## 修士論文

## ルビジウム原子気体のボースアインシュタイン凝縮生成

## 学習院大学大学院自然科学研究科物理学専攻博士前期課程 伊東健一

平成 13 年 1 月 31 日

# 目 次

第1章	序章	<b>5</b>
1.1	歷史的背景	5
1.2	本研究の目的	6
第2章	ボース凝縮の生成手順	7
2.1	全体の流れ	7
2.2	ドップラー冷却および磁気光学トラップ	8
	2.2.1 ドップラー冷却の原理	8
	2.2.2 磁気光学トラップの原理	10
	2.2.3 BEC 生成のための 2 重磁気光学トラップシステム	11
2.3	冷却原子の観測	19
2.4	偏光勾配冷却。	20
2.5	磁気トラップ	20
2.6	蒸発冷却....................................	24
2.7	ボース凝縮体の観測	26
第3章	実験装置について	<b>29</b>
3.1	真空装置::::::::::::::::::::::::::::::::::::	29
3.2	光源	30
	3.2.1 外部共振器型半導体レーザー	30
	3.2.2 <b>飽和分光</b>	31
	3.2.3 周波数の安定化	34
	3.2.4 光ポンピング用レーザーの周波数	36
3.3	光学系	37
	3.3.1 トラップ光とリポンプ光	37
	3.3.2 <b>プッシュ光とポンプ光</b>	39
	3.3.3 プローブ光	40
3.4	コイル	40
	3.4.1 磁気トラップコイルおよび磁気光学トラップコイル	40
	3.4.2 蒸発冷却用コイルとその接続	42
	3.4.3 その他のコイル	42
3.5	吸収イメージングシステム	43

	3.5.1 光学系と ccd カメラ	43
	3.5.2 <b>画像処理ソフト</b>	43
3.6	PC による制御	47
	3.6.1 PCと各装置の接続	47
	3.6.2 制御プログラミングについて	50
第4章	観測されたボース凝縮の特性	53
4.1	ボース凝縮体の波動関数	53
4.2	ボース凝縮体の時間発展	54
4.3	原子の分布	55
第5章	まとめと課題、今後の展望	59

## 第1章 序章

### 1.1 歴史的背景

原子気体のボースアインシュタイン凝縮 (BEC、ボース凝縮) は 1995 年に初めて実現されたが [1]、それ から今日に至るまでのこの分野の発展は目覚ましいものがある。

そもそもボースアインシュタイン凝縮とは 1925 年にアインシュタインが予言したもので [2]、一言でいう と「理想ボース気体集団において、ある転移温度以下で最低エネルギー状態にいる原子数が巨視的な量に なる現象のこと」である。この予言は初めは単に数学上のもので現実に起こることはないと思われてきた が、後に実現された液体ヘリウムの超流動や金属中の超伝導などは、ボース凝縮の結果起こった現象だと 理解されている。しかしこれらの系は粒子間相互作用が強くその諸特性を理論計算と比較するのは難しい。 気体原子のボース凝縮が実現されればその原子間相互作用は小さいので、実験と理論の比較が可能になる。

実際に気体原子のボース凝縮生成実験が始まったのは 1970 年代後半からで、初めのターゲットは水素で あった。水素のボース凝縮生成は困難を極めたが、一連の研究でボース凝縮生成の為に必要不可欠なテク ニックである蒸発冷却 [3] が考案され実現された。(水素原子のボース凝縮は 1998 年に実現された [4]。)

それとは別の流れで、1980年代にはレーザー冷却に関する研究が飛躍的な発展を遂げる。1985年には Na 原子を3次元的にレーザー冷却する事に初めて成功した(到達温度~240 $\mu$ K<sup>-1</sup>)[5]。その後、磁場とレー ザー光で原子をトラップする磁気光学トラップ[6]や、数 $\mu$ Kまで冷却できる偏光勾配冷却[7]がデモンス トレートされた。これらの成果により、レーザー冷却でボース凝縮実現の可能性が議論されるようになる。 しかしレーザー冷却法では、一般に反跳限界温度以下にする事は難しく原子密度を上げることも困難であ るため、ボース凝縮を実現するのは難しい。

1990年代にはいるとこのレーザー冷却と、水素原子で発展した蒸発冷却技術をあわせて、ボース凝縮生成を実現させようという試みが現れた。これはレーザー冷却で予備冷却した原子を磁気トラップし蒸発冷却を施そうというもので、試行錯誤の上 1995年の6月に JILA<sup>2</sup>のグループが Rb 原子で9月には MIT<sup>3</sup>の グループが Na 原子でそれぞれボース凝縮の生成を実現させた [1,8]。

現在では、世界で 20 数グループがボース凝縮の生成に成功しており、今日までの 5 年間で数多くの実験 及び理論の成果が上げられている<sup>4</sup>。以下にこれまで行われた代表的な応用実験を表 1.1 にまとめる。

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>これは当時考えられていたドップラー冷却という冷却原理の限界と一致する。

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Joint Institute for Laboratory Astrophysicsの略。

NIST(アメリカの国立標準技術研究所)、コロラド大学を中心とする共同研究所 <sup>3</sup>マサチューセッツ工科大学 (Massachusetts Institute of Technokogy)

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> (http://amo.phys.gasou.edu/bec.html) にこれまで BEC に成功したグループの一覧や BEC に関する論文の充実したアーカイブがある

実験内容	グループ	ターゲット	行われた年
集団励起、振動モード [9, 10]	JILA	$^{87}\mathrm{Rb}$	1996
	MIT	$^{23}$ Na	1996
原子波レーザー (パルス)[11]	MIT	$^{23}$ Na	1997
干渉縞の観測 [12]	MIT	$^{23}$ Na	1997
音波の伝搬 [13]	MIT	<sup>23</sup> Na	1997
高次コヒーレンス [14]	MIT	$^{23}$ Na	1997
ボゾニックスティミュレーション (誘導遷移)[15]	MIT	$^{23}$ Na	1998
Fechbach <b>共鳴</b> [16]	MIT	$^{23}$ Na	1998
水素原子 BEC、分光 (1s-2s)[4]	MIT	Н	1998
スピン (内部) 自由度をもつ BEC[17]	MIT	$^{23}$ Na	1998
巨視的干渉、モード同期原子波レーザー [18]	Yale	$^{87}\mathrm{Rb}$	1998
ブラッグ回折 [19]	NIST	$^{23}$ Na	1999
EIT、遅くなった光速度	Rowland	$^{23}$ Na	1999
原子波レーザー (準連続発振)[20]	NIST	$^{23}$ Na	1999
4 <b>原子波混合</b> [21]	NIST	$^{23}$ Na	1999
原子波レーザー (連続発振)[22]	Munich	$^{87}\mathrm{Rb}$	1999
超放射 [23]	MIT	$^{23}$ Na	1999
マッハツェンダー干渉計 [24]	東京	$^{87}\mathrm{Rb}$	1999
vortex mode <b>の観測</b> [25]	JILA	$^{87}\mathrm{Rb}$	1999
分子の BEC[26]	Texas	$^{87}\mathrm{Rb}_2$	2000
位相構造の時間発展 [27]	NIST	$^{23}$ Na	2000
$^{85}$ Rb $\boldsymbol{\sigma}$ BEC[28]	JILA	$^{85}\mathrm{Rb}$	2000

#### 表 1.1: 気体原子 BEC を用いた主な応用実験

## 1.2 本研究の目的

本研究の目的は、ルビジウム気体原子のボースアインシュタイン凝縮を実際に生成して、観測することで ある。しかも、ただ生成するだけではなく、将来の応用実験を見込んで効率の良いボース凝縮生成装置を立 ち上げることが目標である。

## 第2章 ボース凝縮の生成手順

## 2.1 全体の流れ

本章では、私たちが実際に行ったルビジウム気体原子のボース凝縮生成法について述べる。N 個の理想 気体が体積Vの箱形ポテンシャルに閉じこめられている場合、ボース凝縮を起こす条件は、以下のようにな る。[2]

$$n\lambda_{dB}^3 > \zeta(3/2) = 2.612...$$
 (2.1)

