCP) あるいは SEM でイオンを検出するという方法が提案できる。イオン化するレーザーはレンズによって径を十分絞りと、入射位置をスキャンすることで回折格子通過後の原子の回折パターンを得ることができると考えられる。また、測定を複数回の打ち上げにわたって積算すれば精度の良い測定を行うことができる。

回折パターンを得られれば、解析によってファンデルワールス係数 C_3 の値を求め、それを先行研究の結果や理論値と比較し、超音速ビームでの描像がそのまま冷却原子に対しても適用出来るのか否かということを確認することが本研究の課題および興味である。

付録 A 画像の平滑化処理

本実験で得られた打ち上げ原子の吸収・発光の画像データに対して行ったフィルター処理について説明する [22]。

原子による光の吸収を撮影した画像には図 A.1 のように、細かいノイズが現れている。この細かいノイズを除去するために、メディアン (中間値) フィルターという画像処理を行った。メディアンフィルターはこのような局所的に突出した不要な信号 (通称、ゴマ塩状ノイズ) を、画像をぼかすことなく除去することができる。図 A.3 を例にその処理方法について説明する。例えば 3×3 のメディアンフィルターの場合、 3×3 の中央のセルの値を、その領域内での値の中央値で置き換える。これを全領域について行っていく。任意の領域の大きさで、何度でも処理を行うことができるが、領域を大きくしていくと処理に時間がかかるという難点がある。図 A.2 に 11×11 の領域でメディアンフィルター処理を 1 回行った画像を載せる。

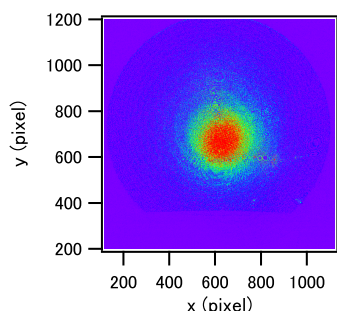


図 A.1 フィルター処理前の吸収画像

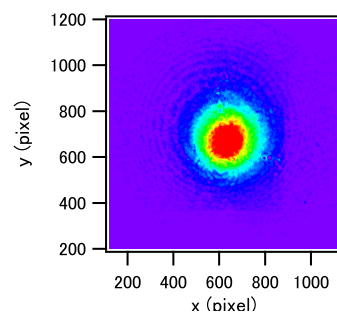


図 A.2 フィルター処理後の吸収画像

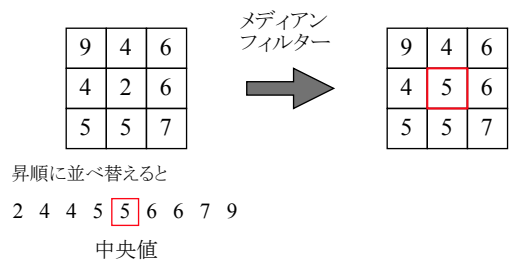


図 A.3 3×3 メディアンフィルター処理。セル中の数字は濃淡のレベルを表す。

付録 B 磁気共鳴実験への応用

作製した透過型回折格子を使って、原子の磁気共鳴を起こす実験を構想しているのでそれについて紹介する。

原子が静周期場中を運動すると、原子は時間的に振動する場を感じ、その振動の周波数が原子の共鳴周波数に一致すると共鳴遷移が起こる。この共鳴法を運動誘起共鳴 (Motion Induced Resonance: MIR) と呼び、本研究室では ~ 1 m/s の冷却原子ビームおよび、数百 m/s の熱原子ビームを対象にこの研究を行なっている。

透過型回折格子での周期場のつくり方を説明する。透過型回折格子の格子面に強磁性体を蒸着し、その磁性薄膜を磁化させることで、図 B.1 のような周期的な磁場が形成される。この隙間に原子を斜めに通過させることで、原子は振動磁場を感じる。本研究室において、周期 $300\text{ }\mu\text{m}$ の多重スリット加工を施した透過型磁気格子を使って、原子の磁気副準位間の共鳴遷移 (スピンフリップ) を起こすことに成功している [23]。

