

修士論文

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

平成 22 年度入学

学籍番号 10644104

石川 陽平

指導教員 畠山 温 准教授

平成 24 年 1 月 31 日提出

目次

第1章	序論	1
1.1	研究背景と目的	1
1.2	本実験の戦略	2
1.3	研究結果	3
1.4	本論文の構成	4
第2章	レーザー冷却と原子ミラー	5
2.1	磁気光学トラップ	5
2.2	偏光勾配冷却	6
2.3	原子泉	7
2.4	原子ミラー	8
第3章	実験装置	10
3.1	真空系	10
3.1.1	チェンバー部	10
3.1.2	Rbソース	11
3.1.3	導入部	12
	(i) 磁性体マウント	12
	(ii) スリット	13
3.2	光学系	14
3.2.1	クーリング・プローブ光	15
	(i) クーリング光	17
	(ii) プローブ光	18
3.2.2	リポンブ光	18
3.2.3	チェンバー周り光学系	20
3.2.4	エバネッセント波	22
3.3	制御系	23
3.3.1	D/A制御	24
3.4	磁場関係	25
3.4.1	磁気シールド	25

	(i) 下部チェンバー部分	25
	(ii) イオンポンプ部分	25
3.4.2	コイル	25
	(i) アンチヘルムホルツコイル	25
	(ii) ヘルムホルツコイル	26
第4章	実験と結果	27
4.1	磁気光学トラップ	27
4.2	原子泉	27
4.2.1	打ち上げプロセスと温度・原子数・速度測定	28
	(i) 温度・原子数について	30
	(ii) 速度について	32
4.2.2	スリットによるコリメーション	34
4.3	運動誘起磁気共鳴	35
4.4	原子ミラー	37
第5章	結論	39
付章		40
付章A	ルビジウムと磁気共鳴	40
付章B	透明磁性体	42
付章C	飛行時間法	43
付章D	光磁気二重共鳴	46
付章E	スリット関連の図面	48
参考文献		50
謝辞		52

第 1 章 序論

1.1 研究背景と目的

時間と周波数の精密測定[1, 2, 3]や量子コンピュータに向けた原子回路[4]の研究など、現代の原子物理学において運動・内部状態を制御した気体原子を利用した研究は広くおこなわれている。原子の運動・内部状態を制御する方法として一般的であるのは、光を使った方法である。1950年代には光ポンピングという手法が提案され、原子のスピン偏極（あるいはサブレベルの占有割合）を光を使うことによって制御することができるようになった。さらに1980年代からレーザー冷却といった技術が開発され、原子の運動も高度に制御できるようになった。これらの制御技術において、原子の共鳴遷移現象は重要な役割を担っている。この共鳴遷移は光を原子に照射することによる、光と原子の相互作用によって生じる。

しかし、原子の共鳴遷移は光あるいは電磁波を照射することによってのみ起こるのではない。原子が静周期場中を運動すると、光の照射なしに共鳴遷移が誘起しうる。静周期場と原子の相互作用を考えると、相互作用ハミルトニアン of the 行列要素は2つの状態において原子の物質波の波数が

$$k' = k \pm q, \quad q = \frac{2\pi}{a} \quad (1.1.1)$$

だけ変わる時に有限の値を持つ。ここで、 a は静周期場の周期である。共鳴条件は原子の感じる周波数 $f = \bar{v}/a$ が内部エネルギー差に対応する周波数 f' に一致

$$f' = f = \frac{\bar{v}}{a} \quad (1.1.2)$$

するときであり、この共鳴を運動誘起共鳴(Motion-Induced Resonance: MIR)と呼ぶ。ここで $\bar{v}$ は遷移前後での原子の平均速度である[5]。

光による共鳴遷移における原子の運動量の変化とMIRによるそれを比較をすると、前者では遷移の起きるエネルギー準位が決まると運動量の変化量は決まってしまうが、後者は原子自身の速度と場の周期によって周波数が変化するため、遷移の起きるエネルギー準位を基準にとっても運動量の変化量は一意的に定まらない。

MIRによる運動量の変化量 Δp は $\Delta p = h/a$ であり、周期の長さで決まる。ここで h はプランク定数である。変化量は周期長に反比例であり、例えば可視光の波長程度の周期場を用意したとしてもそれによる変化量はその光の反跳運動量と同じであり非常に小さい値となる。

MIRに関する研究はほとんどおこなわれておらず、電磁波の照射による共鳴と同様の結果[6]やスピン章動[7]が生じることは確認されているが、運動量変化は観測されていない。MIRによる運

動量変化，特に本実験でおこなう固体表面との相互作用による運動量変化は固体表面で原子の運動・内部状態を制御できる技術として発展させることが期待できる．

MIRにおける運動量変化の観測には，その変化量が微量であるため低速かつ極低温の原子ビームを使うことが有利であると考えられる．筆者はこれまでの原子泉を使った実験系[8]を再構築・改良することで原子の厳密な制御をおこない，周期磁化表面との相互作用によってMIRを誘起することを目指した．

1.2 本実験の戦略

本研究では，レーザー冷却技術を用いた原子泉法による極低温低速原子ビームを，周期表面磁化を持つ透明磁性体を作る周期磁場に相互作用させ，運動誘起磁気共鳴を誘起する．用いる透明磁性体の周期は $3.6\ \mu\text{m}$ と小さく，原子が周期的な場を感じるには磁性体表面近くを通過する必要がある．一方，原子の磁性体表面におけるインコヒーレントな散乱を防ぐため，エバネッセント波による原子ミラーを用いて表面との相互作用を制御する．具体的には以下のフローチャートに従う：

1. 磁気光学トラップ (Magneto-Optical Trap: MOT) [9]により超高真空装置内において ^{85}Rb 原子を冷却および捕獲する．
2. 偏光勾配冷却 (Polarization Gradient Cooling: PGC) [10]によって原子集団を数 μK まで冷却しつつ，同時にムービングモラセス (Moving molasses) [11]によって原子集団を上方に打ち上げる．
3. 2つのスリットを用いて原子集団をコリメートする．
4. 磁性体表面における原子ミラー[12]により表面とのインコヒーレントな相互作用を防ぎつつ，同時に磁性体表面近傍での周期磁場との相互作用領域を制御する．
5. 反射された原子を飛行時間法[13]にて確認し，磁場を掃引することで運動誘起磁気共鳴を観測する．

なお，対象とするエネルギー準位は， ^{85}Rb の超微細構造基底準位 $F = 3$ の磁気副準位である．また，磁性体については付章に記述した．

過去の実験[8, 14]では初めの原子のトラップ位置が不安定，打ち上げた原子の軌道がわからない，原子ミラーに使うレーザーの周波数が不安定，磁性体とプリズムの間の接着剤が蒸発しているなどと言ったことがMIRを起こせなかった原因である可能性がある．今回の実験では，全装置の再構築・改良をおこなう際に以下のことに焦点を合わせる．

- レーザー光の偏光の崩れによる影響を最小にし，トラップ位置を安定させる．
- 2つのスリットを用いることによって原子の磁性体への入射角度を厳密に定める．
- レーザーポインターの光をスリットに通すことによって，反射された原子の軌道を定める．
- 原子ミラーに使用するレーザーの周波数を安定にする．

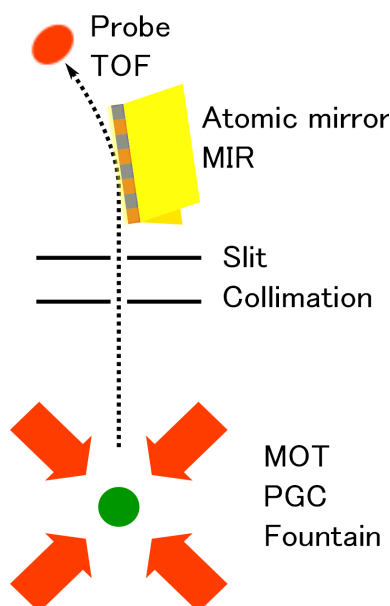


図 1.2.1 実験の全体像

1.3 研究結果

本研究では、運動誘起共鳴の基礎研究をおこなうための全実験システムの再構築・改良をおこなった。

MOTでは十分明るい原子集団を捉えることができ、位置も安定していることを確認した。MOTからPGC、ムービングモラセスの流れで $5\mu\text{K}$ の極低温・低速ルビジウム原子ビームをつくり出した。光の周波数を制御することで、原子ビームは 2.4 m/s から 3.7 m/s の任意の速度で打ち出すことができる。

打ち上げた原子の軌道を決定するためにスリットを開発・導入した。レーザーポインターの光をそのスリットに入射し、磁性体表面で反射させ上部で確認することで原子軌道と磁性体の角度を調べることができる。スリットを通過する原子数はより多い方が好ましいため、いくつかの打ち上げパターンを用意し、それぞれの温度・原子数を調べた。そのあとに最適なパターンを用いて、また3軸6方向の光のパワーバランス、パスを調整することで2つのスリットを通過する原子を観測することに成功した。

原子ミラーなしでの運動誘起磁気共鳴の測定をおこなったが、周期的な磁場を感じる原子数が少なく、その量は信号の揺らぎより小さいために磁気共鳴信号を得ることはできなかった。スリットを通過した原子に対して、周波数の安定した光源によるエバネッセント波が作る原子ミラー実験をおこなったが、反射した原子を観測することはできなかった。この結果、考察については第4章、第5章にて詳しく述べる。

1.4 本論文の構成

本論文の構成について説明する．第2章では本実験で用いるレーザー冷却 (MOT, PGC, ムービングモラセス) と原子ミラーについて簡単にまとめる．第3章では実験をおこなうための装置, すなわち真空系, 光学系, 制御系, 磁場関係について記述する．第4章は構築した実験系においてどのような実験をおこなったかとその結果について述べ, 第5章で結論を述べる．

付章では実験に用いたルビジウムのエネルギー構造と磁気共鳴, 透明磁性体の作り出す磁場や性質, 実験で使用する飛行時間法, 光磁気二重共鳴について述べる．

第2章 レーザー冷却と原子ミラー

2.1 磁気光学トラップ

磁気光学トラップ (MOT) [9, 15, 16] とは真空装置内において磁場と光を利用し, 原子を捕獲, 冷却する技術である. MOTに用いられるレーザー冷却技術は, 原子が運動することによって生じるドップラー効果を利用したドップラー冷却と呼ばれるものであり, これによる達成温度の下限は

$$k_B T_D = \hbar \frac{\Gamma}{2} \quad (2.1.1)$$

で表されるドップラー限界 T_D である. ここで k_B , $\hbar$, Γ はそれぞれボルツマン定数, 換算プランク定数, 原子スペクトルの自然幅である. 今回実験で使用する ^{85}Rb 原子の D_2 線の自然幅 Γ は 6.1 MHz [17] であるので, ドップラー冷却による限界温度は $T_D = 150 \mu\text{K}$ である.

レーザー光の周波数を原子の共鳴周波数から離調しておくと, その光によって原子が受ける力は, 原子が光の伝搬方向に対してどちらに運動しているかによって異なる. これは遷移確率がドップラーシフト分だけずれるためである. 光の周波数を共鳴周波数から負に離調しておくと, レーザーの伝搬方向と逆向きの速度を持つ原子の方が, 同じ向きに速度を持つ原子よりも光を吸収する確率が高くなる. したがって, 差分だけ減速力を受けることになる. レーザー光を3軸6方向から照射すると, すべての方向に対して減速力を受けることになるため, 原子を3次元的に冷却することができる. 原子はこの光によって作られた粘度の高い空間 “オプティカルモラセス (Optical molasses) [13, 18]” にいるような状態であるが, 減速力に位置依存性がないため, すぐに拡散を起こしてしまう.

MOTではドップラー冷却に加え, 磁気副準位と遷移の選択則を利用し, 冷却原子を捕獲する. 磁気副準位の縮退を解くにはアンチヘルムホルツコイルを用いる. アンチヘルムホルツコイルとは, 直径 R の2つのコイルを間隔 R で置き, 逆向きに電流を流す配置を取ったコイルである. これを用いると, 2つのコイルの中心から離れると磁場が中心からの距離に比例して強くなる四重極磁場が形成される. アンチヘルムホルツコイルによる四重極磁場によって縮退の解けた磁気副準位の間隔はアンチヘルムホルツの中心からの距離に比例して大きくなる. それぞれの光を円偏光することで選択則を利用し, 中心から離れた原子は中心に向かう光だけを吸収するような配置が可能となる (図2.1.1, 図2.1.2). 光による力は位置依存性を持ち中心に戻す復元力となるため, アンチヘルムホルツコイルによる磁場がなくなる限り冷却原子を空間に捕獲し続けることができる.

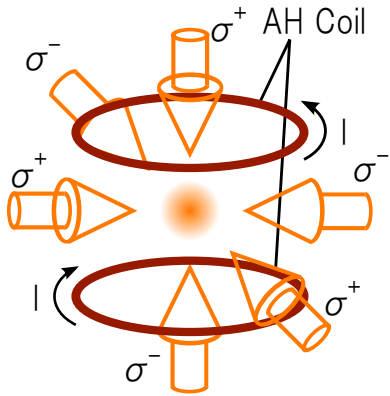


図 2.1.1 アンチヘルムホルツコイルとクーリング光の配置

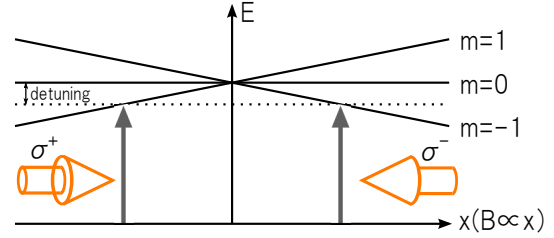


図 2.1.2 磁気副準位の位置依存性と選択則

2.2 偏光勾配冷却

MOTで捕獲した原子をさらに冷却するため、偏光勾配冷却 (Polarization Gradient Cooling: PGC) [10]をおこなう。PGCはドップラー冷却と異なる冷却機構であり、達成温度の下限は

$$\frac{k_B T_R}{2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \quad (2.2.1)$$

で表される反跳限界温度 T_R である。ここで k , M はそれぞれ冷却光の波数, 原子の質量である。今回実験で使用する ^{85}Rb 原子の D_2 線では, $T_R = 370.47 \text{ nK}$ である。

MOTにおいて磁場を切ると σ^+ 偏光と σ^- 偏光が対向しているために定在波だけが残る。その偏光方向は図2.2.1のように、軸周りに1波長で1回転する螺旋状になっているため、量子化軸が空間的に回転することになる。

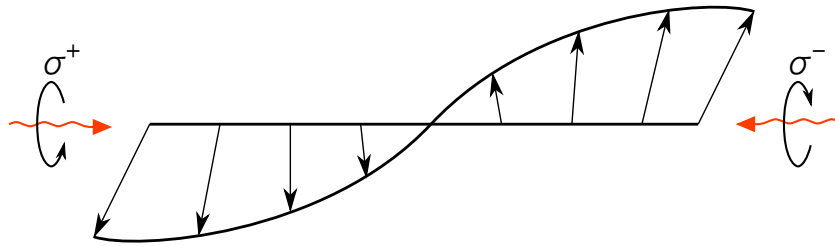


図 2.2.1 定在波のつくる光の伝搬軸上の偏光方向

例として、基底状態の角運動量 $J_g = 1$ 、励起状態の角運動量 $J_e = 2$ の場合について考える。2つの光は z 軸上を伝搬し、原点での定在波が作る偏光方向は y 軸方向とする。原子が原点で静止している場合、量子化軸は y 軸となり、また定在波による光シフト Δ_I が生じる。また、光の進行方向である z 軸方向の光電場の成分はないため、これらの光による原子の遷移は π 遷移だけとなる。しかし、原子がその z 軸方向に速度を持つ場合、原子の量子化軸は時々刻々と回転することになる。原子が

静止しており，速度 v に対応した速さで動きながら回転する系で考えると，光の偏光方向は時間がたっても原子から見れば同じ向きを向いていることになる．その系では，その回転の結果，慣性場が生じる．厳密に言うと，原子の動いているときのハミルトニアンは，光による固定された偏光方向におけるカップリングと，回転に起因する慣性項

$$V_{rot} = kvJ_z \quad (2.2.2)$$

で書かれる． $kv \ll |\Delta_l|$ と仮定すると， V_{rot} を摂動論的に取り扱うことができる．一次の摂動を考えるために，行列要素を計算すると， J_y の基底状態 $\{|g_m \rangle_y\}$ に V_{rot} は対角要素を持たないが，非対角要素は有限の値を持つことがわかる．その結果，一次の摂動の加わった基底状態においては，エネルギーは変わらないが波動関数の形が変わってしまう．その摂動の加わった基底状態 $\overline{|g_m \rangle_y}$ において J_z の期待値を計算すると，それは有限の値を持つため，この状況下では σ^+ 偏光も σ^- 偏光も吸いうる．この時 J_z の定常状態の期待値 $\langle J_z \rangle_{st}$ の値0にはならないため，基底状態において原子が動くことによって配向が起きていることがわかる．例えば，原子が $z > 0$ 方向（ σ^+ 偏光の伝搬方向）に運動し，光が共鳴周波数から負に離調であれば，原子の占有割合は $|g_{-1} \rangle_z$ の方が多くなる．その時， $|g_{-1} \rangle_z$ の状態の原子は σ^+ 偏光よりも対向して伝搬する σ^- 偏光を吸収する確率の方が高いため，時間平均をとると原子に対して減速力が働くのである．

これが，PGCの冷却機構であり，非断熱の摂動項（式2.2.2）によって生じる基底状態の占有数の違いによって働くものである．これによって減速が続けられれば，1光子の吸収放出が冷却温度の限界を決定するため，ドップラー冷却よりも冷えるのである．なお，この冷却機構は，残留磁場があると占有数の偏りが小さくなってしまいうために効きづらくなってしまふ．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効かせることができる．