ここで、n = N/V は原子密度、 $\zeta(\alpha) \equiv \sum_{s=1}^{\infty} 1/s^{\alpha}$  はリーマンのツェータ関数である。また、 $\lambda_{dB} \equiv h/\sqrt{2\pi m k_B T}$  は熱的ドブロイ波長と呼ばれ、原子の波束の広がりを表す。ここで左辺を  $\rho_{ps} \equiv n \lambda_{dB}^3$  と定義し、位相空間密度と呼ぶ。

(2.1) 式は箱形のポテンシャルの場合のみに有効であるが、ほかの任意のポテンシャルの場合には以下のように拡張できる。[29]

$$\rho_{ps} \equiv n_{peak} \lambda_{dB}^3 \ge \zeta(3/2) = 2.612... \tag{2.2}$$

この条件を満たすために、私たちは以下の手順で実験を行った。

- 1. 磁気光学トラップ(MOT:Magnet-Optical trap)[6] により、10<sup>9</sup> 個の原子を超高真空内で捕獲し冷却 する。
- 2. 偏光勾配冷却 (PGC: Polarization Gradient cooling) [7] により原子集団をさらに冷却する。
- 3. 磁気トラップ [30] で原子集団を再捕獲する。
- 4.磁気トラップのポテンシャルを断熱的に変え、圧縮する。
- 5. 蒸発冷却 [3] により選択的にエネルギーの高い原子のみをトラップから逃がし、残った原子集団を再熱 化させる。
- 6.5.の過程を、トラップから逃がす原子のエネルギーを徐々に下げながら繰り返すことでボース凝縮を 実現させる。
- 7. 最後に、トラップポテンシャルを切り原子集団を拡散させ、吸収イメージング法 [1] でその分布を観測 し BEC ができていることを確認する。

図 2.1 はこれらの過程で密度と温度がどのように変化するかを示している。1.の磁気光学トラップでは位相空間密度は約 10<sup>-6</sup> でボース凝縮が起こる条件からはほど遠い。ボース凝縮を生成するための鍵となるテクニックは 5.の蒸発冷却である。3.の磁気トラップと 4.の断熱圧縮はその蒸発冷却を行う為に必要不可欠な過程である。また、2.の偏光勾配冷却は蒸発冷却の初期段階で極力位相空間密度を上げておくために必要である。以下の節では個々の過程について、原理と実験を交え詳しく説明する。



図 2.1: ボースアインシュタイン凝縮の生成手順

### 2.2 ドップラー冷却および磁気光学トラップ

この節では、BEC 生成の第一段階である磁気光学トラップについて説明する。磁気光学トラップは冷却 原子のサンプルを得るための最もポピュラーなテクニックである。磁気光学トラップは、磁場とレーザー光 を用いてポテンシャルを作り、原子を閉じこめると同時に、原子のエネルギーを奪い冷却する。この磁気光 学トラップの原理について説明する前に、まずレーザー冷却の基本である、ドップラー冷却 [31] について 説明する。

### 2.2.1 ドップラー冷却の原理

通常レーザー光を物質に当てると、エネルギーを与え加熱効果が起こるように考えられる。しかし原子集団にレーザー光を当てる場合、その周波数を精密に制御する事で逆に原子集団のエネルギーを奪い、冷却することができる。ここでは簡単のため二準位の原子を考え、その共鳴周波数を $\omega_A$ とする。また、原子の自然幅は  $\Gamma$ とする。自然幅とは原子が固有に持つ吸収の幅(半値全幅)のことで上準位の寿命の逆数になる。また、さらに問題を簡単にするために一次元的な原子の運動を考える。原子が速度  $\vec{v}$  で動いている場合に、図 2.2 の様に原子の共鳴周波数よりわずかに低い周波数  $\omega_L < \omega_A$  のレーザー光を互いに向かい合わ

2.2. ドップラー冷却および磁気光学トラップ

せるようにして原子に照射させた場合どうなるかを考える。

原子とともに動く座標系から考えると、原子の進む向きに対して対向するレーザー光の周波数はドップ ラーシフトを受け共鳴周波数に近づく。逆に原子と同じ向きに進むレーザー光の周波数は共鳴周波数から遠 ざかる。このことから、原子は対向するレーザーの光をより多く吸収することがわかる。原子が光を吸収す ると、原子はフォトンの運動量 ħk をもらう。図 2.2 の状況では常に原子は減速する向きに運動量が変化す ることになる。原子はフォトンを吸収し励起状態になった後、自然放出によりフォトンを放出し、その反跳 により運動量の変化を受けるが、その方向は一意には決まらず平均するとゼロになる。つまり、フォトン の吸収と放出の過程を繰り返すことにより原子は進行方向に逆向きの輻射圧 (radiation pressure) を受け減 速、つまり冷却される。

もう少し一般的に、フォトンの吸収と放出を繰り返す過程で原子のエネルギーがどう変化するかを考えて みたい。実験室系からみて v<sup>i</sup> で動いている原子が、角周波数 ω<sub>abs</sub>のフォトンを吸収し角周波数 ω<sub>em</sub>のフォ トンを放出した場合、それらの周波数は

$$\omega_{abs} = \omega_A + k_{abs} \cdot \vec{v} + R/\hbar \tag{2.3}$$

$$\omega_{em} = \omega_A + k_{em} \cdot v' - R/\hbar \tag{2.4}$$

となる [32]。ここで  $\vec{v'}$  はフォトンを散乱した後の原子の速度、 $R \equiv \hbar^2 |\vec{k}|^2 / 2M$  は反跳エネルギーである。この原子によるフォトンの散乱過程が何回も起こったとして、平均のフォトンのエネルギー変化は (2.3)(2.4) より

$$\Delta E_{photon} = \hbar(\omega_{em} - \omega_{abs}) = -\hbar \vec{k_{abs}} \cdot \vec{v} - 2R \tag{2.5}$$

となる。ここで、(2.4) 式の第2項は平均をとるとゼロになるとした。これにより、原子の運動エネルギー は散乱過程1回あたり平均で

$$\Delta E_{atom} = \hbar k_{abs} \cdot \vec{v} + 2R \tag{2.6}$$

だけ変化する。これにより  $\hbar k_{abs}^{\vec{l}} \cdot \vec{v} < -2R$  なら運動エネルギーは負に変化するので冷却が起こり、反対に  $\hbar k_{abs}^{\vec{l}} \cdot \vec{v} > -2R$  なら運動エネルギーは正に変化し加熱が起こることがわかる。図 2.2 のコンフィグレーショ ンでは原子に対向するレーザー光をよく多く吸収するので (2.6) 式の第 1 項は負となり冷却効果を示す。



図 2.2: ドップラー冷却

今までは1次元的な運動を考えてきたが、この冷却原理はそのまま3次元に拡張できる。そのためには x,y,zの3軸で互いに向かい合わせるようにレーザー光を入射すればよい。

ドップラー冷却は、エネルギー変化の式に冷却の項と加熱の項が存在するので、冷却限界が存在する。その限界温度  $T_D$  は原子固有の自然幅  $\Gamma$  で決まり、 $k_B T_D = \hbar \Gamma/2$  となる [32]。ルビジウム原子の場合、自然幅は約 6MHz であり、最低到達温度は約 150 $\mu K$  である。

#### 2.2.2 磁気光学トラップの原理

前節で述べたドップラー冷却は、原子集団を冷却することはできても長時間空間的に閉じこめておくことはできない。長時間冷却原子を閉じこめておくために考え出されたのが磁気光学トラップ (MOT) と呼ばれるテクニックである。この方法も基本的にはレーザー光の輻射圧を用いるが、ドップラー冷却と違うのはコイルとレーザー光の偏光を用いて原子が受ける力に位置依存性を持たせていることである。