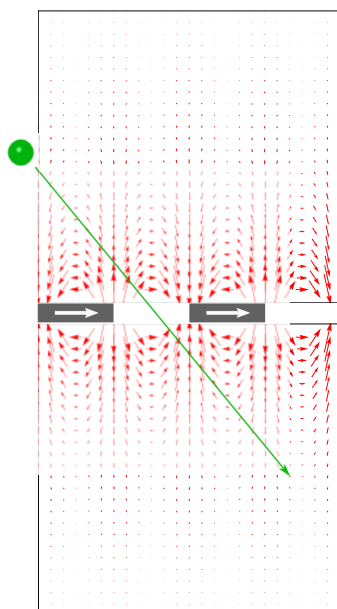


図 B.1 周期的に配列した磁性薄膜がつくる磁場と原子通過のイメージ。磁性薄膜は面内に磁化しているとする。

本実験で用いた透過型回折格子に、2 m/s の原子を表面に対して 45 度で入射した時の、原子が感じる磁場とそのフーリエ変換を図 B.2, B.3 に示す。原子は 4 MHz 程度の振動磁場を感じるの
で、外部磁場の大きさをスキャンして磁気副準位間のゼーマン分裂幅を変えていき、その幅が振
動周波数に一致するところで共鳴が観測されることが予想される。

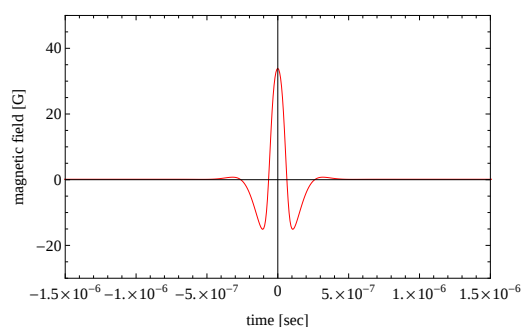


図 B.2 45 度で入射した時の原子が感じる磁場

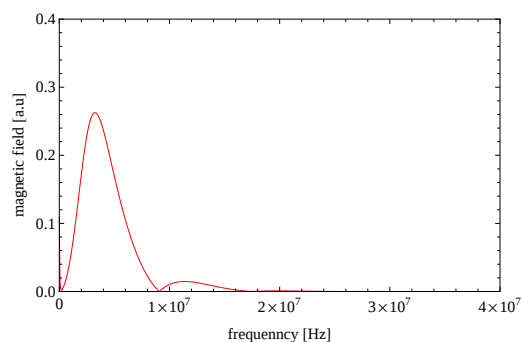


図 B.3 図 B.2 のフーリエ変換

運動誘起共鳴では、遷移の際のエネルギー分だけ原子の運動エネルギーが変化するので、原子の運動量が変化する。透過型回折格子を使って、共鳴が起こった時とそうでない時の干渉パターンのシフトを観測することで、この運動量の変化を実証することができる。この研究で、運動誘起共鳴が原子の状態を操作する有効な手段となり得ることを示すのが、我々の目的である。

付録 C マイクロメートルスケールの透過型回折格子

付録 B で説明した運動誘起共鳴実験において、[23] の実験で使っている周期 $300\ \mu\text{m}$ の磁気格子と、本実験の周期 $600\ \text{nm}$ の透過型回折格子の中間スケールとして数十 μm 周期の磁気格子の作製を試みたので、ここにその経過を記す。

実は、図 3.1 の透過型回折格子作製工程における ② の段階のものは量産化がされている。そこで、薄膜の厚さ $200\ \text{nm}$ 、大きさ $3\ \text{mm} \times 3\ \text{mm}$ の SiN メンブレン (図 C.1) に、レーザー加工によって $30\ \mu\text{m}$ 幅のスリット加工を施し、回折格子を作製することを試みた。