2.3 原子泉

MOTで捕獲した原子をムービングモラセスにより打ち上げる原子泉法[11, 19]について述べる．実験では，この原子泉とPGCを同時におこなう．

2.1章にて“Optical molasses”は原子は粘度の高い空間にいるようなものであると述べた．図2.3.1のようにモラセスを作る光のペアの周波数を一方は $\delta\nu/2$ Hz下げ，もう一方は $\delta\nu/2$ Hz上げる配置を取ると，原子は向かってくる光の周波数が等しくなる方向に速度をもつ．

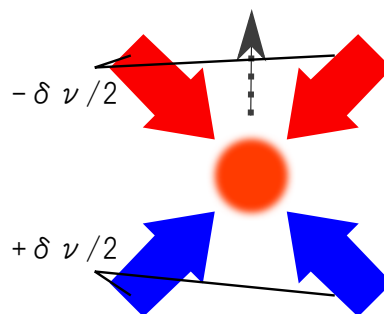


図 2.3.1 ムービングモラセス概要

実験室系から見ると、粘土の高い物質が流れるような描像になるため、これを“ムービングモラセス (Moving molasses)”と呼んでいる。このときの移動速度はドップラー効果により

$$v = \sqrt{2}\lambda\delta\nu \quad (2.3.1)$$

となる。ここで λ は光の波長であり、因子 $\sqrt{2}$ は速度方向に対し、光が ± 45 度で二軸から入射していることによるものである。また、 $\delta\nu$ を移動周波数 (Moving frequency) と呼び、単位はMHzである。

本実験ではレーザー光の波長は780.24 nm付近であるので、打ち出し速度と周波数差の関係は

$$\begin{aligned} v_0 &= \sqrt{2} \cdot 780.24 \times 10^{-9} \cdot \delta\nu \\ &\simeq 1.103 \cdot \delta\nu \text{ [m/s]} \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

となる。また、移動周波数は40段階にわけて制御しているため、最後の打ち上げ速度 (Launch velocity) に寄与する移動周波数を打ち上げ周波数 (Launch frequency) と呼ぶ。

2.4 原子ミラー

打ち上げた原子を物質表面で反射する原子ミラーについて述べる。原子ミラーには磁気ポテンシャルによる反射と双極子ポテンシャルによる反射[12, 20, 21]の2種類があり、今回原子ミラーと呼んでいるのは後者のものである。原子ミラーはエバネッセント波 (Evanescent Wave: EW) が作り出す空間的な光電場強度の不均一性を利用する。光電場強度が不均一であるため、双極子ポテンシャルの大きさが空間的に異なり、原子に働く力が生じるのである。

光が高屈折率媒質から低屈折率媒質へ臨界角以上の角度で入射するとき、幾何光学では全反射が起こるが、実際には境界面近傍にしみ出す電場が生じる。これをエバネッセント波と呼び、その電場ベクトルの大きさは表面に垂直な方向では指数関数的に減衰する。しみ出しの厚み (浸透深度) d は入射角 θ に依存し、臨界角 θ_c に近ければ近いほどよくしみ出す。

物質の表面に垂直な軸方向における双極子ポテンシャルは電場強度に比例するため、同様に指数関数的に減衰する形となる。一方、物質表面には、ファンデルワールスポテンシャルが存在する。この2つのポテンシャルを文献[21]を参考に、本実験における各パラメータを指定すると表面から離れるに従って図2.4.1のようなポテンシャルが計算できる。表面付近における原子の運動エネルギーを考えると、ポテンシャルの山を登りきれず、そこで反射が起きることがわかる。

双極子ポテンシャルの傾きや大きさは、入射光のパワー、共鳴周波数からの離調、入射角を変えることによって調整することができる。これにより、磁性体表面に向かう原子の最近接距離を制御でき、磁性体の作り出す磁場と原子の相互作用領域を制御することが可能となる。

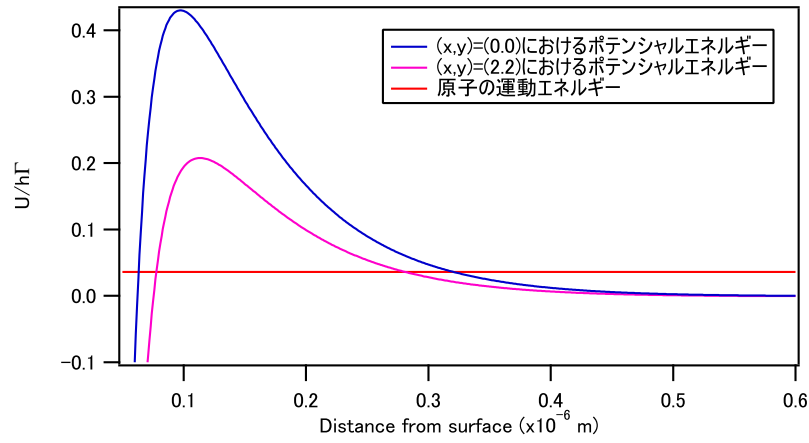


図 2.4.1 磁性体表面におけるポテンシャルと運動エネルギー．シミュレーション条件は ϕ 7 mm のガウシアンビーム，パワー 400 mW，屈折率 2.49，浸透深度 $d(\theta) = 159$ nm，離調 2.5 GHz，原子の磁性体への入射角 $1/50$ rad．座標はガウシアンビームの中心を原点 (0, 0) に取り，ガウシアンビームの平面上 2 mm ずつずらしたところ（中心から距離 $2\sqrt{2}$ のところ）を (2, 2) としている．

第 3 章 実験装置

3.1 真空系

本実験に用いた真空系について簡単に説明する．

3.1.1 チェンバー部

チェンバーは図3.1.1のように3つのチェンバー，下から下部チェンバー，中央チェンバー，上部チェンバーからなっている．

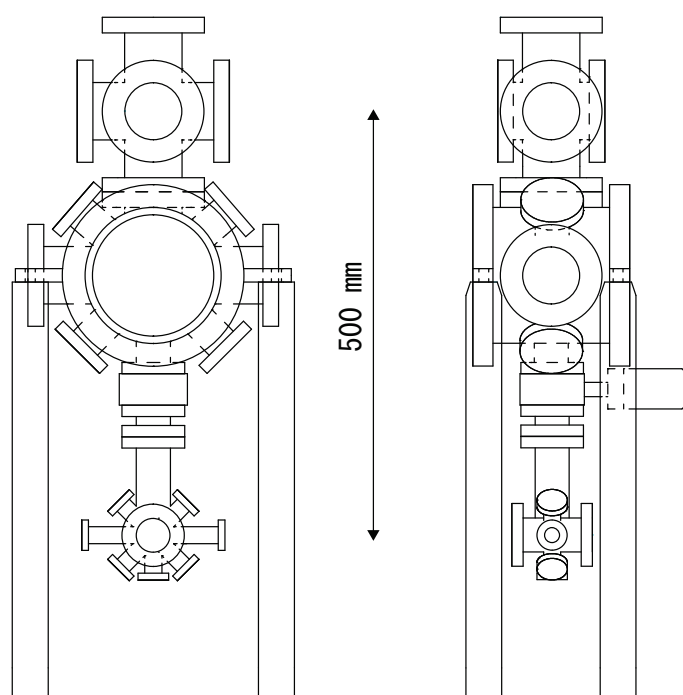


図 3.1.1 チェンバー概念図

下部チェンバーはMOT，PGC，原子泉をおこなうチェンバーであり，材質は非磁性のSUS316Lである．ここにクーリング光，リポンプ光を入射しMOT，PGC，原子泉をおこなう．このチェンバーはフランジが10個あり，冷却に必要な光を入射するフランジは斜めの4つ（ICF34）と水平方向に短い2つ（ICF70）である．底面のフランジには原子の軌道を決めるために使用するレーザーポインターの光を入射している．PGCをおこなう際に残留磁場を極力少なくするため，これら計7

個には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によって閉じられており、もう一方はアングルバルブに繋がっている。アングルバルブの先がRbソースになるが、これについては後述する。上部のICF70のフランジは、中央チェンバーと接続しているが、間にゲートバルブをはさんでいる。これは、中央チェンバー内の作業をおこなうために真空を破らなければならない場面があり、破る際に下部チェンバーだけは真空に保っておくためである。

中央チェンバーはスリットによる原子ビームの切り出し、磁性体との相互作用によるMIRを起こし観測するチェンバーであり、材質はSUS304である。ここに入射する光はプローブ光とエバネッセント波を生じさせるEWレーザー光であり、これらの入射の自由度をできるだけ高くするために比較的径が大きいICF203のフランジにビューポートを取り付けている。両側のICF114のフランジの一方はプリズムに貼りつけた磁性体を導入するための微調位置決めユニットが取り付けられており、もう一方はT型ニップルが取り付けられ、ブランクフランジとチタンサブレーションポンプが取り付けられている。チタンサブレーションポンプはキャノンアネルバ社の型番956-7015を使っている。このポンプはチタンのゲッター効果を利用して、活性ガスを吸着する仕組みになっており、イオンポンプと併用することで高い真空度を実現することができる。斜めについているICF70のフランジの上部2つはブランクフランジが取り付けられ、閉じられている。下部2つはコリメーション用のスリットを入れるための直線導入器、真空度を測るためのB/Aゲージがそれぞれ取り付けられている。

上部チェンバーは、MIRによって速度変化が起きた原子を観測するためのチェンバーであり、材質はSUS304である。フランジは全てICF114の六方クロスになっており、水平方向のビューポートは原子を観測するための光を入射するために取り付けられている。上部のビューポートは上からCCDカメラでMOTの様子を見る、あるいは方眼紙のような目盛りを設置しておき、レーザーポインタを使って磁性体の傾き角度を測定することができるようになっている（詳しくはスリットの節にて述べる）。横方向にはイオンポンプとターボポンプがそれぞれ取り付けられている。ターボポンプはアングルバルブを介して設置しており、真空引きの際、ターボポンプによる荒引きを終えたら閉じることができる仕組みとなっている。なお、ターボポンプにはスクロールポンプが取り付けられている。

真空装置はスクロールポンプ、ターボポンプで真空に引きながらベーキングをおこなった。ベーキング後にイオンポンプとチタンサブレーションポンプを動作させ、さらに真空度を高くしたのち磁性体を入れるために一度真空を破っている。その後ベーキングせずに同様に真空引きをおこなった結果、真空度は 4.6×10^{-7} Paとなり、この真空度で実験をおこなった。

3.1.2 Rb ソース

本実験で用いるRbはアンプルに封入されたものである。下部チェンバーのアングルバルブの先はベローズニップルがつながっており、ここにアンプルを入れ、ベローズニップルを曲げることでアンプルを割り、Rbソースとして使っている。ベローズニップルの周りにリボンヒーターを巻きつけることで、Rbの放出量を制御している。

3.1.3 導入部

中央チェンバーのフランジに繋がっている微調位置決めユニットと直線導入器を介した磁性体のマウントとスリットについて説明する。

(i) 磁性体マウント

運動誘起共鳴にもちいる透明磁性体はプリズムに取り付けられている。プリズムの設計図は図3.1.2のとおりであり、これを用いることで中央チェンバーに入射するEWレーザー光は全反射して反対側のビューポートから抜けてくる。プリズムの材質はBK7であり、磁性体を貼り付ける際の接着剤には同じ屈折率であるNORLAND社の光学接着剤NBA107を用いた。

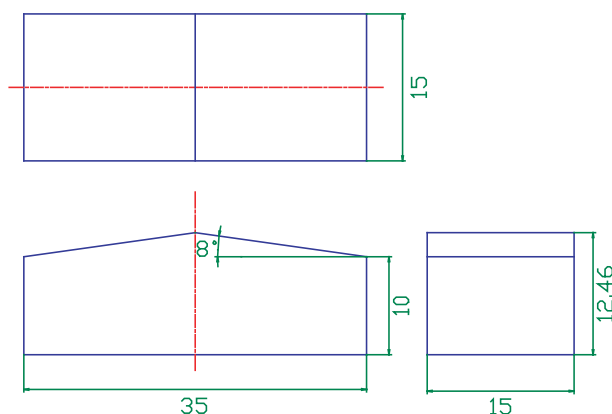


図 3.1.2 プリズム設計図

過去の実験[8, 14]では、プリズムと磁性体の間の接着剤が蒸発し、隙間ができてしまうという問題が生じた。これは恐らく、EWレーザー光を照射し続けることによって生じた熱によるものであると考えている。また、接着剤が真空用ではないことも1つ問題としてある。そのため、今回は接着剤で固定したあと、図3.1.3のようにその周りを蒸発のない真空用の接着剤であるVARIAN社のTorrSealで覆うことによって真空層と光学接着剤が接しないようにしている。

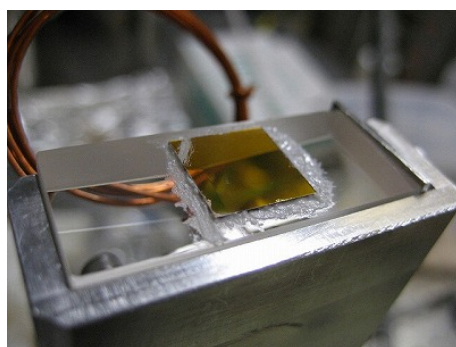


図 3.1.3 磁性体の周りを TorrSeal で覆っている

プリズムと微調位置決めユニットの固定に関しては[14]に詳しいので、ここでは簡単に述べる。プリズムを固定するためのマウントはアルミでできており、それを微調位置決めユニットに接続している。微調位置決めユニットは、真空を保ったままプリズム・磁性体を前後する、傾けるといったことを可能とする装置である。

(ii) スリット

過去の実験では、打ち上げた原子の磁性体への入射角度が確定できなかった。これを解決するために、今回2つのスリット板を導入した。スリットは厚さ0.1 mmのアルミ板を使用し、スリット部分は 2.0×0.1 mmの角丸四角形となっている。これを厚さ10 mmのアルミ板の上下に固定することで、原子の打ち上げ角度に $1/100$ rad以下の精度が出せる。また、スリットを抑える一番下の板の長手方向の長さは30 mmとなっており、打ち上げた原子が横から漏れて検出されることを防いでいる。スリットとそれを固定するマウントの図面を付章に載せておく。それらを組み合わせると図3.1.4のようなスリット機構ができ、その断面図が図3.1.5である。

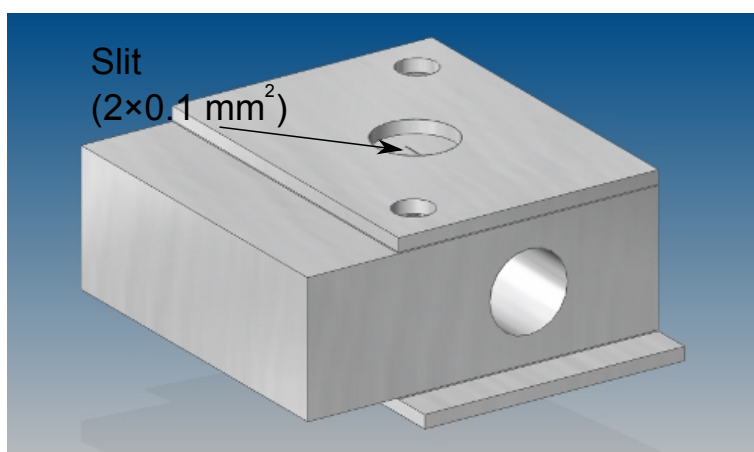


図 3.1.4 スリットの組み合わせ

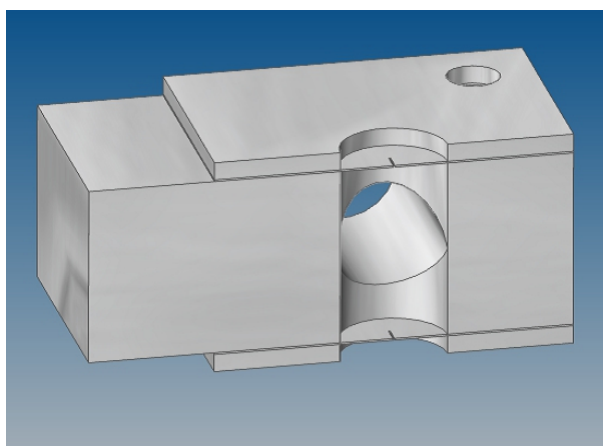


図 3.1.5 スリットの組み合わせ断面図

原子の打ち上げと同様の方向にレーザーポインターの光を入れ，スリットの上にある磁性体で反射することで，原子ミラーによって反射された原子団の軌道を知ることができる．また，反射されていないときと反射されたときのレーザーポインターの位置を測ることで，磁性体の傾きを知ることができる（図3.1.6）．

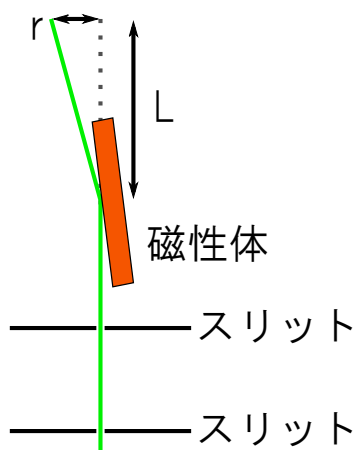


図 3.1.6 磁性体の傾きは $r/(2L)$ rad となる．実験では $L = 350$ mm．

スリットのマウントは直線導入器に繋がっており，これを前後することでスリットの位置を前後することができる．スリットの位置は，レーザー墨出し機を用いてチェンバーの中心をとるように固定している．

3.2 光学系

本実験に必要なレーザー光は4種類に分けられる．それぞれのレーザー光の周波数は図3.2.1に示したように，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ロックしている．