図 2.3 は MOT を行うためのレーザーとコイルの配置図である。6 つのレーザー光が各軸で向かい合わせ になるようになっており、互いに逆回りの円偏光になっている。そしてレーザーの交点で磁場がゼロになる ように反ヘルムホルツコイルが配置されている。レーザーの交点を原点としコイルの中心軸を z 軸として簡 単のためその z 軸上で MOT の原理を説明する。さらに簡単のため基底状態が全角運動量  $F = 0(m_F = 0)$ 、励起状態が  $F = 0(m_F = -1, 0, 1)$ の原子を考える。磁場は原点付近では近似的に

$$B_z = bz(b > 0) \tag{2.7}$$

となっている。この磁場中での、磁気副準位 m<sub>F</sub> の準位のゼーマンシフトは

$$\Delta E = g_F \mu_B b m_F z \tag{2.8}$$

となり、図に示すと図 2.4の様になる。



図 2.3: MOT のコンフィグレーション

この原子に図 2.4 のように、レーザー光を入射した場合を考える。レーザー光の遷移選択則 ( $\sigma_+$  円偏光は  $\Delta m = +1, \sigma_-$  円偏光は  $\Delta m = -1$ ) とゼーマンシフトにより、z > 0 の領域では左向きの  $\sigma_+$  光を吸収し、 z < 0 の領域では右向きの  $\sigma_-$  光を吸収する。つまり、原子は常に原点に向かう力を受け空間的に閉じこめ られる。また、レーザーの周波数を負に離調しているのでドップラー冷却も同時に働き、MOT は冷却原子 のサンプルを得ることができる。

#### 2.2.3 BEC 生成のための 2 重磁気光学ト ラップシステム

本実験の冷却対象であるルビジウム原子(原子番号 37)は2種類の同位体が存在する(質量数 85 と 87)。 BEC を生成するためには、後の蒸発冷却で原子間相互作用が斥力である必要があるが、ルビジウムの場合 は質量数が 87 のものがその条件に当てはまる(<sup>87</sup>Rb と表記)。その <sup>87</sup>Rb の冷却に用いる D<sub>2</sub> 線のエネル ギー準位は図 2.5 の様になっている。MOT を実際に行うためには励起状態が基底状態より全角運動量が多 い必要がある。また、励起状態にあがった原子が自然放出した際に元の状態に戻ってくる必要がある。その ような遷移は  $5S_{1/2}: F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}: F' = 3$ のみであるので、この2 状態の共鳴周波数に対して負に離調 した(周波数の低い)レーザー光を MOT のトラップ光とした。但し、原子には自然幅があり、レーザーに も周波数の線幅が存在するので、このレーザー光はわずかながら原子を  $5P_{3/2}: F' = 2$  状態へ励起してし まい、その原子はある確率で  $5S_{1/2}: F = 1$ 状態に落ちてしまう。それとは別に  $5S_{1/2}: F = 2$  状態にある 原子同士が非弾性衝突をし、 $5S_{1/2}: F = 1$ 状態に緩和することもあり得る。そのようにして  $5S_{1/2}: F = 1$ 状態に落ちた原子はもはやトラップ光には反応せずトラップから逃げていってしまう。MOT を有効に働か せるためには  $5S_{1/2}: F = 1$  状態に落ちた原子をもう一度  $5S_{1/2}: F = 2$  状態に汲み上げる必要がある。そ



図 2.5: <sup>87</sup>Rb 原子のエネルギー準位図 (D<sub>2</sub>線) および本実験に必要なレーザー光

実際の MOT は真空装置中に原子を用意し、レーザーと磁場で閉じこめるのであるが、どのように原子を トラップにロードするかというのも BEC 生成においては非常に重要な問題となる。MOT において原子を ロードする方法は2つある。1つは、オーブンで原子線を発生させ、その原子線を対向するレーザー光と磁場を用いて徐々に減速させトラップ領域にロードするという方法である。そしてもう一つは、あらかじめ真空装置中に飽和蒸気圧に満たない程度原子を満たしておき、そのうち速度の遅いものだけをトラップにロードする方法である。装置としては明らかに後者の方が簡単であるがBEC生成には問題がある。BECを生成するためには最終段階で、蒸発冷却という過程がある。その原理は後述するが、BECに到達するまでには数十秒間時間がかかる。バックグランドから原子がロードできるような真空度(*Rb*の場合 ~  $10^{-8}$ torr)では蒸発冷却中の数十秒間に原子をとどめておくことはできない。かといって蒸発冷却が十分可能な圧力下(~  $10^{-11}$ torr)ではほとんど MOT に原子をロードすることはできない。

この問題点を克服するために私たちは2重磁気光学トラップ(Double MOT)と呼ばれるシステムを採用した。2重磁気光学トラップとは以下のようなものである。まず2つの圧力の違う槽を真空装置に用意する。1つの真空槽はターゲットの原子をバックグランドからロードできるように圧力を調整し(*Rb*の場合~10<sup>-8</sup>torr)、もう1つの真空槽は十分トラップ時間がとれるように超高真空に(~10<sup>-11</sup>torr)しておく。2槽の真空度の違いは経路のコンダクタンスの悪さで補償する。第1の真空槽でMOTをロードした後、何らかの方法でトラップされた原子を2つ目の真空槽に移送してから再びMOTを行う。こうすることで超高真空中でMOTを実現することができる。

私たちが実験に用いた真空装置は図 2.6 の様になっている。圧力の違う真空槽が上下に並んでおり、上 側のチャンバーは圧力が高く (~ 10<sup>-8</sup>torr)、下側のガラスセル中は圧力が低い (~ 10<sup>-11</sup>torr)。2つの槽 はテーパー型のチューブでつながっており (上部直径 4mm,下部直径 10mm,長さ 60mm)、上部と下部の MOTの距離は 26cm である。



図 2.6: 2 重磁気光学トラップとプッシュビーム

#### 2.2. ドップラー冷却および磁気光学トラップ

本実験ではまずはじめに上側の真空槽で MOT を行う (Upper MOT)。上側のチャンバーはバックグラン ドに多くのルビジウムガスが存在し、そのおかげで原子をロードすることができるのであるが、同時にバッ クグランドガスとの衝突によるロスが存在する。トラップ原子のロードとロスが釣り合ったとき平衡状態に なる。この場合、原子がロードされるときの時定数がトラップの寿命に相当する。この時定数は真空度に よって異なるが、本実験では約0.5~1秒程度になる状況で実験を行った。このような環境で、できるだけ 多くの原子をトラップするにはビーム径が太く、強度が強いビームが必要である。本実験ではビーム径を直 径 20 cm,強度はビーム一本あたり約3mW/cm<sup>2</sup>とした。離調は自然幅の約3倍の18GHzに設定し、レー ザーの交点での磁場勾配は約10G/cmにした。

UpperMOT に入射するレーザー光は、元々1本のビームだったものを、 $\lambda/2$  波長版及び、偏光ビームス プリッター (PBS) で3本のビームに分けて用いた。それぞれ  $\lambda/4$  波長版を通して円偏光にした後、各軸の 窓から入射させる。3本のビームはそれぞれチャンバーを通り過ぎた後、 $\lambda/4$  波長版を通り、ミラーで折り 返されてから再び  $\lambda/4$  波長版を通って、トラップ領域へ戻る。このようにして図 2.3 にあるような、MOT に必要なビームを作ることができる。但し、このようにミラーでビームを折り返す場合、MOT 自身が影を 作ってしまい輻射圧のアンバランスが起こる。MOT はフォトンの吸収と放出を繰り返しているので、明る い蛍光を発する。ルビジウムの共鳴線は 780nm であり、近赤外領域なので人間の目ではぼんやりとした光 しか見えないが、CCD カメラで撮影すると図 2.7 の様になる。この場合、磁場の中心は原子雲の上部にあ り、下側に原子が吹き飛ばされている。



図 2.7: UpperMOT の CCD 画像。すぐ下のトランスファーチューブの直径は 4mm。

Upper MOT が実現したら次はその原子を下の真空槽まで移送し、再び MOT をする (Lower MOT)。真 空槽は上下に分かれているので、原子をトラップした後、次の節で述べる偏光冷却を施し重力に従って落 下させることも可能であるが、この方法では、BEC に必要な原子数をためるために数分以上かかってしま う。原子の移送効率を上げるために私たちが試みたのは、「Upper MOT を原子線源にして低速原子ビーム を作る。」ということである。実はこの試みはいくつかのグループが行っているが [34, 35]、実際問題とし てそれらの仕組みを本実験で用いた真空装置で組むのは難しい。単純な仕組みで高効率の移送効率を実現 するために以下のようなことを考え、実験を行った。

まずはじめに考えたのは、先ほど述べた輻射圧のアンバランスを用いる方法である。鉛直面でクロスするビームは、図 2.8の様にまず上からビームを入れ、その後で折り返す様にすると、輻射圧は下向きに加わる。また、トラップされた原子の下には テーパー型のチューブがあり、そのすぐ上には下向きのビームの