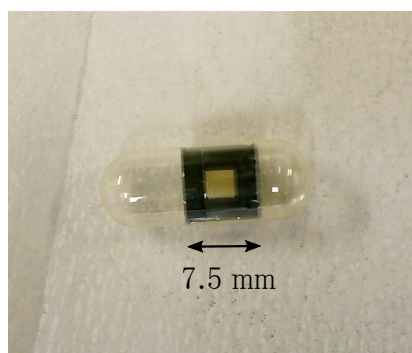


図 C.1 カプセルに封入された SiN メンブレン

波長 $266\ \text{nm}$ のレーザーによって幅 $30\ \mu\text{m}$ 、間隔 $30\ \mu\text{m}$ でスリット加工を行った結果が図 C.2 である。写真にあるように、加工時の熱的なダメージによるものと思われるひび割れが生じてしまい、加工をメンブレン領域全体に進めていくと、図 C.3 のように全体が破壊されてしまう。また波長 $532\ \text{nm}$ のピコ秒パルスレーザーを使っても同様の結果が得られた。

今後この加工を成功させるには、ピコ秒レーザーより熱的影響が少ないフェムト秒レーザーを使うか、光の干渉などの露光パターンによって 1 度に加工を施す方法が有効であると考えられる。

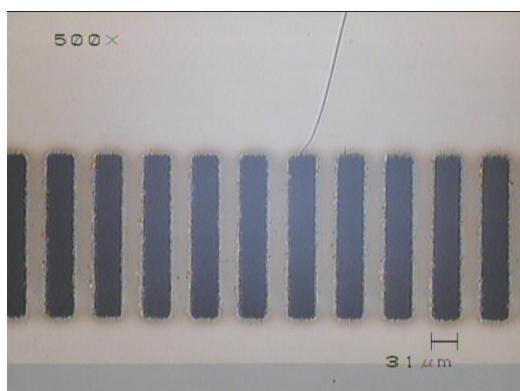


図 C.2 レーザー加工部分の顕微鏡写真

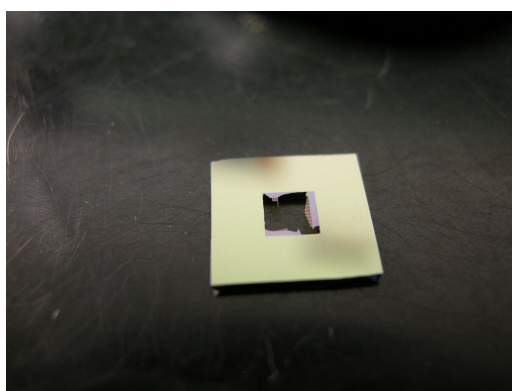


図 C.3 破壊されたメンブレン

参考文献

- [1] D. W. Keith, M. L. Schattenburg, H. I. Smith, and D. E. Pritchard, “Diffraction of atoms by a transmission grating”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1580 (1988)
- [2] R. E. Grisenti, W. Schöllkopf, J. E. Toennies, C. Hegerfeldt, and T. Köhler, “Determination of atom-surface van der Waals potentials from transmission-grating diffraction intensities”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1755 (1999)
- [3] J. D. Perreault, A. D. Cronin, and T. A. Savas, “Using atomic diffraction of Na from material gratings to measure atom-surface interactions”, *Phys. Rev. A* **71**, 053612 (2005)
- [4] V. Y. F. Leung, A. Tauschinsky, N. J. van Druten, and R. J. C. Spreeuw, “Micro-trap arrays on magnetic film atom chips for quantum information science”, *Quantum Information Processing* **10**, 955 (2011)
- [5] 石川 陽平 「周期磁化表面における冷却ルビジウム原子ビームの磁気共鳴」 東京農工大学大学院工学府 物理システム工学専攻、修士論文、2012 年
- [6] D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungar, and S. Chu, “Optical molasses and multilevel atoms: experiment”, *J. Opt. Soc. Am. B.* **6**, 11, 2072 (1989)
- [7] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, “Optical molasses”, *J. Opt. Soc. Am. B.* **6**, 11, 2084 (1989)
- [8] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 23 (1987)
- [9] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, “Collective behavior of optically trapped neutral atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990)
- [10] C. Wieman and G. Flowers, “Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories”, *Eur. Phys. J. D.* **48**, 171 (2008)
- [11] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: Simple theoretical models”, *J. Opt. Soc. Am. B.* **6**, 11, 2023 (1989)
- [12] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, “Atomic velocity selection using stimulated raman transitions”, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2297 (1991)
- [13] S. Oshima, T. Kurosu, T. Ikegami, and Y. Nakadan, “Cesium atomic fountain with