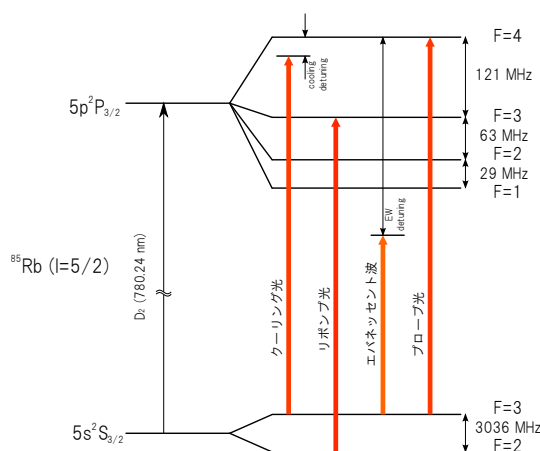


図 3.2.1 ^{85}Rb の超微細構造とレーザーの周波数

3.2.1 クーリング・プローブ光

クーリング光とプローブ光について述べる．クーリング光はルビジウム原子をMOT, PGCなどで冷却し，原子泉で打ち上げる際に用いる光，プローブ光は打ち上げた原子に照射し，吸収信号を取るために用いる光である．この2つの光は同一の光源を使用している．光源はTOPTICA社のTA100であり，種光は外部共振器型半導体レーザー（External Cavity Diode Laser: ECDL）の光である．ECDLからの出射光を2つにわけ，一方をレーザーの周波数ロックに使用し，もう一方はテーパーアンプにより出力パワーを500 mWに増幅したあと偏光ビームスプリッター（Polarization beam splitter: PBS）を用いてクーリング光とプローブ光に分岐している．

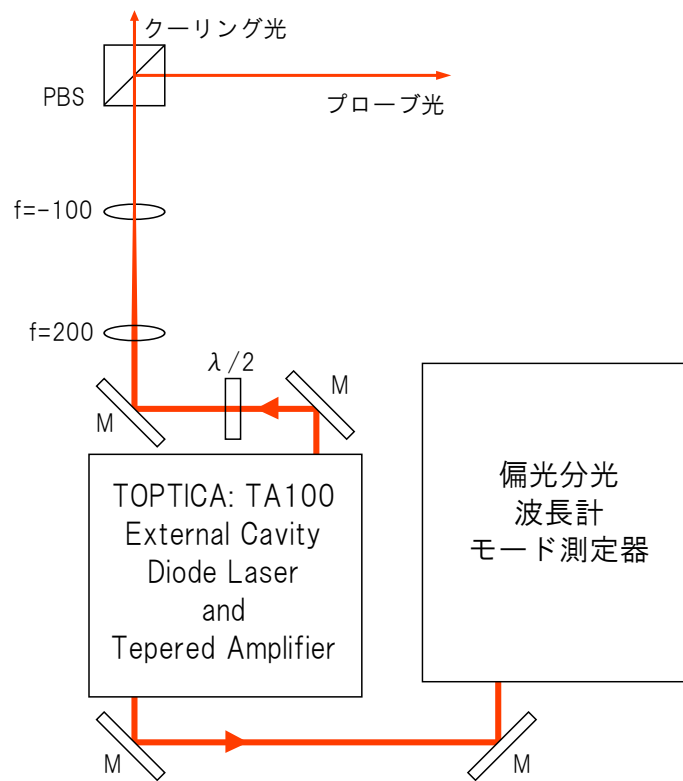


図 3.2.2 TA100 周りの光学系配置図

レーザーの周波数は、ドップラーフリーである偏光分光法[22, 23]による信号でロックしている．ロック系の光学系は図3.2.3のようになっており，音響光学素子（Acousto-Optic Modulator: AOM）をミラーで打ち返すことによって2回通過させ，磁気シールドに覆われたRbセル中を通して偏光分光をおこない，偏光分光の信号を得ている（図3.2.5）．

偏光分光について簡単に説明する．ポンプ光は円偏光で強く，プローブ光は直線偏光で十分弱くしておく．直線偏光は右回り円偏光と左回り円偏光の重ね合わせとして書け，レーザー光の周波数が共鳴周波数辺りになるとポンプ光で原子を偏極しているため，右回り円偏光と左回り円偏光の吸収係数と屈折率が異なる．その結果，プローブ光はセルを抜けて出てくるときには偏光面の傾いた楕円偏光になる．そのプローブ光をPBSで2つにわけ，それぞれをフォトダイオードに入

射し、差分を取ると共鳴周波数辺りでのみ急なスロープが得られる。

このスロープを使ってレーザーのコントローラにフィードバックをかけ、周波数をロックしている。ロックに利用する光はあらかじめAOMを2回通過することで170 MHzシフトしている。そのため、テーパーアンプを通過して出てくる光は共鳴周波数から負に170 MHz離調しており、これを再度AOMを通過させることで離調を調整するようにしている。

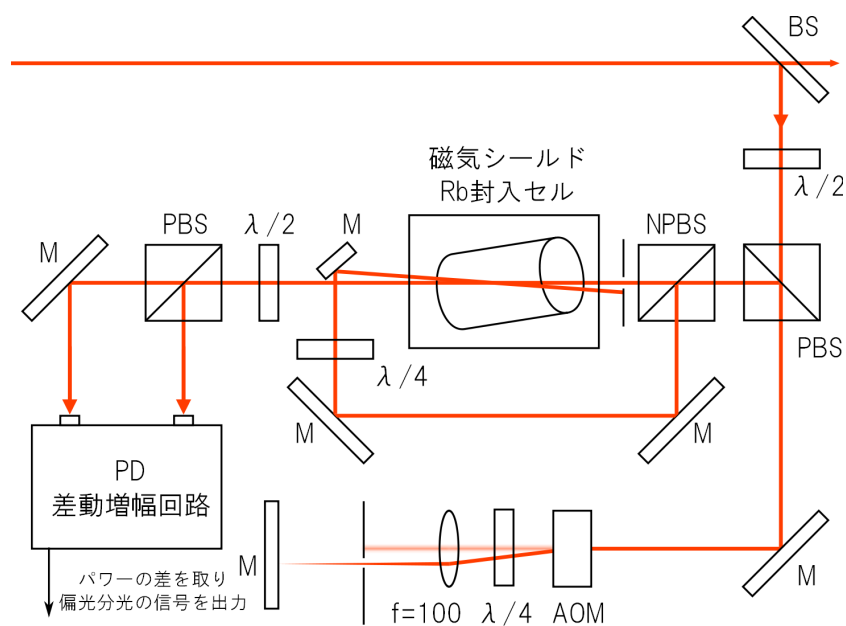


図 3.2.3 TA100 用偏光分光光学系。ビームスプリッター (BS) で弾いた光を偏光分光に使用しており、直進する光は波長計、モード測定器に使用している。

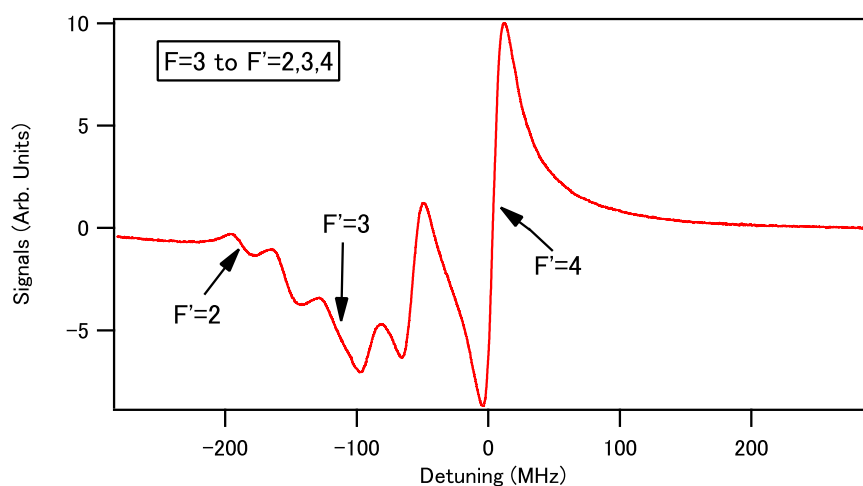


図 3.2.4 $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ への遷移の偏光分光信号

(i) クーリング光

クーリング光の光学系は図3.2.5のようになっている．原子泉をおこなうためには3つの異なる周波数の光が必要となるため，光を3つにわけている．それぞれAOMを2回通り，偏光保持シングルモードファイバーに入射してチェンバーのある光学テーブルへ光を運んでいる．ファイバー手前で光を2本分岐しているのは，他のレーザー冷却実験系にも使えるようにするためである．

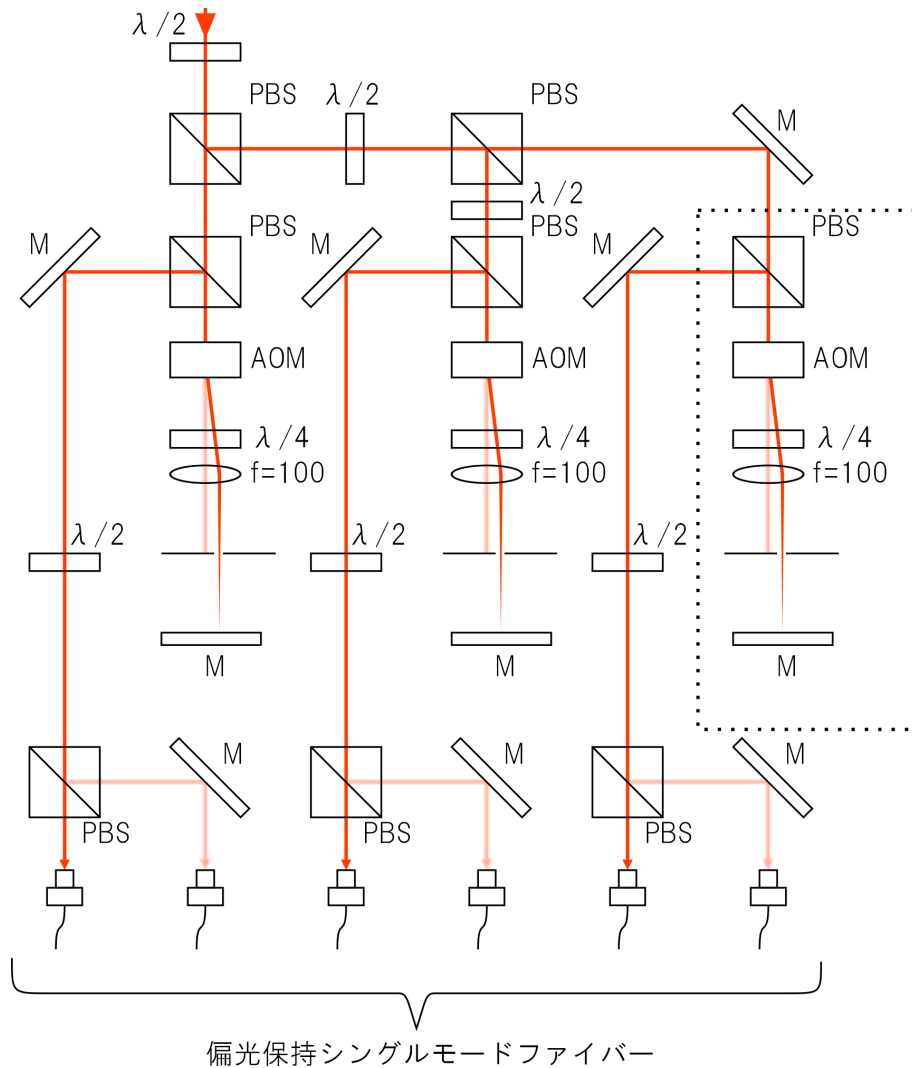


図 3.2.5 クーリング光の光学系．点線で囲った部分のような配置方法をキャッツアイと呼ぶ．

ここでこのAOMの配置について説明する．AOMから出た光はシフトする周波数によって経路が変化してしまうため，今回のようなファイバー入射等を伴う実験では不都合が生じてしまう．これを防ぐために，キャッツアイ[24]と呼ばれる補正光学系を組んでいる．AOMの中心から焦点距離の位置にレンズを置くと，1次回折光は元の光（0次回折光）と平行に伝搬する．また $\lambda/4$ 板を2度通過することで偏光面が90度回転するため，2回AOMを通った光はAOM前のPBSで反射されるようになる．このような配置を取ることで，シフトする周波数を変えてもPBSで反射されて進

む光の経路は変わらないため、ファイバーへの入射もずれることなく実験がおこなえる。実際には光は発散ビームとなっているため、この打ち返しミラーの位置を調節することで出来るだけ発散ビームにならないようにし、ファイバーの透過効率をあげている。

(ii) プローブ光

プローブ光の光学系は図3.2.6のとおりである。プローブ光の周波数は共鳴周波数から離調してしまうと吸収量が減少してしまうため、AOMを2回通過させ再度170 MHzのシフトをさせ、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シングルモードファイバーを通してチェンバーのある光学テーブルへ光を運んでいる。

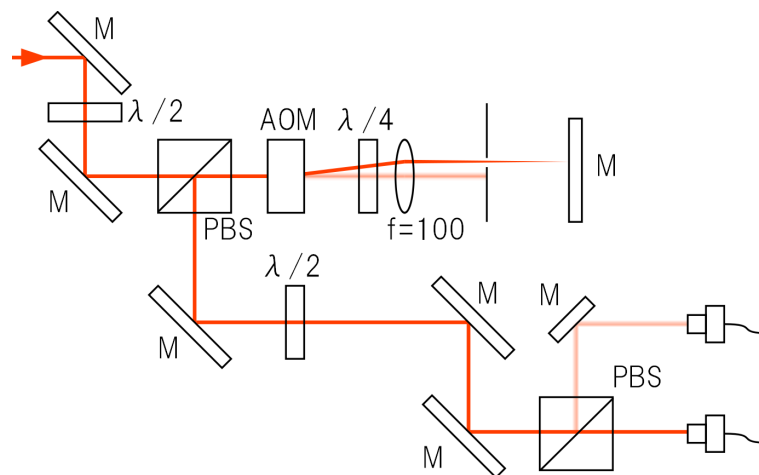


図 3.2.6 プローブ光の光学系。キャッツアイにて周波数を共鳴周波数に戻してからファイバーに入射する。

3.2.2 リポン光

リポン光について述べる。 ^{85}Rb には基底準位が2つあり、クーリング光によって励起された原子が冷却サイクルから外れてしまうことがある。そのサイクルから外れてしまった原子を冷却サイクルに戻す役割を果たす光がリポン光である（図3.2.1参照）。

光源はeagleyard社のEYP-DFB-0780-00080-1500-TOC03-000xであり、分布帰還型半導体レーザー（Distributed feedback laser diode: DFB LD）である。リポン光の光学系は図3.2.7のとおりであり、このレーザーもTA100と同様に偏光分光法による信号を使用して周波数ロックをおこなっている。ロックは $F' = 1$ を含むスロープでおこなっており、そこからAOMで周波数をシフトして $F' = 3$ に合わせている。この光もクーリング光、プローブ光と同様に偏光保持シングルモードファイバーに入射してチェンバーのある光学テーブルへ光を運んでいる。

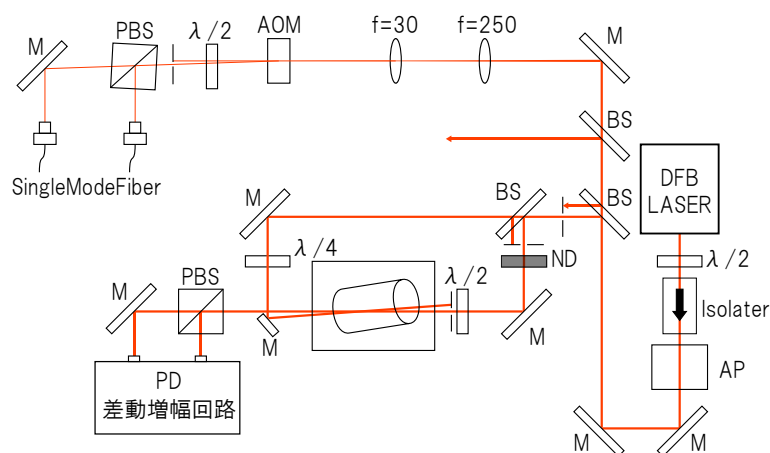


図 3.2.7 リボン光の光学系．

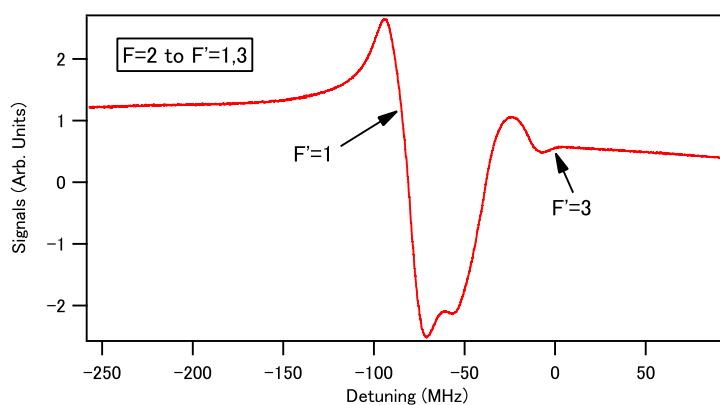


図 3.2.8 $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ への遷移の偏光分光信号． $F' = 1, 2$ のスローブは重なってしまい一本の大きいスローブになってしまっている．構造が細かく分離しないのは磁気シールドによる地磁気打ち消しがそれほど効いていないためであると考えられる．

3.2.3 チェンバー周り光学系

クーリング光, リポンブ光, プローブ光はそれぞれ偏光保持シングルモードファイバーを使ってチェンバーのある光学テーブルに光を持ってきている。一度ファイバーを介すことで, 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ため, 原子の捕獲や原子泉においてより良い結果を得やすい。一方, 偏光保持シングルモードファイバーの偏光保持機能はケーブルの揺れや置かれる環境の温度変化に非常に敏感であり, ケーブル内において偏光の崩れが起きやすい。偏光が崩れて出射される量は偏光が崩れずに出てくる量よりも小さいが, その光を使ってしまうと環境の変化に応じて偏光が崩れてしまうためにMOTをする際の円偏光も崩れてしまい, トラップ位置が安定しないといったことが起きる。これを解決するために, 出射直後にPBSを配置し, 偏光面の揃った成分が一番透過するようにファイバーの設置をおこなっている。