図 2.8: トランスファーチューブの影を利用した、低速原子ビームの生成法

みがあたる領域がある。その領域では下向きの輻射圧を強く受けるので、積極的に MOT の中心をテーパー型のチューブに近づけて、下向きにとばされる原子のフラックスをあげようというのがこの方法のアイデア である。図 2.9 は付加的なコイルで磁場の中心を変えた際の Upper MOT の CCD 画像である。それぞれの 場合の原子のロード効率を測定したものが図 2.10 である。原子数は、下側のガラスセルでトラップされた 原子の蛍光量をフォトダイオードで測定し、吸収イメージング法で得られた結果から換算して求めた。こ の結果より、原子の中心をトランスファーチューブに近づけた方が高い移送効率が得られることがわかる。このときの原子のロード効率は  $3.3 \times 10^7/atoms \cdot s$  で、約 30 秒で  $10^9$  個の原子をためることができる。一般に  $10^9$  個の原子が MOT にロード されれば BEC を生成するのに十分であるといわれている。この方法は 非常にシンプルで強力な原子の移送法であるがその効率は、ビームの強度比や向きに強く依存し、常に図



図 2.9: バイアス磁場をかけた場合の Upper MOT。(a) が最もバイアスを加えトランスファーチューブに近づけた場合で(c) がバイアスを加えない場合。(b) はその中間。



図 2.10: Upper MOT の位置を変えた場合の原子のロード効率。図 2.9 の (a) にあたる場合が最もロード効 率がよく (A, 赤線)(c) の場合が最もロード効率が悪い (C, 青線)。(a) の場合には約 20 秒で  $10^9$  個の原子を Lower MOT にためることができる。

2.10の様に高効率に保つのは難しい。

もっと高効率で光学系のアライメントに強く依存しない方法はないか、ということで次に考えたのは共 鳴光を用いて Upper MOT の原子を下に押し下げる方法である。図 2.6 にもある様に、共鳴光をレンズで 絞り、ちょうど Upper MOT の位置で焦点を結ぶようにして上部から入射させる。ビーム径はちょうど焦 点の位置では 100 $\mu$ m と絞られるが Lower MOT の位置では 3mm と広がる。例えば、10 $\mu$ W の共鳴光をこ のように絞った場合、焦点では強度は 300 $\mu$ W/cm<sup>2</sup> となって飽和強度 (I<sub>s</sub>=1.6mW/cm<sup>2</sup>) に比べ十分強くな る。しかし、Lower MOT の位置では強度は 0.3 $\mu$ W/cm<sup>2</sup> と十分弱くなる。

このようなプッシュ光を、図 2.9 の Upper MOT に照射すると図 2.11 のようになる。 この場合の原子の ロード効率を図 2.12 に示す。プッシュ光を照射した場合は、照射しない場合とは逆で (c) のバイアス磁場を 加えない場合の方がロード効率はよくなる。この場合のロード効率は 3.7×10<sup>8</sup>/atoms·s で、約3秒で 10<sup>9</sup> 個の原子をためることができる。

Lower MOT は後の蒸発冷却過程などを考えると、できるだけ多くの原子をトラップする必要がある。 Upper MOT に比べ、周囲の圧力は低いのでバックグランドガスとの衝突によるロスは減るが密度が大きい







図 2.11: 図 2.9 にプッシュ光を照射したもの。



図 2.12: プッシュ光を照射した場合の原子のロード効率。(c) の場合が最も効率がよく約3秒で BEC に必要な原子数 10<sup>9</sup> 個の原子をロードすることができる。

### ときには、別の要因でロスが利いてくる。

Lower MOT の原子数の時間変化は次のように書ける。

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma - \frac{N}{\tau} - \beta \int_{V} n^2 dV \tag{2.9}$$

最初の項は原子のロード、第2項はバックグランドとの衝突によるロス、そして第3項はトラップ内の原 子間衝突によるロスを表す。第3項の係数 $\beta$ はトラップ光の強度によって変わり、ある強度で極小値にな る。強度が弱いときには、基底状態間の非弾性衝突によって原子が得るエネルギー (F=2 と F=1 の周波数 差 6.8GHz に相当)を輻射圧で押さえ込むことができずトラップからのロスが生じる。反対にトラップ光の 強度が強いときには励起状態にいる原子数が増え、励起状態にいる原子と基底状態にいる原子による非弾 性な衝突が多く起こり、ロス増加の原因になる。最も $\beta$ を小さくするには、レーザー光の強度と離調を慎 重に選ぶ必要がある。できるだけトラップできる範囲を大きくするためビーム径は 25mm 弱まで広げ、離 調を最適な条件になるように合わせた。ビーム1本あたりの強度は 2mW/cm<sup>2</sup> で、磁場勾配はコイルの中 心軸方向で 18G/cm(原点付近)と設定し、トラップ光の離調をいろいろ変えて Lower MOT のローディン グを測定したのが図 2.13 である。この条件下では離調が 30MHz のときが最も原子がトラップでき、それ より離調が大きくても小さくてもたまる原子数は途中で飽和してしまう。この結果より離調は 30MHz に決 定した。



図 2.13: 離調による Lower MOT のロードの違い。30MHz のときが最も多くの原子をトラップできる。離 調が小さい場合ははじめのロード効率は同じだが途中で頭打ちにあうように飽和してしまう。逆に離調が大 きい場合にはロード曲線がなめらかになる。

図 2.14 はこのような条件下での Lower MOT の CCD 画像である。サイズは直径約 8mm 程度でビーム バランスなどを調整し丸い形になるようにしてある。



図 2.14: Lower MOT の CCD 画像

この Lower MOT の減衰の様子を測定したものが図 2.15 である。はじめのうちは式 2.9 の第 3 項の影響 があって減衰は速いが、しばらくたつと指数減少関数  $N_0e^{-t/\tau}$  でフィットできるようになる。これは式 2.9 の第 2 項のみ、つまりバックグランドの原子との衝突のみが効いている領域であることを表している。この ときの寿命  $\tau$  は 588 秒、つまり約 10 分である。



図 2.15: Lower MOT の減衰の様子

2.3. 冷却原子の観測

#### **2.3** 冷却原子の観測

次の偏光勾配冷却の話に移る前に、冷却原子の観測について述べる。冷却原子の分布を調べるために私たちは吸収イメージングと呼ばれる手法を用いた。この方法は、原子をトラップから解放した後に共鳴光を照射し、原子の影の像を CCD カメラで撮影する。その影の濃さから定量的に原子の分布を見積もることができる。

図 2.16 はその装置図を表したものである。得られる像の倍率はレンズの位置で決まる。像を得るために はレンズの公式

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{A} + \frac{1}{B} \tag{2.10}$$

を満たす必要がある。ここで f はレンズの焦点距離である。例えば、倍率 1 倍にするには A = B = 2f と すればよい。プローブ光は図 2.5 にもあるように  $5S_{1/2}: F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}: F' = 3$  の遷移にあわせた。この 光をパルス的に 0.1ms 照射し、それにあわせて CCD カメラのトリガーをかける。図 2.17 は Lower MOT の吸収イメージング画像で倍率は 1/2 にしてある。



図 2.16: 吸収イメージング法による原子の空間分布測定。



図 2.17: Lower MOT の吸収イメージ。スケールは縦 13mm、横 10mm。下側が重力方向。

### 2.4 偏光勾配冷却

偏光勾配冷却[7]と呼ばれるテクニックを用いれば、磁気光学トラップされた原子集団の温度をさらに1 桁下げることができる。詳しい原理は省略するが、実際に偏光勾配冷却に行うには MOTの磁場を切りレー ザー光の離調を大きくすればよい。偏光勾配冷却は磁場の存在に非常に敏感で、有効に冷却を働かせるに はできるだけ磁場を0に近づける必要がある。地球上に0.3G程度存在する地磁気も偏光勾配冷却を行うた めにキャンセルさせなくてはならない。原子がトラップされている領域で磁場がゼロになるように3つのコ イルを3軸方向に設置した。この3つのコイルに流す電流量をいろいろ変えて、偏光勾配冷却が最もうま く働くところを探した。