- two-dimensional moving molasses”, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 1170 (1995)
- [14] M. Kumagai, H. Ito, M. Kajita and M. Hosokawa, “Evaluation of caesium atomic fountain NICT-CsF1”, Metrologia **45**, 139-148 (2008)
- [15] K. Shimizu, H. Takuma, and F. Shimizu, “Double-slit interference with ultracold metastable neon atoms”, Phys. Rev. A **46**, R17-R20 (1992)
- [16] C. R. Ekstrom, D. W. Keith, and D. E. Pritchard, “Atom optics using microfabricated structures”, Appl. Phys. B **54**, 369-374 (1992)
- [17] Vincent P. A. Lonij, William F. Holmgren, and Alexander D. Cronin, “Magic ratio of window width to grating period for van der Waals potential measurements using material gratings”, Phys. Rev. A **80**, 062904 (2009)
- [18] V. P. A. Loniji, C. E. Klauss, W. F. Holmgren, and A. D. Cronin, “Atom diffraction reveals the impact of atomic core electrons on atom-surface potentials”, Phys. Rev. Lett. **105**, 233202 (2010)
- [19] Y. Yoshikawa, T. Umeki, T. Mukae, Y. Torii, and T. Kuga, “Frequency stabilization of a laser diode with use of light-induced birefringence in an atomic vapor”, Appl. Opt. **42**, 33, 6654 (2008)
- [20] H. D. Do, G. Moon, and H. R. Noh, “Polarization spectroscopy of rubidium atoms: theory and experiment”, Phys. Rev. A **77**, 032513 (2008)
- [21] E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. R. Jefferts, “Double-pass Acousto-Optic Modulator System”, Rev. Sci. Instrum. **83**, 063112 (2005)
- [22] 「画像処理標準テキストブック」 画像情報教育振興協会
- [23] 後藤 航平 「透過型磁気格子の通過による Rb 原子の磁気共鳴遷移」 東京農工大学工学部 物理システム工学科、卒業論文、2012 年

謝辞

私が修士論文の研究を進めるにあたってお世話になった方々に感謝の意を表します。指導教員の畠山温准教授には、卒業研究から3年間、研究の進め方、論理的な考え方、実験の方法、物理の基礎など多くのことを学ばせて頂きました。装置を壊してしまったりと至らぬ点も多数ございましたが、丁寧なご指導本当に感謝しております。研究室の先輩の方々には、研究の助言だけでなく、いつも気にかけてねぎらいの言葉を頂くなど、本当にお世話になりました。同期の清水は、修士課程から畠山研で一緒になりましたが、共に励まし合いながら授業や研究などに取り組むことができました。学会前に夜遅くまで一緒に研究室に残っていたのはいい思い出です。後輩たちには、常に明るい雰囲気をつくってもらい、辛いことが多い研究生活でも楽しく過ごすことができてとても救われました。そのほかにも、物理の基礎を教えて頂いた物理システム工学科の先生方、研究会などでお世話になった方々、ニッケル蒸着のやり方について一緒に考えて頂いた内藤研究室の方々など、世話になったすべての方々に感謝いたします。

最後に畠山研究室の今後のさらなる発展を祈って謝辞とさせていただきます。

東京農工大学大学院 工学府 物理システム工学専攻

畠山研究室所属 修士2年

白石 有為

平成25年1月