チェンバー周りの光学系は図3.2.9である。クーリング光は, それぞれレンズにより $\phi 20$ mm程度の大きさに広げている。それぞれの光はまたPBSによって分岐しており, PBS前の $\lambda/2$ 板で偏光面を回転することによってパワーの分配を調整できるようにしている。このような配置を取ることによって3軸6方向の光のパワーのバランスを自由に調節することができる。MOTや原子泉において6方向の光のパワーバランスは, トラップ位置や打ち上げ角度に敏感に効いてくるため, 本実験では非常に重要なシステムとなる。打ち上げたあとの光学系は図3.2.10であり, 3軸6方向の光が直角に, アンチヘルムホルツコイルの中心で交わるような光路となっている。下部チェンバーに入射する前に $\lambda/4$ 板をそれぞれ用いてMOTに必要な円偏光をつくっている。

リポンブ光は入射する位置, 方向に制限がないため, レンズを用いてMOT位置でクーリング光と同程度の大きさになるようにビーム径を広げた後, 水平入射の光に重ねてチェンバーに入射するような経路になっている。リポンブ光もPBSを用いて2つの光にわけており, 一方は先に述べたように下部チェンバーに入射するが, もう一方はエバネッセント波用の光源をロックするために使っている。これについては次節にて詳細を述べる。

プローブ光は打ち上げたあとにアパーチャーでビーム径を絞り, 中央チェンバーに入射している。プローブ光の使い方には, そのまま入射して原子による吸収を見るものと, 光弾性変調器 (Photoelastic Modulator: PEM) を介してロックイン検出することでS/Nを良く原子の吸収を見る2つの手法を用いる。各測定法については付章にて詳しく述べる。

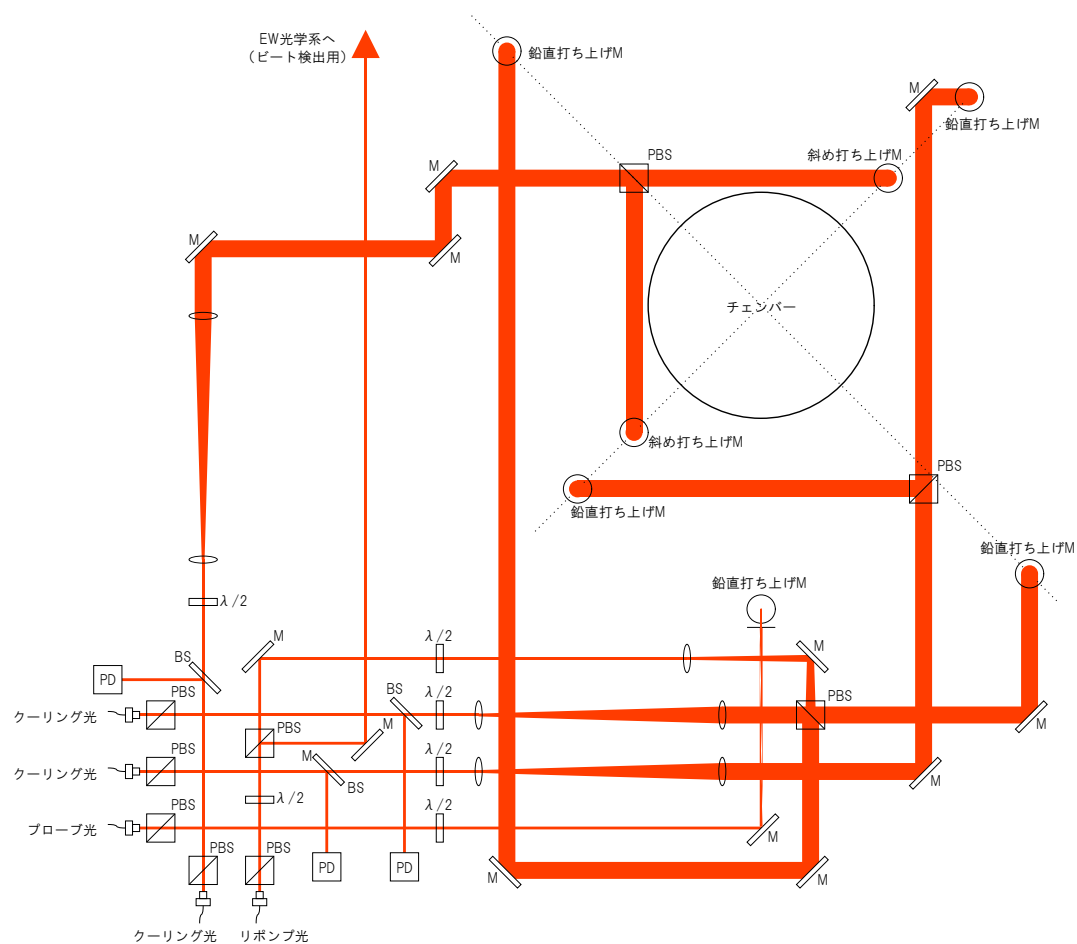


図 3.2.9 チェンバー周りの光学系 .

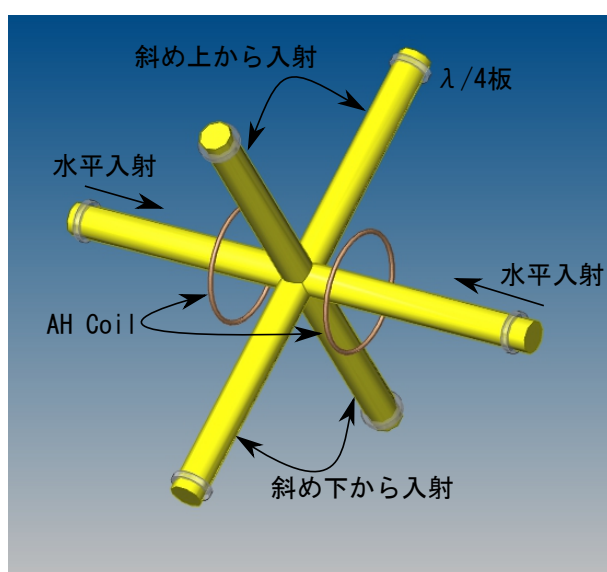


図 3.2.10 チェンバー入射前の光学系とアンチヘルムホルツコイル . 光はすべてクーリング光を示している .

3.2.4 エバネッセント波

エバネッセント波(EW)を生じさせるために用いる光(以下EWレーザー光と呼ぶ)について述べる．光源はSacher社のTEC-300であり，こちらも外部共振器型半導体レーザー(ECDL)である．TA100とは異なるテーパレーザーダイオード(Tapered Laser Diode)を使用しており，パワーは800 mWである．

光学系は図3.2.11である．このレーザーはチェンバーと同じ光学テーブルに配置してあるが，出射光の空間プロファイルがそれほどよくないため，一度シングルモードファイバーに入射して綺麗なガウス型にしている．ファイバーからの出射光は，PBSにて2つにわけると，そのまま直進する成分は，アパーチャーで少しビーム径を小さくし($\phi \leq 10$ mm)中央チェンバーの高さ(磁性体のある高さ)まで打ち上げ，直線/回転ステージによりプリズムへの入射角度、位置を制御し，プリズムに入射している．

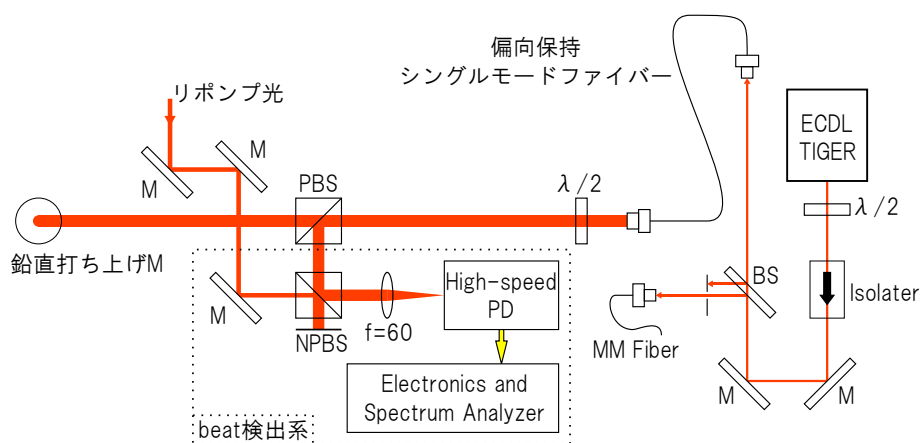


図 3.2.11 EW レーザー光の光学系

PBSにて反射した光はリボン光と空間的に重ね合わせることでビートを生じさせ，レンズで絞り，高速フォトディテクタ（浜松ホトニクス G4176-03）に入射する．これによって2つの光による光ビートを電氣的なビート信号に変換し，その信号をアンプ（Mini Circuit ZX60-8008E）で増幅し，スペクトラムアナライザーで検出している．ビートの周波数から ^{85}Rb の準位からの離調を求めることができる．

過去の実験[14]ではこのレーザーの周波数はロックしていなかったが今回は実験中の周波数安定さを求めるため，スペクトラムアナライザーで見ている信号を用いて周波数ロックをおこなっている．具体的には，スペクトラムアナライザーからGP-IBを介して制御ソフトLabview（National Instruments社）でビート周波数を読み込み，目標のビート周波数との差を電圧に変換してレーザーのコントローラーに変調をかける，ということをおこなっている（図3.2.12）．フィードバックは今回使用しているコントローラーの仕様に合わせ20 Hzでおこなっている．双極子ポテンシャルは，周波数1 MHzの単位の変化ではほとんど変化がなく，むしろ長い時間をかけてゆっくり，大きく周波数が変化してしまうことの方が実験には好ましくないため，この速さのフィードバック

で問題はない．フィードバックをかける前とあとのビート周波数の安定さ，EWレーザー光の周波数の安定さを測定したものが図3.2.13である．

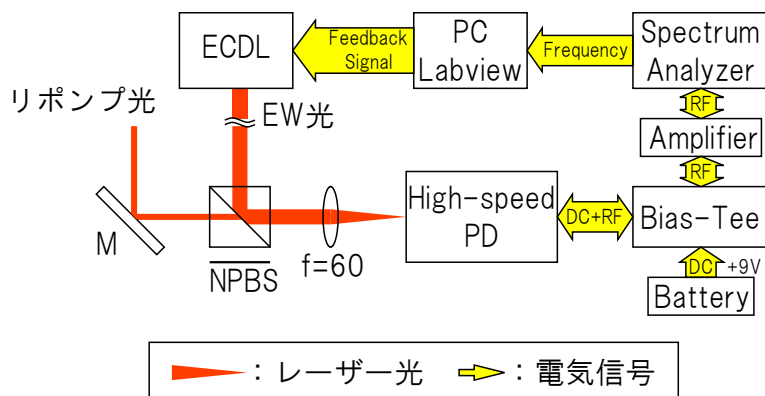


図 3.2.12 EW レーザー制御概念図

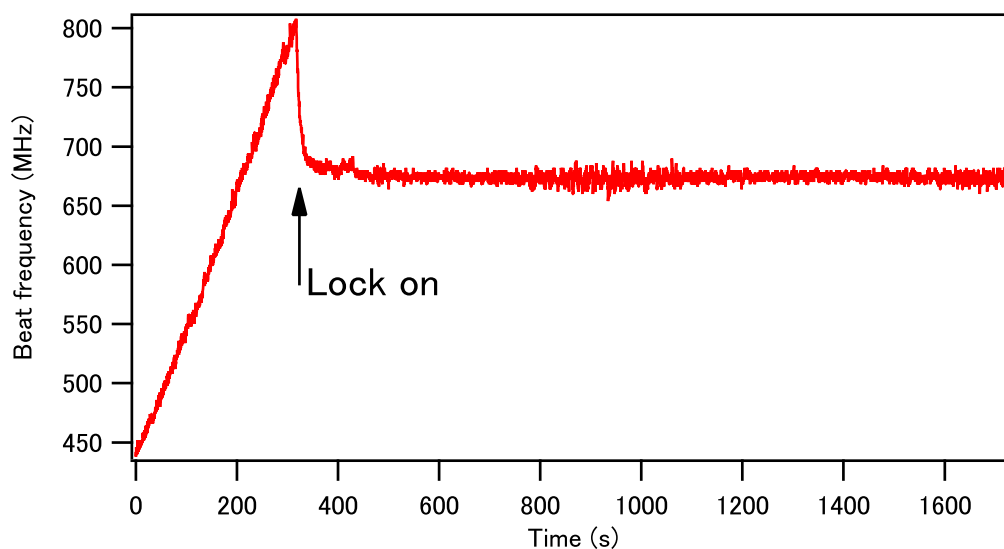


図 3.2.13 EW レーザーの周波数ロック．300 s 辺りからフィードバック電圧を印加している．

3.3 制御系

原子泉をおこなう実験システムでは，各光の強度や周波数，磁場のON/OFFなどを0.1 ms単位でおこなわなければならない．本実験では，それらをPCでプログラムし，アナログ変換して制御をおこなうD/A制御をしている．

3.3.1 D/A 制御

この制御をおこなうため、PC上からNational Instruments社のLabview（ソフトウェア）とアナログ出力ボード（ハードウェア）を用いている．これにより制御している装置は図3.3.1のとおりである．

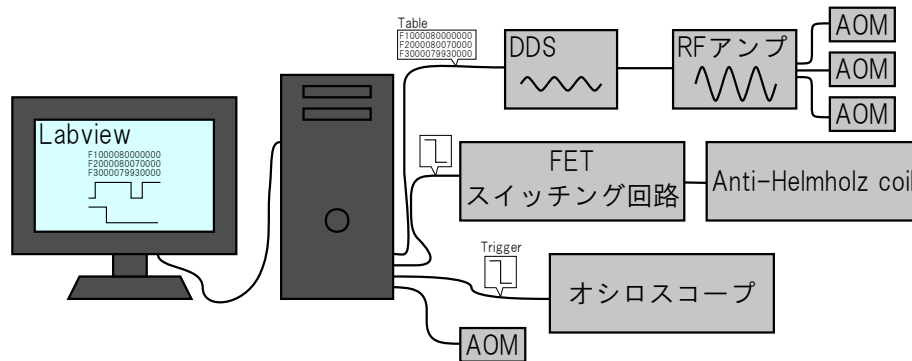


図 3.3.1 制御系の概念図

クーリング光の周波数シフトに使用するAOMのドライバーにはDST社のダイレクトデジタルシンセサイザー（Direct Digital Synthesizer: DDS）を使っている．50～110 MHzの正弦波を3ch同時に出力でき、クーリング光のAOMに入力する高周波の切り替えのタイミングを同期することができる．このDDSの出力のパワーは最大 1.8×10^{-3} Wしかなく、AOMの駆動には足りないため、アンプによって増幅した信号をAOMに入力している．

DDSは各ch毎にどの周波数、振幅で発振するかを決めるテーブルを持っており、このテーブルを書き換えることで任意の周波数と振幅を持った正弦波を出力できる．DDSに外部からステップ信号を与えるとテーブル上のステップが進むようになっているため、あらかじめテーブルを書きこんでおいて、Labviewによってステップ信号の入力のタイミングを決めることによって0.1 ms単位での周波数、振幅制御をおこなっている．

リポンプ光の周波数シフトに使用するAOMのON/OFF制御にも同様にLabviewを使用している．原子団を打ち上げたあとに観測する際、リポンプ光がチェンバーに入ったままだとその光による散乱光が観測に扱うフォトダイオード（Photodiode: PD）に入ってしまう、あるいは原子に悪い影響を及ぼす等が考えられる．そのため、AOMのON/OFFを行なうことで一次回折光をなくし、光のON/OFFをおこなっている．

次にFETスイッチング回路の制御について説明する．MOTからPGCに以降する際には、AHコイルの磁場をすみやかに切ってしまうなければならない．それをおこなうため、FETスイッチング回路を利用し、光の周波数変調と同期してAHコイルに流れる電流のON/OFFをしている．

最後にオシロスコープに送る信号について説明する．送っている信号はトリガー信号であり、これによって測定を開始するタイミングを制御している．今回はMOTからPGCに移行する時点にトリガー信号を送っている．

3.4 磁場関係

実験に用いる地磁気や装置の出す磁場を打ち消す磁気シールドや，MOTに必要なアンチヘルムホルツコイル，MIRを起こすための磁気副準位を作るため，地磁気を打ち消すために使用するヘルムホルツコイルについて説明する．

3.4.1 磁気シールド

(i) 下部チェンバー部分

MOTをおこなう部分の地磁気の打ち消しにはPCパーマロイ（ニッケル78%合金）で作られた磁気シールドを設置することでおこなっている．この磁気シールドでは地磁気を1/52まで小さくすることができる．また，光を通すための穴が複数あいている．

(ii) イオンポンプ部分

上部チェンバーについているイオンポンプも強い磁場を発生させているため，方向性ケイ素鋼で磁気シールドを作っている．イオンポンプは表面で100 G，50 mm離れたところでも ~ 1 Gの磁場を作りだしている．これは原子が打ち上がってくる空間中で不均一な磁場をつくり出してしまうため，磁気シールドを必要とした．また，この磁気シールドが縦磁場印加用コイルの磁場を打ち消す方向に磁場を作ってしまうため，実験では磁場の測定をおこなうことで測定の際の影響を考慮している．



図 3.4.1 下部チェンバーを覆うパーマロイ磁気シールド

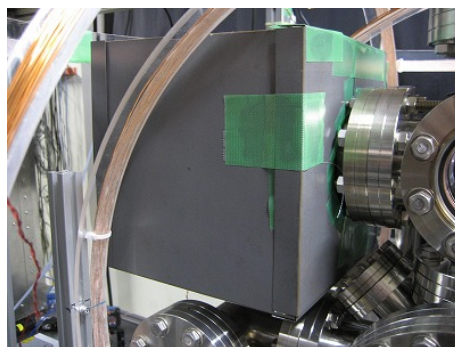


図 3.4.2 イオンポンプを覆う方向性ケイ素鋼磁気シールド

3.4.2 コイル

(i) アンチヘルムホルツコイル

アンチヘルムホルツコイルは，MOTチェンバーの直径38 mmの管部分に銅線を25回巻き，作製した．使用した銅線は， $\phi 0.71$ mmポリウタレン皮膜絶縁型銅線である．コイル間隔は直径と同じ

38 mmである．これで設計上はコイル中心軸上で勾配が12 G/cmの磁場がつくられる．

(ii) ヘルムホルツコイル

ヘルムホルツコイルは，磁性体と相互作用する領域まわりにおける地磁気打ち消しと，打ち上げた原子の磁気副準位の縮退を解くための縦磁場をつくるために設置している．コイルは3軸それぞれ径の異なる円形のを設置した．直径800 mm，700 mm，600 mmであり，設置間隔はそれぞれ400 mm，350 mm，300 mmである．コイルの径が大きいのは，相互作用領域よりももう少し広めの範囲において一様な磁場が必要なためである．磁場の向きが空間中で異なってしまうと，原子のスピンの向きが位置によって変化してしまうため，観測の妨げとなる．



図 3.4.3 下部チェンバーに巻きつけたアンチヘルムホルツコイル

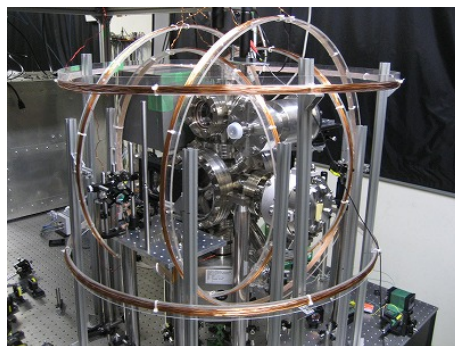


図 3.4.4 チェンバー周りに設置したヘルムホルツコイル

第4章 実験と結果

4.1 磁気光学トラップ

各クーリング光のパワーはファイバー出射直後で15 mW, チェンバーに入射する光のパワーは6方向それぞれ7 mW程度で離調は負に10 MHz, リポンプ光のパワーは5 mWに設定し, アンチヘルムホルツコイルに流す電流は3.7 A(中心から ~ 16 G/cm)で実験をおこなった. その結果, トラップされた原子団を観測できた(図4.1.1, 4.1.2, 赤で囲ってある部分がMOTでトラップされた原子集団). クーリング光のパワーバランスを変えることで, トラップされた原子団の位置が変わることを確認した.