偏光勾配冷却は長い時間光を当てればその分冷却が働くが、あまり冷却時間を長くすると原子を逃がしてしまう。私たちの系では、MOTの磁場を切った後、離調を 30MHz か 40MHz まで 0.1msかけて大きく しその状態で 20ms レーザー光をあてた。

偏光冷却直後の吸収イメージは図 2.18 のようになる。スケールは図 2.17 と等しい。ここで図 2.18 の原 子集団は図 2.17 の原子集団よりも下方にある。一般に次の過程である磁気トラップポテンシャルの中心は MOT の中心より下方にある。そのずれを補正するために、付加的なコイルを用いて、偏光勾配冷却の直前 に MOT の中心を瞬間的に移動しその後偏光勾配冷却を行ったので図 2.18 の様に原子は下方に存在する。



図 2.18: 偏光勾配冷却後の吸収イメージ

### 2.5 磁気トラップ

磁気トラップとは、原子の持つ磁気モーメントと磁場の相互作用  $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ を利用してポテンシャルを 作り原子を空間的に閉じこめることである。ある方向に大きさ B の磁場がある場合のエネルギーシフトは、 磁場が小さい場合近似的に

$$\Delta E = g_F \mu_B m_F B \tag{2.11}$$

となる。ここで、 $g_F$  は Lande の g 因子、 $\mu_B = e\hbar/2m_e$  はボーア磁子、 $m_F$  は全角運動量の磁場方向の射影である。基底状態で  $5s_{1/2}$ :F=2 にいる原子は  $g_F = 1/2$ 、 $5s_{1/2}$ :F=1 の原子は  $g_F = -1/2$  となる。これにより F=2(1) の場合、 $m_F$  の値を正(負) に選べば磁場の大きさが大きくなればなるほどエネルギーはあがる。この場合磁場の極小点でエネルギーが最も低くなるのでその点を中心に原子はトラップされる。ただ

2.5. 磁気トラップ

し、原子は十分冷却されており、原子が感じる磁場の変化が原子スピンの運動にとって十分断熱的である必 要がある。

磁気トラップされるスピン状態は  $5s_{1/2}:F = 2, m_F = 2(|F = 2, m_F = 2\rangle)$ 、  $5s_{1/2}:F = 2, m_F = 1(|F = 2, m_F = 1\rangle)$ 、 および  $5s_{1/2}:F = 1, m_F = -1(|F = 1, m_F = -1\rangle)$ の3つである。このうち  $|F = 2, m_F = 1\rangle$ はスピン緩和が速くトラップには適さない。残りの2つは比較的安定に磁気トラップできるが、本実験では  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  状態を採用することにした。この状態の利点は、原理的に 100%この状態へ光ポンピングする事ができ、トラップの初期原子数が稼げるという点と、ゼーマンシフトが  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ に比べて倍近くあるのでトラップポテンシャルの勾配が急になるという点がある。しかし 3 体衝突によるロスや  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  にいる原子との非弾性散乱など加熱要因も多くあるといわれ一概に有利であるとはいえない。

磁気トラップを実際に行うにはどのようなコイルを使えばよいのであろうか?実は MOTで用いた反ヘル ムホルツコイルもそのまま磁気トラップに使うことができる。2つのコイルの中心軸上でちょうど真ん中の 点が磁場のゼロ点になり、どの方向に行っても磁場の大きさは大きくなるからである。ただし、このコイル はそのままではボース凝縮生成には使えない。磁場にゼロ点があると、非断熱的なスピンフリップ(マヨラ ナ遷移)があり、ロスが生じる。原子の密度が上がるとこのロスが効いてきてボース凝縮までたどり着くこ とができない。このようなロスをなくすためには磁場の極小点で磁場の大きさがゼロでない必要がある。

そのため本実験では図 2.19 にあるようなクローバーリーフ型コイル [33] を磁気トラップコイルに採用した。このコイルは IP (Ioffe-Prichard) 型コイル [36] の一種でそれが作る磁場は

$$\mathbf{B}_{IP} = B_0 \begin{pmatrix} 0\\0\\1 \end{pmatrix} + B'_{\rho} \begin{pmatrix} x\\-y\\0 \end{pmatrix} + \frac{B''_z}{2} \begin{pmatrix} -xz\\-yz\\z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix}$$
(2.12)

となる。第1項と第3項は Curvature coil によって作られる磁場、第2項は Gradient coil による磁場を表 している。また、Anti-Bias coil は第1項のみに効いてくる。



図 2.19: クローバーリーフコイルの配置図。

偏光勾配冷却した原子を磁気トラップに移す場合、その移行効率を上げる為に光ポンピングして  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  状態に移す必要がある。そのために  $5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 2$  に共鳴し、量子化軸に対して 偏光が  $\sigma_+$  である光を用意する。リポンプ光が照射されている状態でこのポンプ光を当てると原子は  $m_F$  の 値が増える方向へ汲み上げられるが、 $|F = 2, m_F = 2\rangle$  状態になると、遷移選択則により  $\sigma_+$  光を吸収する ことはない。つまり、1度  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  状態になってしまえば、その状態からほかの状態へ光学的に 移ることはなくなる。

本実験ではこの光ポンピングを行うために鉛直方向に数ガウスのスピン偏極用磁場をかけ、原子に対し て下方から円偏光の光を 0.2~0.5ms 照射した後、磁気トラップに移行した。

磁気トラップに移行するためには、メカニカルシャッターで完全にレーザー光を遮断した後、磁気トラップコイルの電流を流す。磁気トラップに移行する段階でよけいな加熱が起こらないようにトラップポテンシャルは十分浅い必要がある。原子を捕獲する際には Curvature coil と Gradient coil のみに電流を流す。そのときの磁場の大きさは図 2.20 の (a1)(b1) の用になる。ここで (a) は Axial 方向、(b) は Radial 方向 (Axial に対して垂直な方向) についてプロットしたものである。このように等方的なポテンシャル中では原子密度は低く (~  $10^{10}/cm^3$ )、次の蒸発冷却過程がうまく働かない。原子密度をあげるために anti-bias coil に電流を流しバイアス ((2.12) 式の第 1 項) を 1G 程度までキャンセルする。すると radial 方向の磁場曲率 があがる (図 2.20 (a2) (b2) )。さらにすべてのコイルの電流を上げ、図 2.20 の (a3) (b3) のように radial 方向に急なポテンシャルをつくる。図 2.21 は図 2.20 の (a3)(b3) をトラップの中心付近で拡大したものである。これより、このポテンシャルは Axial 方向には浅く、Radial 方向には急であることがわかる。このよう なポテンシャル中では原子は axial 方向に長い葉巻形になる。また、磁場の極小点では 1G 程度バイアス磁 場が残っており非断熱的なスピンフリップは起こらない様になっている。



図 2.20: 磁気トラップポテンシャルの推移。(a) は Axial 方向、(b) はその軸に垂直な Radial 方向の磁場の 大きさを示している。トラップポテンシャルは磁場の大きさに比例する。

22



図 2.21: 極小点付近の磁気トラップポテンシャル。

実験ではここまでの過程を3秒間かけてゆっくりと行い原子集団を圧縮した。図2.22は磁気トラップで 捕獲したときと、断熱圧縮した後の吸収イメージ画像である。圧縮した後は先程述べたようにトラップの形 が葉巻状になっているのがわかる。



図 2.22: 磁気トラップした原子の吸収イメージ。(a) は原子を捕獲した後1秒待った後のイメージ。(b) は 3秒かけて断熱圧縮した後のイメージ。いずれもトラップから解放した直後に撮影したもの。スケールは 10mm×13mm。

#### 2.6 蒸発冷却

磁気トラップをして断熱圧縮した後は、いよいよボース凝縮生成への最終過程である蒸発冷却を行う。 蒸発冷却の原理は以下のようなものである。原子は図 2.23 の (a) にあるようなポテンシャルを感じながら 運動している。原子にはエネルギーの高いものもあれば低いものもいる。エネルギーの高い原子は、エネ ルギーの低いものに比べよりポテンシャルの高いところまで上る。この地点における  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  と  $|F = 2, m_F = 1\rangle$ のエネルギー差に相当する rf(radio frequency) 磁場をかけると、エネルギーの高い原子の み  $|F = 2, m_F = 1\rangle$ へ、そして  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ へ遷移しトラップから脱落する。トラップに残された原 子は、お互いに弾性衝突をしてエネルギーを再分配する。このときの原子集団の温度は蒸発させる前より 下がっている。原子に照射する rf 磁場の周波数を徐々に掃引していけば、原子集団の温度をどんどん下げ ることができる。

実験では Rf 磁場の周波数を図 2.24の様に徐々に下げていった。はじめの 15 秒で周波数を 50MHz から 5MHz まで一気に掃引し、次の7 秒で 2MHz まで周波数を下げさらに次の7 秒間ではさらにゆっくりと周 波数を下げた。最終的な Rf 磁場の周波数を変えることで、原子集団の状態は変わる。

図 2.25 は蒸発冷却過程の途中の様子を、吸収イメージング法で撮影した画像である。原子集団のサイズ は小さくなっていくが、吸収の影が濃いままなので原子密度が上がっていることがわかる<sup>1</sup>。



図 2.23: 蒸発冷却の原理。(a) 運動エネルギーの大きな原子が Rf 磁場によってトラップから取り除かれる。 (b) トラップに残った原子は弾性衝突を繰り返しエネルギーを再分配する。熱平衡状態に達したときその温 度は以前より下がっている。

<sup>1</sup>吸収イメージングはプローブ光の進行方向に積分するので、密度が変わらなければ影は薄くなるはずである。



図 2.24: Rf 周波数の掃引



図 2.25: 蒸発冷却過程での吸収イメージ。(a) 蒸発冷却前。(b)5MHz まで掃引した場合。(c)2MHz まで掃 引した場合。(d)1.3MHz まで掃引した場合。スケールは (a) の横幅が 10mm。すべて同じスケールで撮影。

### 2.7 ボース凝縮体の観測

ボース凝縮を確認するためには Time-of-flight(TOF) 法というテクニックを用いる。これは、原子をト ラップから解放させ、拡散させた後に前述した吸収イメージング法を行うものである。ボース凝縮の場合初 期のトラップサイズは十分小さく、拡散時間を 20ms 以上とるとそのサイズは無視できるようになる。TOF 法は原子が拡散した後の空間分布を調べる方法であるが、近似的には原子の速度分布を観測していると考 えてよい。

実験は、蒸発冷却を行った後磁気トラップを瞬間的に切り、設定した時間待ってからプローブ光を 0.1ms 照射し CCD カメラで撮影した。図 2.26 はトラップから解放してから 20ms 後の吸収イメージである。(a) は等方的に原子が広がっているが、(b) は中心に濃い核のようなものができて楕円体をしている。(c) は等 方的な部分が消え楕円の濃い核のみになっている。(a)(b)(c) の状況の違いは、蒸発冷却時の最終 rf 磁場周 波数を変えることで得られる。但し、このデータは実験系の揺らぎにより、(b) と (c) は同じ Rf 周波数のと きに得られたものである。(a) は最終 rf 周波数  $\nu_{fin} = 1.35 MHz$ 、(b)(c) は  $\nu_{fin} = 1.3 MHz$  である。

図 2.27 は図 2.26 の画像データを元に光学密度を計算しプロットしたものである。光学密度とは、プロー ブ光の初期強度を  $I_{ini}(x, y)$ 、透過光の強度を  $I_{fin}(x, y)$  としたとき、

$$OD(x,y) = -ln \frac{I_{fin}(x,y)}{I_{ini}(x,y)}$$
(2.13)

で定義され、これは原子密度をプローブ光方向に積分したものに比例する。

図 2.27 をみてみると、(a) は全体としてなだらかなガウス型の関数になっているが、(b) は山の先端に形の異なるピークが現れている。そして (c) ではその細いピークの部分だけになっている。この分布の形は裾野が急に立ち上がっており明らかに (a) の形とは異なる。(a) の形のまま細くしてもこのような形にはならない。この分布の形がボースアインシュタイン凝縮を起こしていた証拠となる。

また、図 2.26 にもどると、(b)(c) で楕円体をした濃い核の部分がボース凝縮体ということになるが、この非等方的な形はトラップポテンシャルの非等方的な形を反映したものでありボース凝縮体の特徴の一つである。



図 2.26: 磁気トラップ解放後 20ms のイメージ。(a) 熱的原子雲。(b) 凝縮体と熱的原子の2相構造。(c) 純粋なボース凝縮体。スケールは 1.2mm×1.2mm。



図 2.27: 図 2.26 の画像データを元に光学密度を計算しプロットしたもの。

## 第3章 実験装置について

前章ではボース凝縮の生成法について順を追って説明したが、実験の細かい手法等については述べなかった。ボース凝縮を行うには、たくさんの細かい技術の積み重ねが必要であり、この章ではそのことについて 書くことにする。

#### 3.1 真空装置

ボース凝縮を生成する真空装置は超高真空 (~ 10<sup>-11</sup>torr)を達成する必要がある。それに加え、その真 空槽に大量の原子をロードする仕組みも必要である。私たちは原子を集めるために図 2.6 の様な 2 重磁気 光学トラップシステムを採用したが、その真空チャンバーおよびポンプは図 3.1 の様になっている。Upper MOT チャンバー用のポンプは排気量 201/s のイオンポンプ、Lower MOT 用には排気速度 1501/s のイオン ポンプ及びチタン昇華ポンプを用いた。チタン昇華ポンプは図 3.1(c) のようにイオンポンプとセットになっ ている。排気速度 1501/s のイオンポンプとチタン昇華ポンプは Upper MOT のチャンバーと Lower MOT のガラスセルの間に設置されている。このイオンポンプには漏れ磁場の影響を極力なくすために磁気シー ルドで覆った。





(a)

図 3.1: 真空装置の写真。(a) ベイク前の真空装置全体図。(b) Upper MOT 用のチャンバー。(c) チタン昇華 ポンプのフィラメント。 図 3.1(a) の右側に設置されているのはターボポンプである。真空装置を組立てた当初はロータリーポン プとこのターボポンプで真空を引いた。また、10<sup>-11</sup>torr という、超高真空を達成するためには真空装置全 体をベイクする必要があるが、その段階まではターボポンプで真空を引いていた。ターボポンプはバルブ を用いて取り外しができるようになっており、ベイクが終わった段階で取り外した。

ベイクは、リボンヒーターとアルミホイルを用いておこない、装置のうち6ヶ所にサーミスタにを取り付 け温度をモニターしながら均等に熱が加わるようにスライダックでヒーターの熱量を調整した。この真空 装置は約1週間かけて、200 でベイクした。このベイクの段階で注意をしなければならないのがチタン昇 華ポンプである。チタン昇華ポンプに電流を35A程度流したままベイクを行うと燃えてしまう。ベイクす る際にはチタン昇華ポンプのコネクタははずし、最終段階のときだけ電流を流した。

図 3.1(b) は Upper MOT 用のチャンバーの写真である。MOT 用の6つの view port がついている。規格は ICF70 で、直径 2.5cm 程度のビームなら通すことができる。たくさんの原子をトラップするにはこの 程度のビーム径は必要である。また、原子を push する共鳴ビーム用の view port が上側についている。

チャンバーのすぐ横 (写真では左側) にはルビジウムのアンプルを入れるためのベロウズがある。このア ンプルは真空が引き終わった後に割った。ベロウズとチャンバーの間にはバルブがあり、その開け閉めで真 空度を調整する。原子がチャンバー内になかなかでてこないときにはベローズをヒーターで温めればよい。 図 3.1(b) の正面の view port から原子を移送するテーパー型のチューブが見える。チューブの入り口は直 径 4mm、出口は 10mm、長さは 60mm である。Upper MOT と Lower MOT の距離は 26cm 離れている。

この真空装置は真空度を測ることができないので、どの程度の真空が達成されたのかを知ることはできないが、図 2.15のように、MOTの寿命が約 10 分と、十分な値が得られたので良しとした。

ただ、この真空度も実験を続けていくにつれ悪くなる。真空度が悪くなると蒸発冷却過程で原子のロスが 多くなりボース凝縮が生成できなくなるということもあった。このような場合には、ドライヤーなどを用い て簡易ベイクを行い応急措置をとる必要がある。