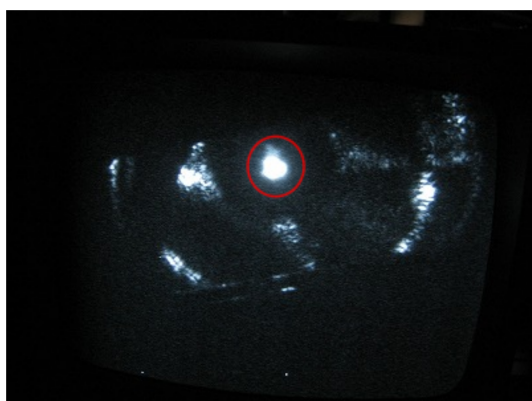


図 4.1.1 上部 CCD カメラで撮影した MOT



図 4.1.2 横 CCD カメラから撮影した MOT

4.2 原子泉

MOTでトラップした原子を打ち上げていくつかの測定をおこなったので, それらについての結果を述べる. ここの節で扱う測定法は飛行時間法 (Time of Flight法: TOF法) [13, 29] と呼ぶものである. 簡単に説明すると, MOTでトラップしたときの原子の大きさと位置を, ムービングモラセスで上方に打ち上げた時の原子の大きさと位置を原子のプロープ光の吸収信号から求め, 広がり方から温度を, 位置と信号の時間から速度を求めるといった方法である. また, TOFから原子数も見積もることができる. これらの詳しい解析方法については付章に記述した.

4.2.1 打ち上げプロセスと温度・原子数・速度測定

打ち上げにはムービングモラセスを使う。PGC, ムービングモラセスに移行してからクーリング光の周波数は, 40段階にわけて制御している。その際の移動周波数の変化のさせ方, つまりモラセスの流れ方のパターンを変えたときの温度, 原子数の評価をおこない, 打ち上げ速度の測定をおこなった。

光は斜めから入射しているため, 打ち上げにかけられる時間は原子が交差している領域にいた間だけである。冷却したまま打ち出すためには, 光との相互作用時間を伸ばす必要がある。そのため, 一度原子団を下方に下げ, そのあと上方に打ち出すといった方法を採用した。図4.2.1が打ち出しの様子を示したものである。

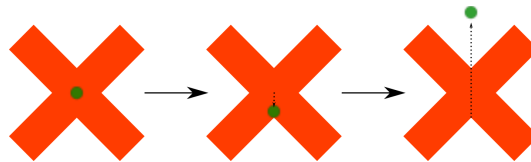


図 4.2.1 原子泉の移動方向図。初期位置から下方に移動させ、そこから加速して打ち出す。

MOTから打ち上げまでのタイミングテーブルは, 図4.2.2のとおりである。3.73 sで一回のサイクルが終わり, このサイクルを繰り返すようにしている。

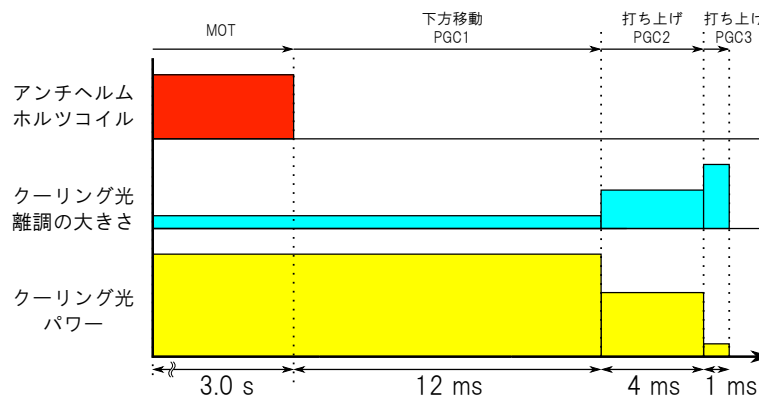


図 4.2.2 各制御のタイミング

まずMOTで3 sかけて原子を捕獲し, アンチヘルムホルツコイルを切る。そこから12 msかけて原子を一度下方に移動させる。その後徐々に上方へ打ち出すように移動周波数を調整しながら, 2段階に分けて離調を増やすと共にパワーを下げていく。PGCは離調を増やし, パワーを下げるほうが効くためである。

本実験ではスリットを2枚用いるため, 過去の実験よりも測定に寄与する原子数は減少してしまう。そのため過去の実験とは異なる, 出来るだけ冷却されていて, かつ原子数の少しでも多くなる打ち上げ方を決定するため, 移動周波数の変化のさせ方をいくつかのパターン（図4.2.3）を用意し, 実験をおこなった。用意したパターンを図4.2.3に示した。思想としては急激な移動周波数

の変化を減らし，その変化のさせ方を正弦波 $\sin \theta$ に近似してみるというものである．
それぞれ以下のようにパターンを作っている．

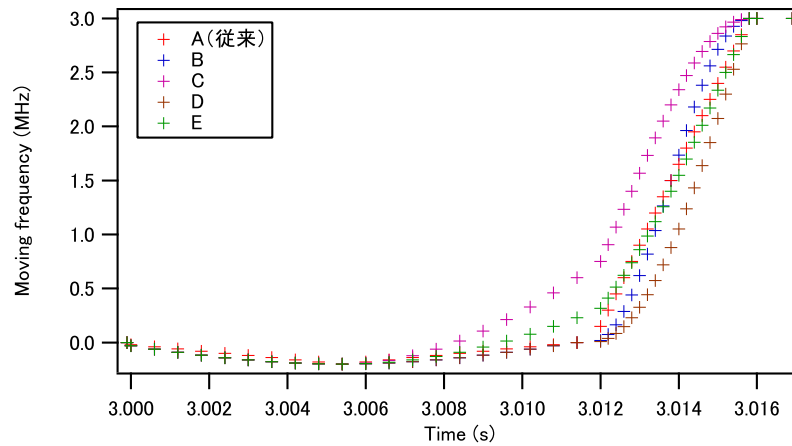


図 4.2.3 移動周波数の変化のさせ方．打ち上げ周波数は 3.0 MHz．

1. パターンA… 3.006 s ,3.012 sの2点から傾きを変えている．
2. パターンB… 3.000 s ~ 3.012 sまでは正弦波 $\sin \theta$ の位相 $\theta = -\pi \sim 0$ の範囲に近似し，3.012 sから最後までを $\theta = -\pi/2 \sim \pi/2$ の範囲に近似している．
3. パターンC… 3.000 s ~ 3.006 sまでは正弦波の $\theta = -\pi \sim -\pi/2$ の範囲に近似し，3.006 sから最後までを正弦波の $\theta = -\pi/2 \sim \pi/2$ の範囲に近似している．3.012 sから変わっているように見えるのは，周波数を切替えるタイミング（時間間隔）が短くなっているからである．
4. パターンD… 3.000 s ~ 3.012 sまでは正弦波の $\theta = -\pi \sim 0$ の範囲に近似し，3.012 sから最後までを正弦波の $\theta = -\pi/2 \sim 0$ の範囲に近似している．
5. パターンE… 3.000 s ~ 3.006 sまでは正弦波の $\theta = -\pi \sim -\pi/2$ の範囲に近似し，3.006 sから最後までを正弦波の $\theta = -\pi/2 \sim 0$ の範囲に近似している．3.012 sから変わっているように見えるのは，周波数を切替えるタイミング（時間間隔）が短くなっているからである．

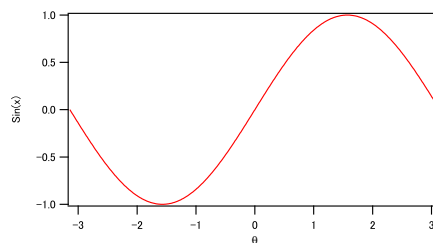


図 4.2.4 正弦波

なお，観測におけるプローブ光は $\phi 3$ mm，パワーは1 mWにND3フィルターを2枚加え，高さはMOTトラップ位置から231 mmにしておこなった．得られるデータの一例が図4.2.5である．

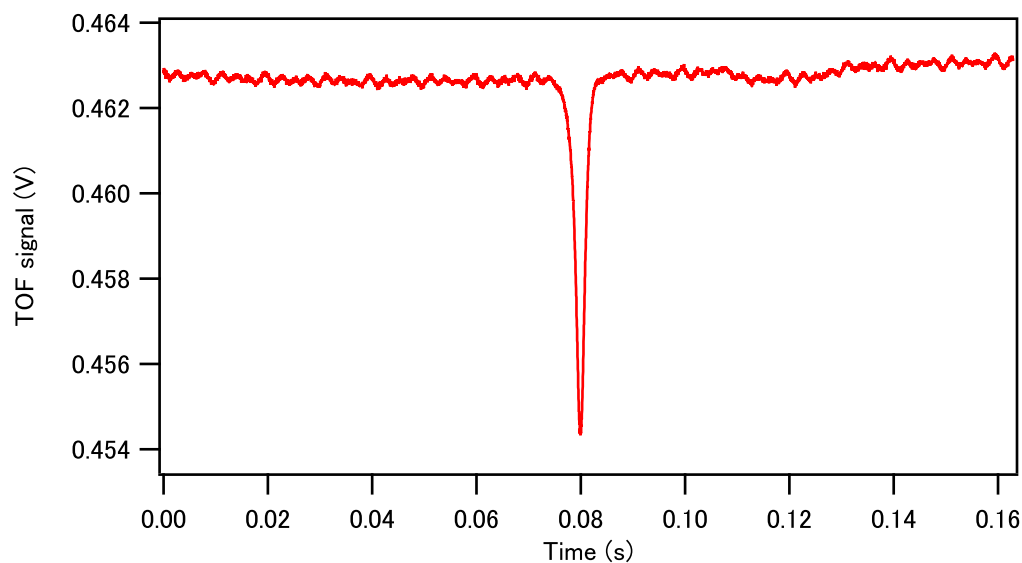


図 4.2.5 TOF 信号の一例．プローブ光強度を測定しており，原子が通過するところで原子による吸収が起きる．

(i) 温度・原子数について

16回平均を取ったTOF信号を解析して得られた温度が図4.2.6 ,原子数が図4.2.7である．打ち上げ周波数は3 MHzであり ,それぞれの信号は16回平均を取ったものである．測定はA → B → C → D → E の順に2回繰り返しておこなった．

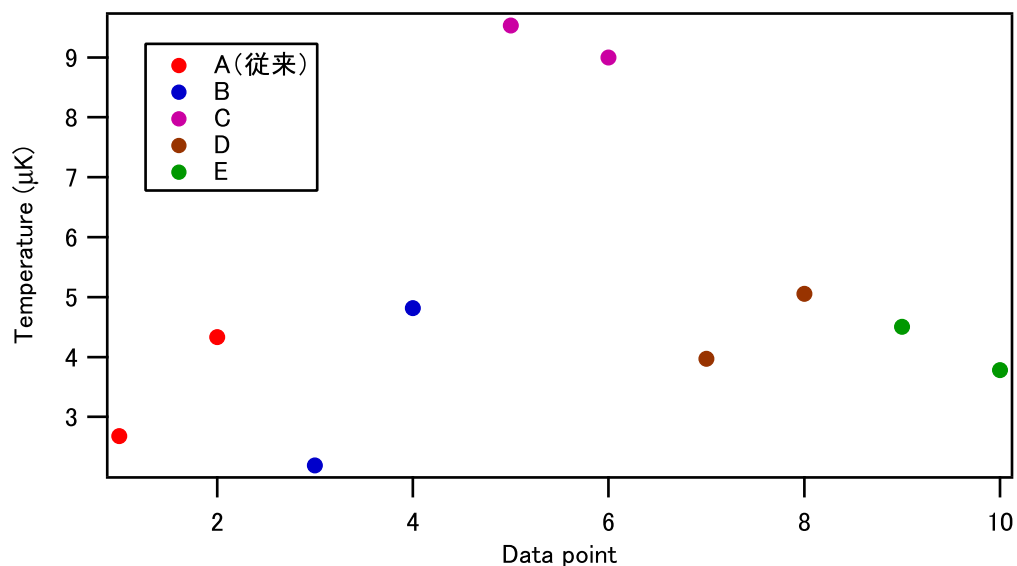


図 4.2.6 各打ち上げパターンごとの温度

過去の実験のパターンAと比べるとCだけが明らかに冷えていないことがわかる．これは移動周波数をあげるタイミングが早かったため，十分に冷える前に相互作用領域から出てしまったことによるのではないかと考えられる．

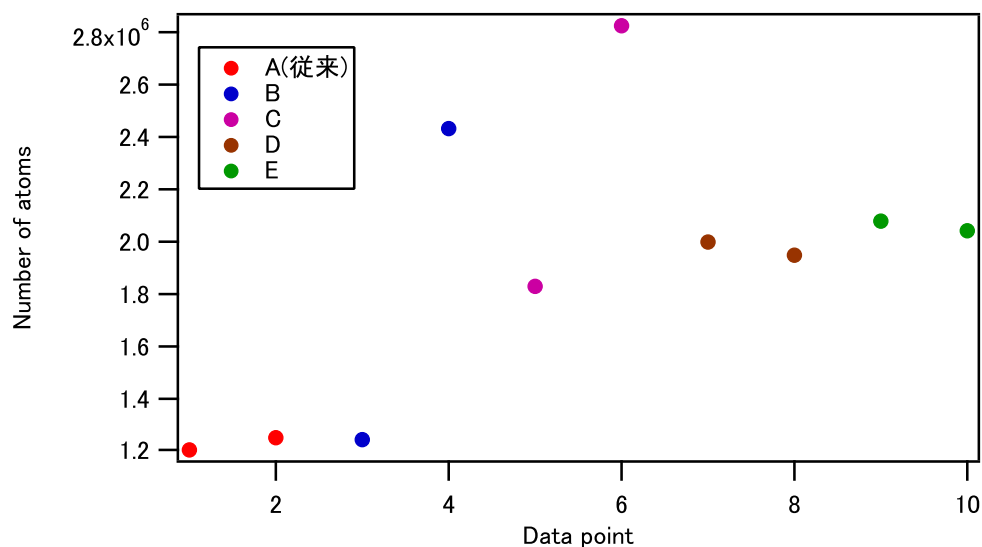


図 4.2.7 各打ち上げパターンごとの原子数

原子数は、パターンBとCでばらつきが目立っている。パターンBはAと同じ程度に原子数が少ないこともあり、またCは温度が高い。結果、原子数が従来の打ち上げパターンに比べて多いパターンEが新しく作った打ち上げパターンの中では安定もしており、良さそうである。この結果から、再度パターンAとEの比較をおこなった。

図4.2.8、図4.2.9が32回平均の測定をパターンA→E→A→...と交互に3回ずつ繰り返した結果である。この測定における打ち上げ周波数は2.4 MHzである。

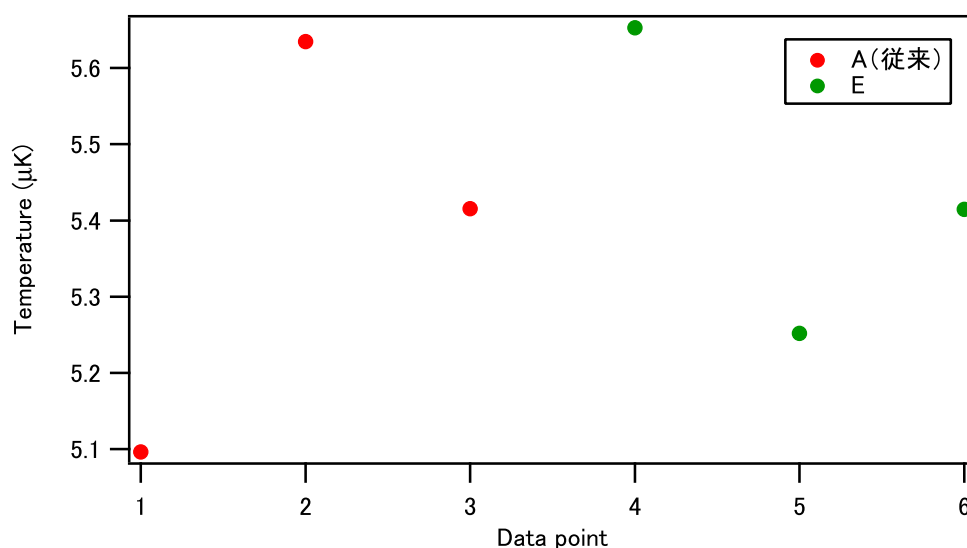


図 4.2.8 A パターンと E パターンの温度

温度に関してはどちらも同程度であるが、原子数はパターンEの方が多い。少し大きくなる理由は一度原子団を下方に下げ、とめて打ち上げる際に流れに乗りきれず落下してしまう原子がパター

ンAでは多いのではないかと考えられる。

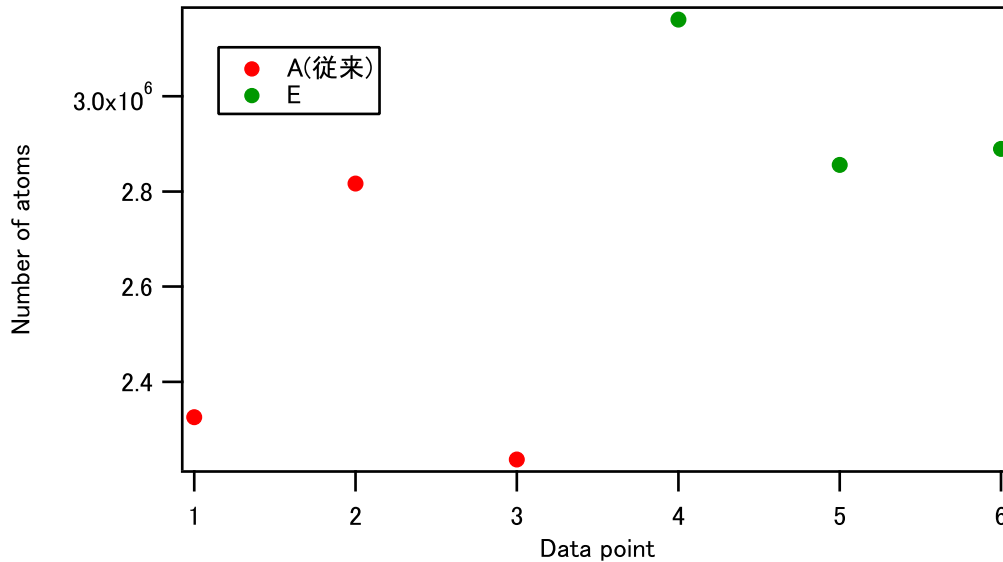


図 4.2.9 A パターンと E パターンの原子数

この結果から，原子ミラー実験および運動誘起共鳴実験をおこなうにはパターンEの打ち上げ方法を選ぶべきであると判断した。

(ii) 速度について

打ち上げ周波数を変えながら速度を測定した．その時のTOF信号を図4.2.10に，この解析から打ち上げ周波数と初速度の関係をまとめたものが図4.2.11である．

周波数依存性の各エラーバーは，各打ち上げ周波数に対応する速度において1 msだけ進む程度の不確かさが光を切る瞬間の原子集団の位置にあるだろうと想定してつけている．線形フィッティングによくあっており，この辺りの打ち上げ周波数では自在に初速度を制御できることがこれによって示されている．運動誘起共鳴実験では，縦磁場1～2 Gでの共鳴を想定している．それに必要な初速度はこの範囲内にあるため，ここまでの原子の制御は十分である．

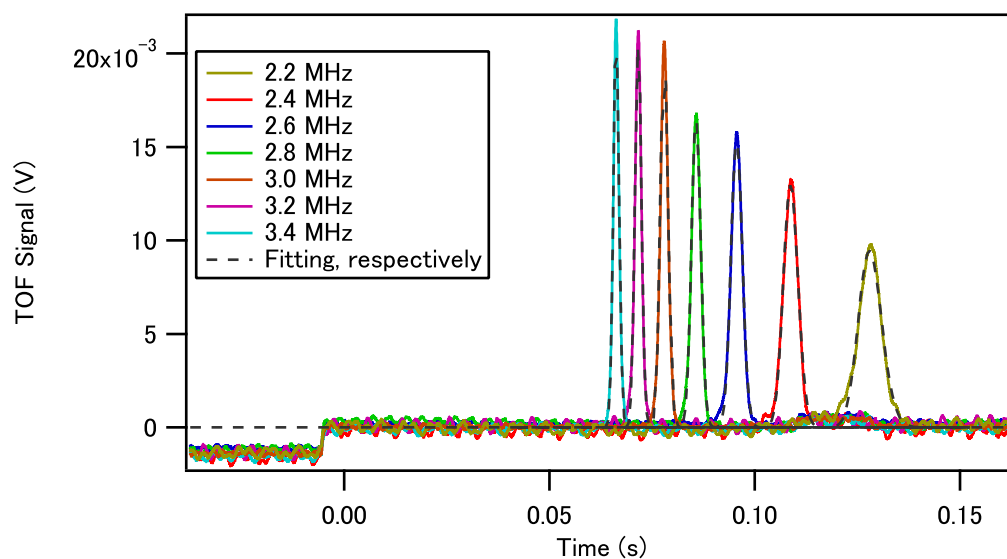


図 4.2.10 打ち上げ周波数を変えた時の TOF 信号

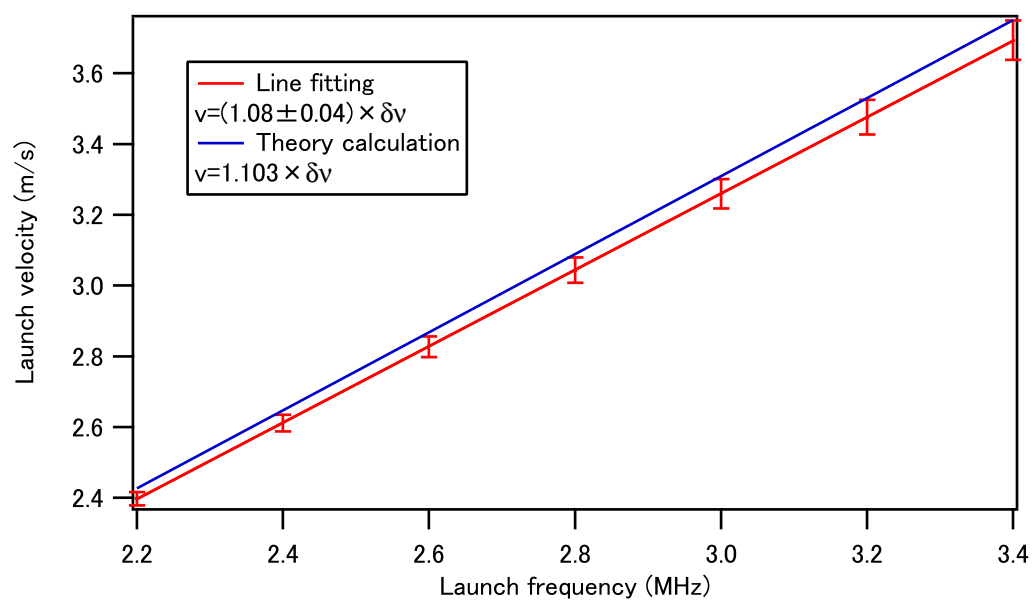


図 4.2.11 打ち上げ速度の打ち上げ周波数依存性

4.2.2 スリットによるコリメーション

導入したスリットを通過する原子の観測をおこなった．実験は1つ目のスリットの下，1つ目のスリットと2つ目のスリットの間，2つ目のスリットの上にプローブ光を入れ，吸収信号の大きさを比較した．

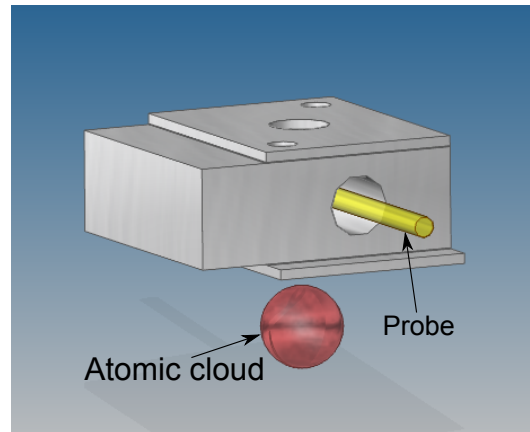


図 4.2.12 スリットの真ん中にプローブを入れた場合の配置

なお，この測定から以後はPEM (Photoelastic Modulator: PEM) とロックインアンプを用いたロックイン検出にてS/Nを良くし，測定をおこなっている．プローブ光についても，2 mWの光をカード式の赤外センサで見えなくなる程度に小さくすることで感度を高めて測定をおこなっている．ロックイン検出の詳しい説明は付章に詳しく記載した．

2つのスリットを通す際に，通過原子数に強く影響を及ぼすのは各クーリング光のパワーバランスと経路である．最大限大きい信号を出す，つまり通過する原子を増やすためにはパワーバランスを決定する $\lambda/2$ 板の角度は1度以下の精度が必要である．斜め入射あるいは水平入射の方向を決める各ミラーの角度は6本のガウシアンビームの中心を一致させるようにしなければならないが，光が交差する辺りは磁気シールドがあるために直接経路を確認できず，非常に難しい．それに加え，MOTでトラップした原子の中心がスリットの中心に来るように6本の光の経路を調整しなければならない．

結果，得られたデータが図4.2.13である．それぞれの信号は32回平均を取ったものである．スリットの前を通過する原子のTOF信号の大きさに対して2つのスリット間の原子のTOF信号の大きさは2.76%であり，2つのスリットの間の原子のTOF信号の大きさに対して2つ目のスリットを通過した原子のTOF信号の大きさは44.5%であった．したがって，2つのスリットを通過する原子は打ち上げた原子のうち約1.23%程度であることがわかった．温度を $5.5\mu\text{K}$ と仮定し，スリットを通る原子集団の割合を計算すると，1つ目のスリットを通る原子集団はスリットを通る前の3.05%，2つ目のスリットを通る原子集団は，1つ目を通った原子集団の52.7%である．理想的には2つのスリットを通る原子集団は，打ち上げた原子集団の1.61%となる．これと比較するとだいたい見積りと合っているが，31%ほど小さく，これは平均を取った信号の揺らぎよりも大きいため，クー

リング光の経路，パワーバランスにまだ改善の余地がのこっていると言える．

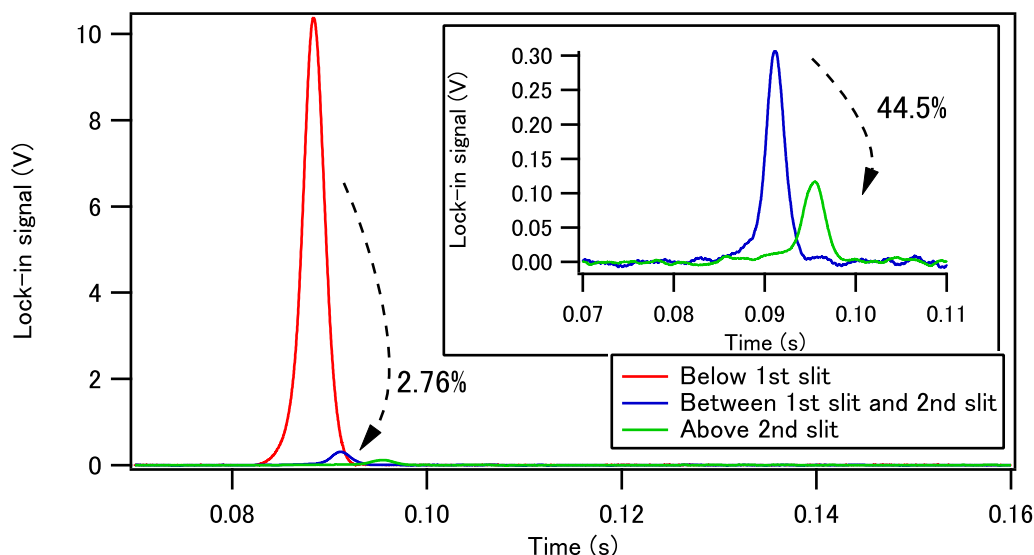


図 4.2.13 スリット下，間，上における TOF 信号

しかし，2つのスリットをとった原子の信号のS/Nは13.2程度なので，これだけの信号が見えていれば原子ミラーを介して磁気共鳴が起きた場合の観測が可能であると期待できる．

4.3 運動誘起磁気共鳴

原子ミラーなしでの運動誘起共鳴の実験をおこなった．ここで用いた測定法は光磁気二重共鳴というものである（詳しくは付章参照）．簡単に説明すると，まず原子団の内部状態（磁気副準位）を光ポンピングによって偏極しておく．この偏極状態で磁気共鳴が起こると磁気副準位の占有割合が変わるため，偏極が崩れ，光の偏光によって光の吸収量が変わる．つまり，吸収量の差を取ることで磁気共鳴を観測するというものである．実際は打ち上がってくる原子集団はすでに偏極がされており，これはおそらくPGCの影響であると考えている．

この実験は，磁性体を引いた状態で2つ目のスリットを通ってくる原子が観測されることを確認し，徐々に磁性体を前に出し，原子の吸収信号が見えなくなる手前まで出した状態で縦磁場の掃引をおこなった．測定は縦磁場を作るコイルに流す電流を5 A → 0 A → 5 A → 0.2 A → ...のように対象の電流値（0 A, 0.2 A, ..., 5.0 A）の測定前後で5 Aのデータを取り，前後の信号の平均の大きさと，対象の電流値における信号の大きさの差をとっている．各点のエラーバーは5.0 Aの33個のデータを同じように規格化したときの信号のばらつきを標準偏差をとって求めたものである．各磁場でも同様の割合で揺らぎが存在すると考え，またベースラインの揺らぎも考慮し，2つの揺らぎの二乗和の平方根を各点のエラーバーに適応させた．図4.3.2が磁場を掃引したときのデータである．

打ち上げ周波数3.0 MHzでの磁性体表面での速度は2.21 m/sであるので，原子が静周期場から感

じる周波数 f は

$$f = \frac{2.21}{3.6 \times 10^{-6}} \approx 615 \text{ [kHz]} \quad (4.3.1)$$

となる．しかし615 kHz辺りに共鳴が見えている結果は得られなかった．磁性体のつくる周期磁場が磁性体表面 $3 \mu\text{m}$ 程度であり，スリットで切り出している原子の磁性体垂直方向の幅は $100 \mu\text{m}$ である．そうすると，磁気共鳴が起きる原子の割合は3%以下と考えられ，ロックイン信号の揺らぎは12%程度であるから，磁気共鳴が起きていても揺らぎの中に消えてしまい判断ができないと考えられる．

結果として，より多くの原子を磁性体表面に近づけなければ磁気共鳴による信号の観測はできないということがわかった．

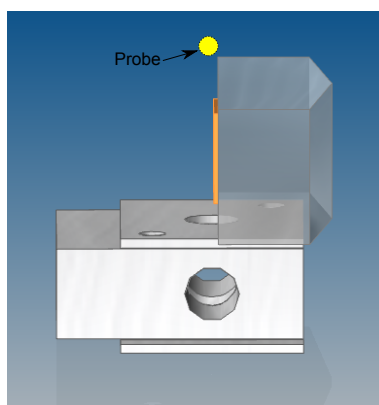


図 4.3.1 運動誘起共鳴実験概要図

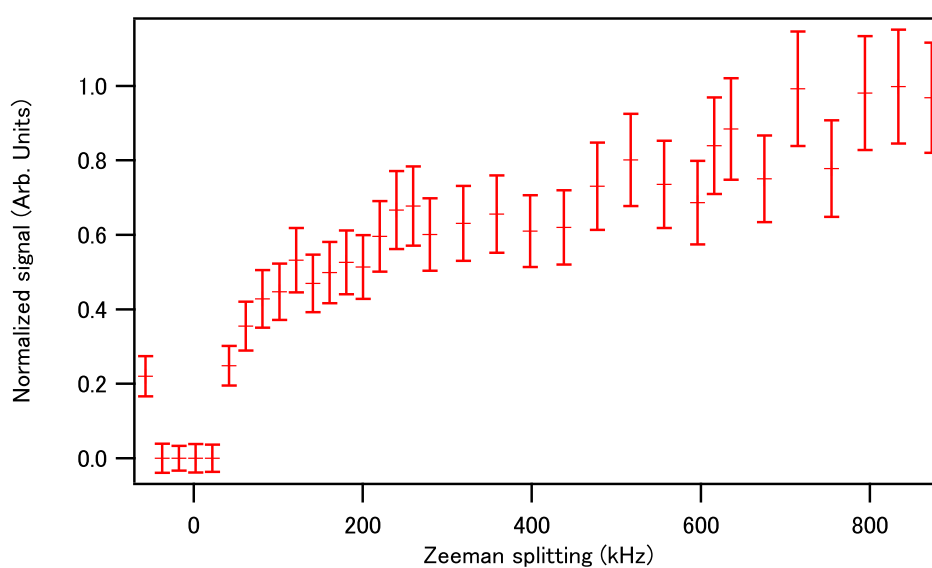


図 4.3.2 磁場掃引データ．横軸は $F = 3$ の磁気副準位の間隔 467 kHz/G から変換している．

4.4 原子ミラー

幅 $100\text{ }\mu\text{m}$ の原子集団が磁性体表面を通過しても磁気共鳴は見えなかった．原子集団が均一に磁場を感じるようにするため，原子ミラーを使う必要がある．そのためスリットで切り出した原子に対して，原子ミラーの実験をおこなった．実験ではプローブ光を磁性体の少し上に配置している．おこなった測定は，EWレーザー光のパワーは 300 mW 一定のもと