#### 3.2 光源

#### 3.2.1 外部共振器型半導体レーザー

磁気光学トラップや偏光勾配冷却において、周波数可変のレーザーは必要である。そのために 図 3.2 にあ るような外部共振器半導体レーザーを自分たちで制作した。半導体レーザーの素子自体は市販のものを買 い (HITACHI HL7852G,SANYO DL-7140-201)、コリメーションレンズで平行にした後、回折格子に入射 する。回折格子はエドモンドサイエンティフィック社のもので、ピッチが 1800/mmのものを使った。レー ザーの波長は 780nm 付近で、このレーザー光が回折格子に 45 度付近の角度で入射すると 1 次光はもとの パスに戻り外部共振器を形成する。外部共振器ができると、その共振器で許されるモードのみが発振する。 圧電素子 (PZT) に電圧を加えることにより、この共振器長を微調し、周波数を振ることができる。半導体 レーザーは温度や電流量で周波数が変わる。安定な発振を得るためには電流と温度も安定である必要があ る。電源には市販の精密電流電源を用い、温度はサーミスタで測った電圧を、LD の底に敷いてあるペル チェ素子にフィードバックする事で安定化している。ペルチェ素子には、熱伝導率を良くするために放熱用 シリコンを塗った。LD の波長は電流値、温度に敏感であり、これと圧電素子の電圧をうまくあわせればほ しい波長にあわせることができる。ちなみに、<sup>87</sup>Rb で MOT の場合、トラップ光遷移は 780.247nm、リポ 3.2. 光源

ンプ光遷移は 780.234nm 付近にある。

LD のビームパターンは楕円形で、偏光はその短軸方向に向いている。その偏光が垂直方向になるように 素子を配置した。そのようにすると回折格子の反射率(0次光)は80%となり、強度の強いビームを取り出 すことができる。LD の素子に SANYO DL-7140-201を使った場合は45~55mW、HITACHI HL7852Gを 使った場合は30mW 程度の強度が得られた。SANYO DL-7140-201のほうがパワーの強いビームを出せる が、HITACHI HL7852G のほうが外部共振器をつけた場合に扱いやすいという特徴を持つ。実験では、 Lower MOT のトラップ光、 Upper MOT のトラップ光、 リポンプ光、 プッシュ光および光ポンピ ング光、 プローブ光、の5台の外部共振器型レーザーを使用したが、強度が必要な Lower MOT 光 と Upper MOT 光には SANYO DL-7140-201を使い、そのほかのレーザーは HITACHI HL7852G を使用

した。



図 3.2: 周波数可変外部共振器半導体レーザー。(a) は写真で(b) はその模式図。回折格子の一次光を LD に 戻すことにより外部共振器を形成する。圧電素子で共振器長を微調する事により周波数を変えることがで きる。LD の箱にはダイキャストボックス (12cm×12cm×9cm)を用いそれをアルミ板の上に設置した。そ のアルミ板の底には振動吸収用のゴムがついている。

#### 3.2.2 飽和分光

レーザー光の周波数を Rb の共鳴線にあわせるには、レーザー光の一部を分けて実際に Rb にあて、その 吸収の様子をモニターする必要がある。ただし、ターゲットはガラスセル中に封入された Rb の気体で、常 温では広いドップラー広がり (~600 MHz) を持つので、ふつうの吸収分光では上準位 (5P<sub>3/2</sub>) の超微細構造 は埋もれてしまう。その超微細構造をモニターするために飽和分光と呼ばれるテクニックを使う。

図 3.3 は、実際に行った飽和分光の光学系である。レーザーから出た光はまず  $\lambda/2$  波長板で水平偏光に変えられ、AOM(音響光学変調器、Acoust-Optic Modulator) に通される。AOM とは結晶中に超音波の定在 波を発生させ、それにより光を回折させるもので、ここではレーザー光のスイッチに使った。AOM の回折

効率は8割程度まで上げることができ、その回折光を本線として使う。AOM で回折された光はウェッジ基板でごくわずか反射される。ウェッジ基板とはコーティング無しのガラス板のことで表面と裏面は平行ではなく、角度が1°ついている。レーザー光は表面と裏面それぞれで反射されるが、そのうち一つを飽和分光用のレーザーに用いる。ちなみにもう一つの光はファブリペロー共振器にいれ、レーザーのモードをモニターするのに使う。AOM の1次光は0次光に比べ80MHzの周波数シフトをうけるので、ウェッジ基板の位置は AOM より後である必要がある。

さて飽和分光用のビームであるが、偏光ビームスプリッターを通過させた後、 $\lambda/4$  波長板で円偏光にす る。そして、Rb 気体が蒸気圧で封入されているガラスセルを通過させた後ミラーで折り返し再びセルを通 過させる。そのビームは再び  $\lambda/4$  波長板を通過した後には垂直偏光になっており偏光ビームスプリッター で反射されフォトダイオード (浜松ホトニクス s3399) に入る。ここで、セルに 2 回ビームを通すというの がこの飽和分光法の最も重要な部分であり、これによりドップラー広がりに埋もれた超微細構造をみること ができる。その原理をこれから説明する。

原子の共鳴周波数を $\omega_A$ 、レーザーの周波数を $\omega_L$ とし、その周波数差を $\delta = \omega_L - \omega_A$ と定義する。レー ザーが進む軸を x 軸とし、その軸の原子の速度成分を  $v_x$  とすると、

$$\delta = -k v_x \tag{3.1}$$

を満たす速度の原子が共鳴を起こし、励起状態へポンプされる。 $\delta \neq 0$ の場合で、ビームが初めて入射した 段階 (この段階の光をポンプ光と呼ぶ)では、基底状態と励起状態の速度分布は図 3.4(a)の様になっている。 基底状態の速度分布は  $v_x = -\frac{\delta}{k}$ を中心に自然幅程度穴が掘られ、そのぶん励起状態にあがっている。折り 返しビーム (プローブ光と呼ぶ)に対しては、方向が逆になるので共鳴する原子の速度も符号が変わる。す ると、基底状態と励起状態の速度分布は図 3.4(b)の様になる。この場合、プローブ光の吸収率は普通の線 形吸収分光と同じになる。 $\delta = 0$ の場合、ポンプ光が共鳴する原子の速度は  $v_x = 0$ で、図 3.4(c)の様にな る。プローブ光の共鳴する原子の速度成分も  $v_x = 0$ であるため、プローブ光はあらかじめ励起状態にポン プされた原子集団に入射されることになる。この場合、プローブ光の吸収率は  $\delta \neq 0$ のときに比べて落ち る。周波数を掃引したときに吸収が飽和する部分のピークが原子の共鳴線であり、飽和信号の幅が自然幅に 相当する。この、ドップラー広がりした吸収線の中に現れるディップをLambディップという。このように、 ビームを折り返すことによって  $v_x = 0$ の成分の信号のみを選択的に飽和させる方法を飽和分光という。



図 3.3: 飽和分光の光学系。

#### 3.2. 光源

ここで一つ注意したいのは、ドップラー幅の中に超微細構造がいくつかある場合には、その周波数の中間 の周波数でも吸収の飽和がおこる、ということである。2つの遷移のちょうど中間にレーザーの周波数があ る場合には、基底状態と励起状態の速度分布はポンプ光を入れた時点で図3.4(b)のようになる。このよう な状況に折り返しのプローブ光をいれたら、共鳴する原子の速度は入れ替わるだけなので、この場合も飽 和が起こることがわかる。このとき、現れるディップを cross over ディップという。

実験では S/N をよくするためと、次節でやる周波数安定化のためにロックインアンプで微分した信号を 常にモニターしている。ロックインアンプで微分をとるためには信号に変調をかけなくてはならないが、セ ルにコイルを巻き AC 的に磁場を加えて原子のエネルギーを振ることによって実現した。セルに巻くコイル は 300 回巻いたものを使い、変調は 7KHz で行った。また、レーザーの周波数を共鳴から何 MHz ずらした ところにあわせたいという場合にはそのコイルに DC 的な磁場を加え原子のエネルギーをその離調分ずら せばよい。その場合、AC と DC の電流を同時にコイルに流す必要があるのでそのための回路を制作した。 図 3.5 はその回路図である。発振器は秋月電商のキットを用いた。はじめのオペアンプの部分は AC と DC の電圧を足し算する回路で次のオペアンプは電圧を電流に変換する回路である。 2 つ目のオペアンプには PA26 という大電流用のオペアンプを用いた。