- 入射角については臨界角，臨界角から 43° ， 86° ， 129° の4通り
- 磁性体角度については $3.5/350\text{ rad}$ ， $5/350\text{ rad}$ ， $10/350\text{ rad}$ の3通り
- プローブ位置については軌道上横方向 $\pm 1.5\text{ mm}$ 程度の範囲で3通り
- EWレーザー光の離調については $F = 3 \rightarrow F' = 4$ から 2 GHz ， 2.5 GHz の青離調の2通り
- 縦磁場の値については 1 G ， 2 G の2通り（磁気共鳴による偏極緩和が起きてしまい，今の測定法では観測ができていない可能性を防ぐため）

と何通りもの組み合わせで実験をおこなった．また，測定毎に磁性体の位置を下げ，原子が2つ目のスリットを通過していることを確認してから測定をおこなっている．

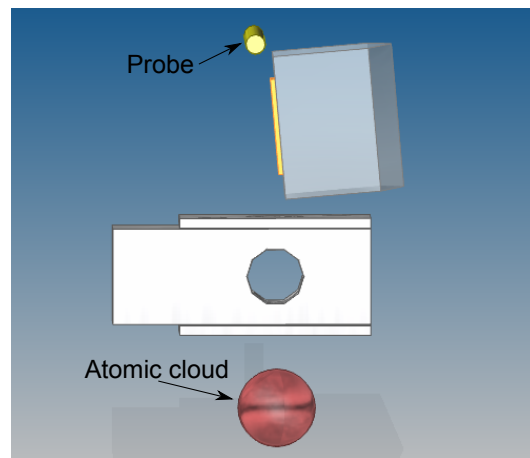


図 4.4.1 原子ミラー実験概要図

結果として，原子ミラーの効果を見ることはできなかった．過去に磁性体表面において原子ミラーが成功したという報告は[14]以外になく，[14]に関しても磁性体ではなく磁性体下のプリズム表面における原子ミラーを見ていたのではないかとということがひとつ懸念としてあり，再現性がないために磁性体表面で起こせるか否かということに関してはいまだ未知といって過言ではない．

プリズムでの反射率は報告されているものでおおよそ 10% [21]程度である．TOF信号のS/Nから考えて磁性体表面での反射率が 7.6% 以下でなければ反射された原子による吸収信号が見えるはずである．

また，磁性体自体も完全に透明というわけではなく少し茶色がかっているため，そこで散乱光

が生じ、原子の軌道を変えてしまうような悪影響を及ぼしている可能性も否めない。今回の実験のような複雑なシステムではなく、単に冷却原子を自由落下させて磁性体表面でのEWがある場合とない場合での反射率を測定し、現在のS/Nで観測が可能か否かを判断する必要があると考えられる。

第5章 結論

本研究では、全実験系を構築しなおし、改良をおこない、MIRの観測を目指した。その結果、目標としていたルビジウム原子の運動誘起共鳴を観測するための冷却ルビジウム原子ビームの開発、および以下に述べるように原子ビームのより厳密な制御に成功した。構築した実験系を用いて運動誘起共鳴、エバネッセント波による原子ミラーの実験をおこなった。

冷却ルビジウム原子ビームはMOT, PGC, ムービングモラセスを順におこなうことで実現した。その温度は $5\text{ }\mu\text{K}$ 程度であり、打ち出し初速度は $2.4\text{ m/s} \sim 3.7\text{ m/s}$ の範囲内で制御できることを確認した。今まで不明瞭であった原子ビームの軌道や、原子の磁性体への入射角を確定するために2枚のスリット板を導入した。6つの光のパラーバランスと経路を調整し、スリットを通過する原子を観測することに成功した。

次にスリットを通過した原子集団に原子ミラーなしでの透明磁性体表面における磁気共鳴の観測をおこなった。しかし観測しているロックイン信号の揺れが大きいことが要因となり、共鳴信号の観測はできなかった。

最後にスリットを通過した原子に対して原子ミラーの実験をおこなったが、原子ミラーの効果は観測することができなかった。過去におこなわれた実験ではわからなかった原子の軌道はわかっており、原子ミラーに用いるレーザーの周波数はロックして安定しているため、過去におこなわれた実験の結果を疑うものとなった。

今後の課題として考えられるのは、原子集団がスリットに入射する前に2次元圧縮[25]をおこなない原子密度をあげて信号を大きくすることや、プローブ光のパワー揺らぎをなくするようなシステムと測定機器の電氣的雑音をさらに小さくするシステムを導入するなどといったことが考えられる。また、磁性体表面での原子ミラー（量子反射・EW反射）の反射率を単独の実験で測定する必要もあると考えられる。この実験をすれば、上記の改良を施す前に、現在のロックイン信号の大きさ（ $S/N=13.2$ ）で観測可能か否か決定できる。これらの改良、測定を加えていけば、共鳴信号を観測することができ、運動量変化も観測することができるだろう。

付章

付章 A ルビジウムと磁気共鳴

本実験で用いるルビジウムのエネルギー準位について述べる．ルビジウム原子はアルカリ原子であり，最外殻電子が1つの原子である．そのため，全スピン角運動量 S と全軌道角運動量 L への寄与はこの最外殻電子からのみとなる．

スピンがあることで，スピンによる磁気モーメントと電子の軌道運動との間に相互作用が生じる．これをスピン - 軌道相互作用と呼ぶ．これによるエネルギー構造を微細構造と呼び， ^{85}Rb の場合，基底状態は $5s^2S_{1/2}$ ，第一励起状態は $5p^2P_{1/2}$ と $5p^2S_{3/2}$ の2つに分かれる． $5s^2S_{1/2} \leftrightarrow 5p^2P_{1/2}$ の遷移を D_1 遷移， $5s^2S_{1/2} \leftrightarrow 5p^2P_{3/2}$ の遷移を D_2 遷移と呼び，実験では D_2 遷移の共鳴を使用している．

さらにルビジウム原子は原子核に核スピン I を持ち，原子核スピンによる磁気モーメントと電子の相互作用によってより細かくエネルギー準位が分裂する．このエネルギー構造を超微細構造と呼び，全角運動量は $F = I + J$ で表される．ここで J は $J = L + S$ である．原子のエネルギー固有状態はこの角運動量子数 F とゼーマン効果による磁気副準位 m_F を使って $|F, m_F\rangle$ と書かれる． ^{85}Rb の基底状態 $5s^2S_{1/2}$ は角運動量の合成により $F = 2, 3$ の2つに分裂が起き，第一励起状態 $5p^2S_{3/2}$ は $F' = 1, 2, 3, 4$ の4つに分裂が起きる．

各超微細エネルギー準位の磁気副準位は縮退しているが，磁場を加えると縮退が解ける．今，磁場を加える方向を z 軸（量子化軸）とし，加える磁場が弱いとすると，相互作用ハミルトニアンは

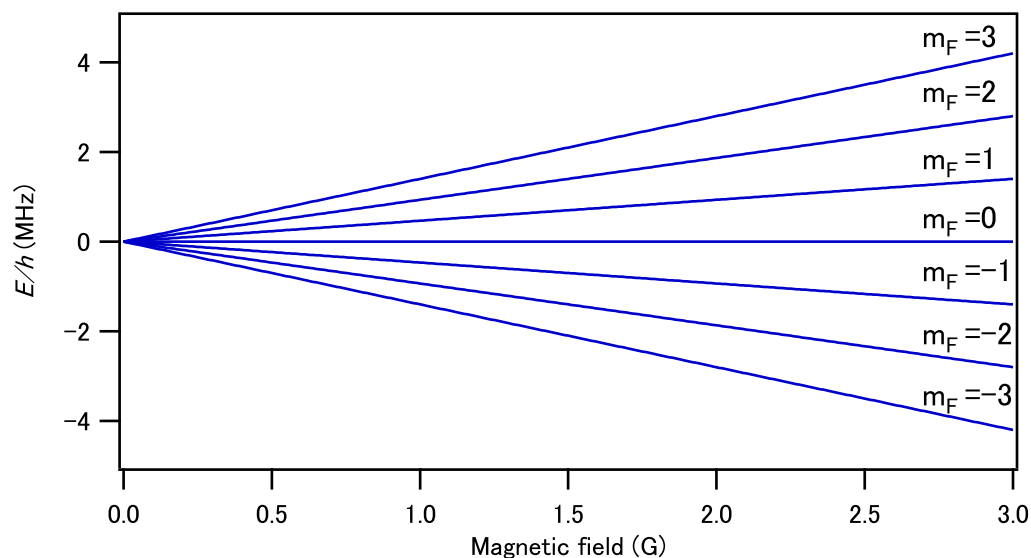
$$H_B = \mu_B g_F \frac{F}{\hbar} B_z \quad (\text{付章 A.1})$$

となる．ここで μ_B , g_F , B_z はそれぞれボーア磁子，ランダウの g 因子，磁場の強さである．これより，各磁気量子数におけるエネルギーの分裂は

$$\Delta E_{F, m_F} = \mu_B g_F m_F B_z \quad (\text{付章 A.2})$$

となる．これを横軸に磁場の強さ，縦軸にエネルギーをプランク定数で割ったものをプロットしたものが図付章A.1である．

^{85}Rb のエネルギー構造や光との相互作用に関しては[26]や[27]に詳しい．



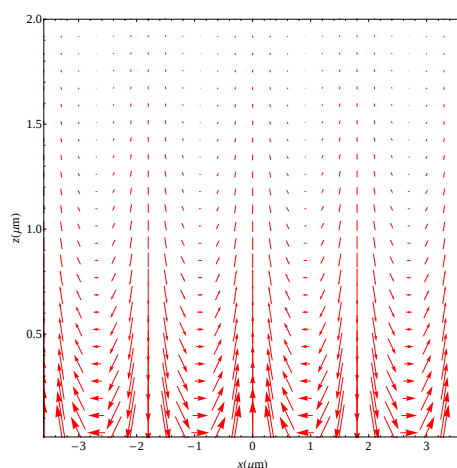
図付章 A.1 磁場中での ^{85}Rb の $F = 3$ のエネルギー

本実験では、この磁気副準位における遷移を対象としている。実際には一定磁場のもとで、その磁場に対して垂直な平面内で回転する磁場を加えると、磁気共鳴が起きうる。回転磁場の周波数と、磁気副準位間のエネルギー差に対応する周波数が一致するとき、そのエネルギー間において磁気共鳴遷移が起きる。ルビジウムの場合、図付章A.1で示したように、例えば1 Gの磁場のもとで467 kHzの周波数を持った回転磁場（直線的に振動する磁場でも良い）を照射し続けられれば $m_F = 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 0 \rightarrow -1 \rightarrow -2 \rightarrow -3 \rightarrow -2 \rightarrow \dots$ と磁気量子数の変化をとまなう磁気共鳴が起きる。

実験では静周期磁場を通過することで、原子が回転磁場を感じるため、磁気共鳴が起きる。

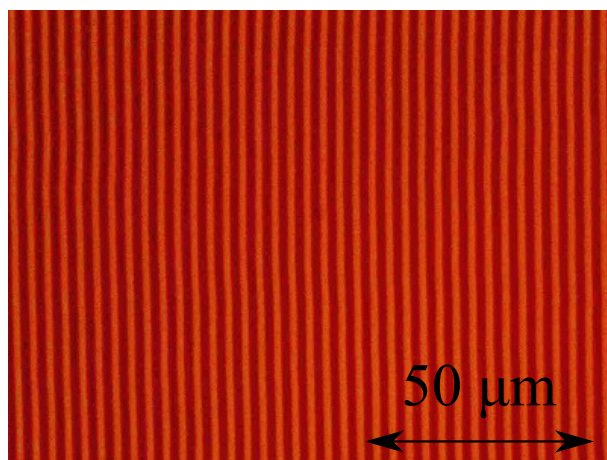
付章 B 透明磁性体

本実験で用いる磁性体について述べる．本実験ではエバネッセント波との組み合わせを考えて透明な磁性体を用いている．透明磁性体は $10 \times 10 \text{ mm}^2$ の大きさであり，ガリウムガドリウムガーネット（Gallium Gadolinium Garnet: GGG）の基板の上に液層エピタキシャル成長法により磁性ガーネット薄膜が作成されている．GGGの厚さは $467 \mu\text{m}$ ，薄膜厚さは $2 \mu\text{m}$ であり，表面に $3.6 \mu\text{m}$ の周期磁化パターンを持っている（詳しくは[28]）．この磁性体の飽和磁化は 720 G [28]であるので，表面近傍における磁場を計算すると図付章B.1のような磁場が形成されていることがわかる．



図付章 B.1 磁性体表面における磁場．磁性体垂直方向に z 軸を取り，周期方向に x 軸を取っている．

実験に用いた磁性体の磁気光学顕微鏡像が図付章B.2である．濃淡の違いは，磁区内の磁化方向の違いから光の偏光面がそれぞれ逆向きに回転したことを示している．この図から磁区がストライプ状に並んでいるのが見て取れ，表面上に静周期場を形成していることがわかる．

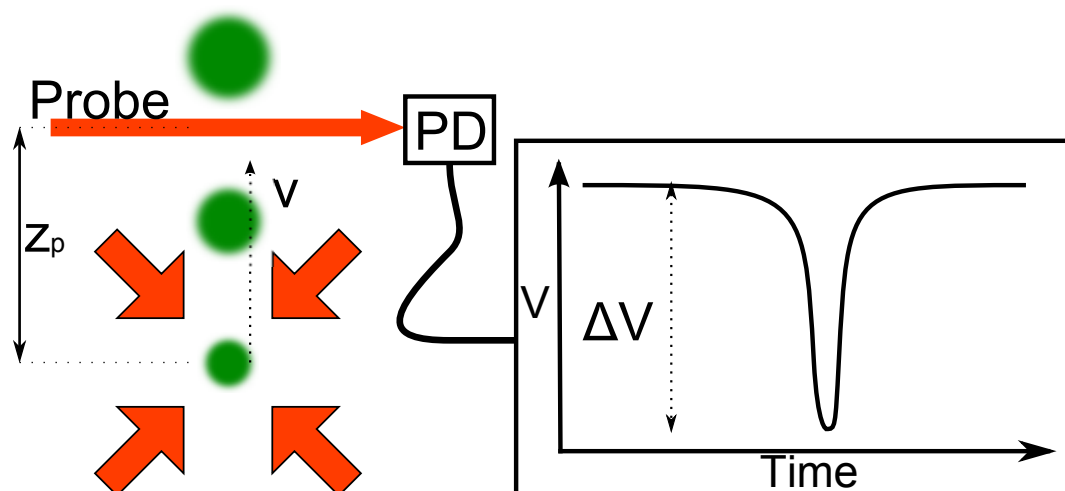


図付章 B.2 透明磁性体の磁気光学顕微鏡図

付章 C 飛行時間法

本実験で測定の際に用いる飛行時間法 (Time of Flight: TOF) [13, 29] について述べる。TOFは冷却原子の温度を見積もるときに使用する方法であり、原子の飛行時間の分布を測ることによって温度を導出するというものである。また、原子泉で打ち上げた原子集団の飛行時間から打ち上げ速度、プローブ光の吸収量から原子数も知ることができる。

原子の打ち上げ位置から z_p 上方に共鳴周波数に合ったプローブ光を入れておく。プローブ光に打ち上げた原子集団があたると、原子はプローブ光を吸収するため、プローブ光強度の大きな時間変化を見ることが出来る。原子集団は初め、ある温度で平衡状態に達しており、マクスウェル・ボルツマン分布していると仮定すると、それに従って打ち上げられた原子は時間がたつにつれ膨張する。その膨張の度合は原子集団の速度分布に依存する。原子集団があたって変化したプローブ光の時間変化から原子集団の空間分布を得て、それを速度分布に変換することで温度が求められる。



図付章 C.1 TOF 概要図

冷却原子の密度分布がガウス分布であると仮定する。時刻 $t = 0$ における密度分布は

$$n_0(\mathbf{r}_0, 0) = A_0 \frac{\exp(-r_0^2/2\sigma_n^2)}{(2\pi\sigma_n^2)^{3/2}} \quad (\text{付章 C.1})$$

と書ける。ここで σ_n は原子集団の中心から、中心の密度の $1/e$ まで落ちるところまでの距離である。時刻 t における密度分布は

$$\begin{aligned} n(\mathbf{r}, t) &= A_0 \frac{\exp(-r^2/2\sigma_c^2)}{(2\pi\sigma_c^2)^{3/2}} \\ &= A_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{cx}} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_{cx}^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{cz}} \exp\left(\frac{-(z - v_0 t - gt^2/2)^2}{2\sigma_{cz}^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{cy}} \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_{cy}^2}\right) \end{aligned} \quad (\text{付章 C.2})$$

となる．ここで $\sigma_c^2 = \sigma_n^2 + k_B T t^2 / m$ であり，それぞれ前からボルツマン定数，温度，時刻，質量である．また， $\sigma_{ci}^2 (i = x, y, z)$ は x, y, z 軸方向の原子集団の密度分布の分散である．

次にプローブ光について考える．プローブ光もガウス分布した光であり， y 軸方向に伝搬しているの

$$I(x, y, z) = I_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{px}} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_{px}^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{pz}} \exp\left(\frac{-(z - z_p)^2}{2\sigma_{pz}^2}\right) \quad (\text{付章 C.3})$$

と書ける．ここで $\sigma_{pi}^2 (i = x, z)$ はプローブ光の強度分散である．

このときの原子集団による光の吸収を考えると，単位時間辺りの光子数 N の変化量は

$$\frac{dN}{dt} = -\sigma_{eg} c n(x, y, z) N \quad (\text{付章 C.4})$$

と書ける．ここで， σ_{eg} ， c ， $n(x, y, z)$ はそれぞれ吸収断面積，光速，原子集団の密度である．吸収断面積 σ_{eg} は

$$\sigma_{eg} = \frac{3}{2\pi} \lambda^2 \quad (\text{付章 C.5})$$

であり[26]，今回の実験では $\lambda = 780.24 \text{ nm}$ である．光子数を光強度に書き換え， $dy = c dt$ の書き換えで式付章 C.4 は

$$\frac{dI(x, y, z)}{dy} = -\sigma_{eg} n(x, y, z) I(x, y, z) \quad (\text{付章 C.6})$$

となる．この両辺を積分すれば，TOFによる光強度の変化量 ΔI は

$$\begin{aligned} \Delta I &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dz \int dI \\ &= \sigma_{eg} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{y_2}^{y_1} dy n(x, y, z) I(x, y, z) \\ &= \sigma_{eg} A_0 I_0 \times \text{TOF}_{\text{fitting}} \end{aligned} \quad (\text{付章 C.7})$$

となる．ここで y_1, y_2 は壁面（ビューポート）までの距離である．この両辺にフォトダイオードによる光強度と電圧の変換係数 B をかければ実際に実験で得られる TOF 信号が求められる．よってフィッティングに使用する式は

$$\text{TOF}_{\text{fitting}} = \left\{ \frac{1}{2} \text{erf}\left(\frac{y_2}{\sqrt{2}\sigma_{cy}}\right) - \text{erf}\left(\frac{y_1}{\sqrt{2}\sigma_{cy}}\right) \right\} \times \frac{\exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{x_p^2}{\sigma_{cx}^2 + \sigma_{px}^2} + \frac{z_d^2}{\sigma_{cz}^2 + \sigma_{pz}^2} \right]\right)}{\left\{ [2\pi(\sigma_{cx}^2 + \sigma_{px}^2)] [2\pi(\sigma_{cz}^2 + \sigma_{pz}^2)] \right\}^{1/2}} \quad (\text{付章 C.8})$$

となる．また，原子が光を吸収するときとしないときの比

$$\frac{\Delta I}{I_0}$$

について考える．この分子分母に変換係数 B をかけると

$$\begin{aligned} \frac{B\Delta I}{BI_0} &= \frac{\text{TOF}}{\text{Baseline}} \\ &= \sigma_{eg} n_0 \text{TOF}_{\text{fitting}} \end{aligned} \quad (\text{付章 C.9})$$

となる． $\text{TOF}_{\text{fitting}}$ を使って解析すると，係数 $K = B\sigma_{eg}A_0I_0$ が得られる．これを“Baseline = BI_0 ”で割れば密度が求められる．

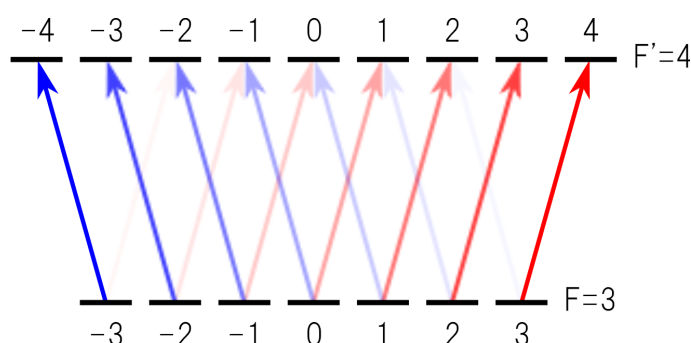
$$A_0 = \frac{K}{\sigma_{eg} \times \text{Baseline}} \quad (\text{付章 C.10})$$

これより原子数が求められる．

付章 D 光磁気二重共鳴

本実験で測定の際に用いる光磁気二重共鳴について述べる．光磁気二重共鳴とは，エネルギーの小さく測定の困難な磁気共鳴をエネルギーの高い光を使って測定する方法である．手法としては，あらかじめ原子集団の内部状態を光ポンピングによって偏極しておく．この偏極した集団で磁気共鳴が起こると内部状態が変わるため，光の吸収量が変化する．従って，その変化を観測することで磁気共鳴の発生を観測することができる．

図付章D.1は ^{85}Rb の磁気副準位図，表付章D.1は σ^+ σ^- 偏光による遷移行列要素である．



図付章 D.1 $F = 3$ と $F' = 4$ の磁気副準位図．それぞれ赤が σ^+ 偏光，青が σ^- 偏光による遷移を示している．

表付章 D.1 ^{85}Rb の σ^+ 偏光による遷移と σ^- 偏光による遷移の双極子行列要素 [27]

	$m_F = -3$	$m_F = -2$	$m_F = -1$	$m_F = 0$	$m_F = 1$	$m_F = 2$	$m_F = 3$
σ^+	$\sqrt{\frac{1}{56}}$	$\sqrt{\frac{3}{56}}$	$\sqrt{\frac{3}{28}}$	$\sqrt{\frac{5}{28}}$	$\sqrt{\frac{15}{56}}$	$\sqrt{\frac{3}{8}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$
σ^-	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	$\sqrt{\frac{3}{8}}$	$\sqrt{\frac{15}{56}}$	$\sqrt{\frac{5}{28}}$	$\sqrt{\frac{3}{28}}$	$\sqrt{\frac{3}{56}}$	$\sqrt{\frac{1}{56}}$

光ポンピングによって原子が $m_F = 3$ にあるとき， σ^+ 偏光による行列要素は $\sqrt{1/2}$ であり，一番強い．一方，原子の内部状態が変わる，すなわち偏極が崩れると吸収量が変わってしまい，偏極しているときのそれよりもより少なくなってしまう．例えば， $m_F = 3$ に偏極された原子集団に磁気共鳴が起き，原子集団のすべてが $m_F = 0$ の状態になったとすると， σ^+ 偏光の吸収量は $5/14$ になってしまうということである．偏極した原子に対して磁気共鳴が起きたときと起きていないときの吸収量に差が出るため，光のパワーを測定すれば，光学的な信号に磁気共鳴の信号が投影されることになるのである．

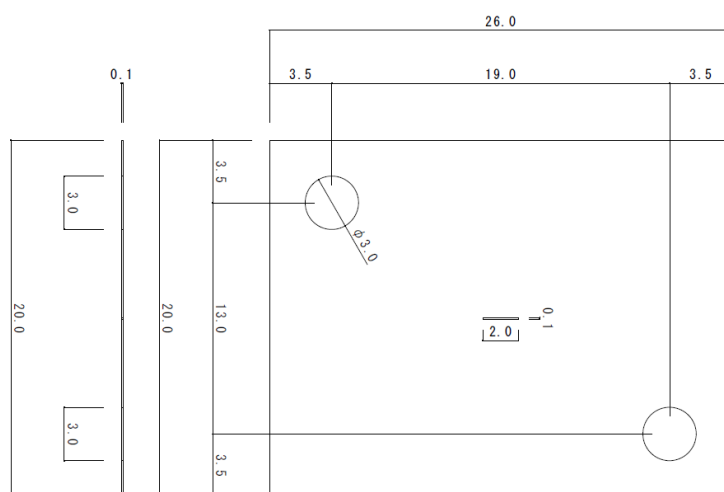
本実験ではプローブ光を光弾性変調器 (Photoelastic Modulator: PEM) に通すことで偏光状態を σ^+ ， σ^- 交互に 42 kHz で変調し，ロックイン検出をしている．ロックインアンプは PEM のコントローラーと同期しており，プローブ光が σ^+ 偏光になったときの吸収量と σ^- 偏光になったときの吸収量の差が出力する．例えば， $m_F = 3$ に偏極されている原子集団を対象に考えると，吸収量に 28 倍の差が出ることがわかる．それに加えてロックインアンプと PEM のコントローラーと周波数，

位相が同期しているため，室内にある蛍光灯やオシロスコープのディスプレイ，実験系で生じる散乱光の影響，電氣的なノイズを減らすことができ，格段にS/Nを良くすることができる．これは磁気共鳴に限らず，少ない原子を測定する際に非常に有効な手段である．

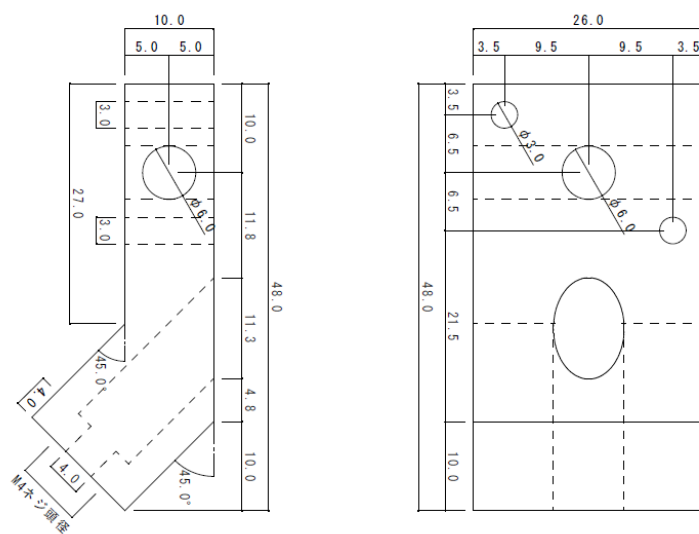
付章 E スリット関連の図面

スリット部は5つの部品を組み合わせている．中心に直線導入器と接続するスリットマウントがあり，その上下にスリット板，さらにそれらを挟むようにスリット固定板を置き，対角上にあけてある $\phi 3$ mmの穴にボルトを通し，固定することで形を成している．ボルトやワッシャー，ナットは全てチタン製のものを使用しており，それぞれ非磁性で，ガス抜き用の溝がついている．

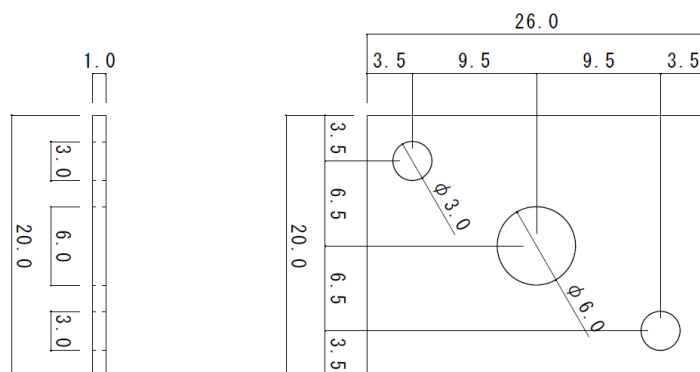
以下，それぞれの図面である．



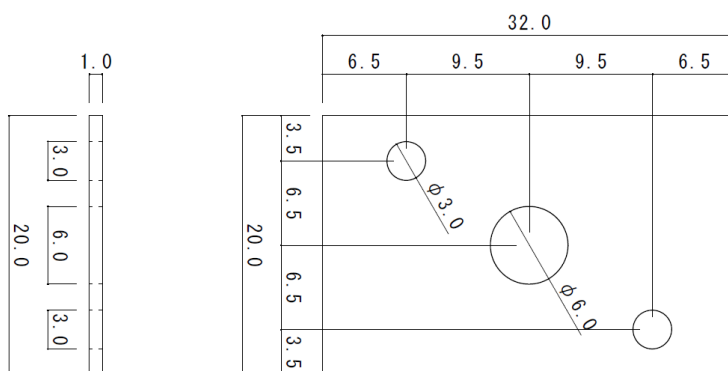
図付章 E.1 スリット板．厚さは $100\ \mu\text{m}$ で，中心に $2\ \text{mm} \times 0.1\ \text{mm}$ のスリットが切ってある．



図付章 E.2 スリットマウント．直線導入器と接続するため，スリットを固定するために使用．横から見た時，真ん中に $\phi 6$ mm の穴をあけることで1つ目のスリットと2つ目のスリットの間にいる原子を観測することができる．



図付章 E.3 スリット抑え（上）．スリット板の上に置き，固定する．



図付章 E.4 スリット抑え（下）．スリット板の下に置き，固定する．

参考文献

- [1] K. Gibble and S. Chu , “ *Laser-Cooled Cs Frequency Standard and a Measurement of the Frequency Shift due to Ultra cold Collisions* ” , Phys. Rev. Lett. **70**, (1993) 1771
- [2] M. Takamoto, F. L. Hong, R. Higashi, and H. Katori , “ *An Optical Lattice Clock* ” , Nature **435**, (2005) 321
- [3] N. D. Lemke, A. D. Ludlow, Z. W. Barber, T. M. Fortier, S. A. Diddams, Y. Jiang, S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker, and C. W. Oates , “ *Spin-1/2 Optical Lattice Clock* ” , Phys. Rev. Lett. **103**, (2009) 063001
- [4] N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith, M. Drndić , “ *Guiding Neutral Atoms on a Chip* ” , Phys. Rev. Lett. **84**, (2009) 1124
- [5] A. Hatakeyama, “ *Velocity-Selective Sublevel Resonance of Atoms with an Array of Current-Carrying Wires* ” , Appl. Phys. B. **92**, (2008) 615
- [6] A. Hatakeyama, Y. Enomoto, K. Komaki, and Y. Yamazaki , “ *Motion-Induced Magnetic Resonance of Rb Atoms in a Periodic Magnetostatic Field* ” , Phys. Rev. Lett. **95**, (2005) 253003
- [7] Y. Kobayashi, Y. Shiraishi, and A. Hatakeyama , “ *Spin nutation induced by atomic motion in a magnetic lattice* ” , Phys. Rev. A. **82**, (2010) 063401
- [8] 猪野 智也, 「 周期磁化表面との相互作用による低速原子の磁気共鳴 」, 修士論文, 東京農工大学 (2010)
- [9] 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**, (1987) 23
- [10] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji , “ *Laser Cooling below the Doppler Limit by Polarization Gradients: Simple Theoretical Models* ” , J. Opt. Soc. Am. B. **6**, (1989) 11, 2023
- [11] 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**, (1991) 2297
- [12] A. Landragin, J.-Y. Coutois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook, and A. Aspect , “ *Measurement of the van der Waals Force in an Atomic Mirror* ” , Phys. Rev. Lett. **77**, (1996) 1464
- [13] 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**, (1989) 11, 2072
- [14] 膳 裕記, 「 エバネッセント波ミラー影響下で周期磁化表面と相互作用する原子の磁気共鳴 」, 修士論文, 東京農工大学 (2011)

- [15] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman , “ *Collective Behavior of Optically Trapped Neutral Atoms* ” ,Phys. Rev. Lett. **64**, (1990) 408
- [16] C. Wieman and G. Flowers , “ *Inexpensive Laser Cooling and Trapping Experiment for Undergraduate Laboratories* ” , Am. J. Phys. **63**, (4) (1995)
- [17] B. E. Schultz, H. Ming, G. A. Noble, and W. A. van Wijngaarde , “ *Measurement of the Rb D2 transition linewidth at ultralow temperature* ” , Eur. Phys. J. D. **48**, (2008) 171
- [18] 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**, (1989) 11, 2084
- [19] S. Oshima, T. Kurosu, T. Ikegami, and Y. Nakadan , “ *Cesium Atomic Fountain with Two-Dimensional Moving Molasses* ” , Jpn. J. Appl. Phys. **34**, (1995) 1170
- [20] D. Voigt, B. T. Wolschrijn, R. Jansen, N. Bhattacharya, R. J. C. Spreeuw, and H. B. van Linden van den Heuvell , “ *Observation of Radiation Pressure Exerted by Evanescent Waves* ” , Phys. Rev. A. **61**, (2000) 063412
- [21] T. Kawalec, K. Kiersnowski, J. Fiutowski, and T. Dohnalik , “ *Flexible Optical Dipole Mirror for Cold Atoms* ” , Acta. Phys. Pol. A. **114**, (2008) 721
- [22] 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**, (2008) 33, 6645
- [23] H. D. Do, G. Moon, and H. R. Noh , “ *Polarization Spectroscopy of Rubidium Atoms: Theory and Experiment* ” , Phys. Rev. A. **77**, (2008) 032513
- [24] 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**, (2005) 063112
- [25] A. Takamizawa, Y. Shirakawa, S. Yanagimachi, and T. Ikegami , “ *Proposal of a Truncated Atomic Beam Fountain for Reduction of Collisional Frequency Shift* ” , Phys. Rev. A. **82**, (2010) 013632
- [26] H. J. Metcalf and P. van der Straten, “ *Laser Cooling and Trapping* ” , (Springer, 1999)
- [27] D. Steck, “ *Alkali D Line Data* ” , available at <http://steck.us/alkalidata/>
- [28] 清澤 亮太, 「透明磁性体上の周期磁化パターンとエバネッセント波」, 卒業論文, 東京農工大学物理システム工学科 (2009)
- [29] C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K. Y. N. Tan, A. Kumarakrishnan, P. L. Gould, and J. Javanainen , “ *Measurements of Temperature and Spring Constant in a Magneto-Optical Trap* ” , J. Opt. Soc. Am. B. **11**, (1994) 5, 703

謝辞

畠山研究室に所属してから，今日まで多くの方にお世話になりました。お世話になった方々に感謝の意を表したいと思います。指導教員の畠山温准教授には基礎的な物事の考え方から実験，論文の書き方までご指導いただき心より感謝いたします。島田紘之助教にも実験に関して数多くの助言，また様々な場面で助けていただきました。ありがとうございました。所属して以来3年間，同じ研究室の同期，先輩方，後輩や，他の研究室の先輩や同学年の皆様には大変お世話になりました。本当にありがとうございました。

最後に畠山研究室のさらなる発展を祈り，謝辞とさせていただきます。

東京農工大学工学府物理システム工学専攻

畠山研究室所属 修士2年

石川 陽平

平成24年1月