図 3.4: 飽和分光の原理。



図 3.5: 磁場駆動回路の回路図。

共鳴周波数付近で、周波数を掃引したときのロックインアンプの出力は図 3.6 のようになる。(a) が DC 磁場のを加えない場合で (b) が DC 磁場を加えた場合である。(a) には 3 つの信号が存在する。一番右の信 号が  $5S_{1/2}: F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}: F' = 3$  遷移に相当し、後の 2 つはクロスオーバーディップである。ロックイ ンの信号は微分信号なので、信号が立ち上がってから立ち下がりのちょうど真ん中が吸収の中心周波数に相 当する。(b) は DC 磁場を加えた場合で、エネルギーシフトは 30MHz に相当する。(a) に比べ信号の形は 崩れているが、右側の大きい信号が  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  遷移に相当する。



(a)

(b)

図 3.6: ロックインアンプの信号。横軸が周波数に相当。(a) はコイルに DC 磁場を加えない場合で(b) は コイルに DC 磁場を加えた場合。

3.2.3 周波数の安定化

図 3.6 の信号を使えばレーザーの周波数を原子の共鳴線にロックすることが可能である。少しわかりやす くするために、吸収の微分信号を模式的に示すと図 3.7 のようになる。



図 3.7: 微分信号の模式図

原子の共鳴線の中心は、図 3.7 の矢印で示したところに存在する。ロックインの信号が常にその電圧にな るようにレーザーの周波数にフィードバックをかければレーザーの周波数は長時間、原子の共鳴周波数にあ



図 3.8: レーザー周波数安定化の為のフィードバック回路。

わせておくことができる。

フィードバックをかけるために図3.8の回路を制作した。このフィードバック回路の最も核となる部分は、 積分回路である。オフセットを調節して、あわせたい周波数の電圧を0vにし、積分回路に入れる。積分し た電圧値は PZT(圧電素子) コントローラーの外部コントロール端子にいれる。積分する方向がうまくあえ ば、電圧値が0vになるように常に周波数が振られ、周波数のロックができる。共鳴線にロックする場合に は、図3.7の点線間の周波数にあらかじめあわせてからスイッチを入れればよい。

図 3.6 について、順を追って説明する。まずはじめにバッファーを通した後、DC 電圧を足し算すること でオフセットを調整する。そのあとに、必要なときは信号を増幅して極性スイッチに入れられる。このと きの電圧はオシロスコープなどにつないでモニターする必要がある。極性スイッチは積分する方向を決め る役割をする。この部分の2つのスイッチは連動する必要があるので 6pin で2系統あるスイッチを使用し た。その後はアナログスイッチに入れられるが、これはPC でロックを無効にできるようにつけられたもの である。飽和分光は、AOM を通した後の光で行っているので、AOM で光を切った場合、ロックインの信 号は不連続に全く異なる値へ移ってしまう。BEC を生成する過程では途中で光を切るが、そのときにロッ クがかかったままだと周波数も不連続に違う値へ飛んでいってしまうので、ロックを無効にする必要があ る。そのために TTL 信号で ON/OFF できるのアナログスイッチをここで用いた。 アナログスイッチの後は普通のスイッチ<sup>1</sup>で、周波数ロックを行うためのスイッチとなる。その後、積分 回路に入れられるがそのときの時定数<sup>2</sup>は1秒に設定した。これは、ロックインアンプの時定数の関係で速 い応答ができないことから、この値にした。このフィードバック回路は速い周期の周波数の揺れを押さえる ことはできないが、長時間、ドリフトを押さえることができる。

#### 3.2.4 光ポンピング用レーザーの周波数

前述した方法で、Lower MOT の trap 光、Upper MOT の trap 光、repump 光、push 光、probe 光の周 波数を用意することはできるが、磁気トラップに移行する際の pump 光  $(F = 2 \rightarrow F' = 2)$ の周波数にあわ せるのは信号強度が弱いので難しい。また、そのためにもう1台別のレーザーを用意しなくてはならない。 本実験では pump 光を push 光と共通にし、その周波数差である 267 MHz は AOM と AOD (音響光学偏 光器:Acousto-Optic Deflector)を用いてシフトさせることにした。 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ に共鳴した光を、まず はじめに AOM に通して 80 MHz 周波数をシフトさせる。その後、図 3.9 の光学系を組んで AOD に 2 回通 すようにする。AOD は変調周波数をコントローラーに加える電圧でコントロールできるので、その周波数 を 93.5 MHz 程度になるように調整した。この調整は、実際に MOT にこの光を当て最も原子を吹き飛ばす

電圧を探すことで行う。変調周波数を変えると回折光のパスは変わるが、図 3.9 の系では AOD を 2 回通っ た後のパスは変わらないようになっている。



図 3.9: ダブルパス AOD の光学系。

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>この2つの順番は逆でもかまわない  ${}^{2}\tau \equiv CR$ 

3.3. 光学系

### 3.3 光学系

### 3.3.1 トラップ光とリポンプ光

半導体レーザーのビームパターンは楕円形をしている。MOTを行うにはビーム径の大きい円形のビーム が適しているので、MOTのトラップ光とリポンプ光は以下のようにビーム整形を行った。

まず、f=1000mmのレンズで緩やかにビームを絞り、焦点より少し手前のところで f=30 のレンズでを斜 めにいれる。するとビームは急に絞られ広がるが、そのレンズの角度を調整するとビームパターンが丸い 光を得ることができる。その場合、パターンのきれいなビームの周りに高次のモードが現れるのでその部 分はアイリスで切る。その後、f=700mmのレンズで平行化しビームの直径 25mm 程度のビームを得ること ができる。図 3.10 は Lower MOT のトラップ光とリポンプ光をビーム整形してからビームを重ねてその光 を分けるまでを表したものである。



図 3.10: Lower MOT トラップ光およびリポンプ光の光学系。

f=30mmのレンズで絞られたビームの焦点の位置にはメカニカルシャッターを入れている。磁気トラッ プはトラップ光などのレーザー光が少しでも入るとロスが大きくなってしまので、磁気トラップに移行す る際はレーザー光を完全に切る必要がある。AOM では完全にビームを切ることができないので、メカニ カルシャッターは必需品である。本実験では Nerport 社製 B846HP を用いた。メカニカルシャッターを駆 **動するには数** A の電流をパルス的に流す必要があるが、この目的のために IGBT<sup>3</sup>駆動用 IC (MITIBISHI M57962AL-01)を用いた。この素子は電原に+15v、-10v を入れて動作させ input に 5vの TTL が入力さ れると+15v、0v が入力されると-10v の電圧が出力される。 電流はそれぞれ 5A まで流せる。図 3.11 は メカシャッター駆動回路の回路図である。瞬間的に電流をたくさん流せるように、M57962AL-01の電源に 並列に大容量コンデンサーをつないだ。

メカニカルシャッターの応答速度はビームをシャッターの穴のどこに通すかによって変わる。図 3.12 のように通した場合もっともビームを素早く切ることができ、TTL 信号を入れてから 2.2msで切れ始め 2.5ms で完全に切れる。



図 3.11: メカニカルシャッター駆動回路。

メカシャッターで光を完全に遮断しても、様々なところからレーザーの反射光が磁気トラップされた原子 に照射されてしまう。これを迷光と呼ぶが、これを防ぐため図 3.10 にもあるように平行化ビームの手前に 壁<sup>4</sup>を設置しビームが通る穴だけをあけておく。そしてビームの出口手前には光路遮断機 (駿河精機:F116-1) を設置し、磁気トラップ中はこの穴も塞ぐようにする。この光路遮断機は電源にソリッドステートリレー (SSR) をつなぎスイッチングした。

さらに迷光対策として、光源部分の周りに枠を作り、全体を遮光性の高い布などで覆った。この効果は磁 気トラップで圧縮したときにあらわれる。このような迷光対策をきちんとしないと蒸発冷却で十分な寿命 を得られない。

図 3.10 にもあるように光路遮断機を通過した光はレンズで平行化され、はじめの偏光ビームスプリッター (PBS) でトラップ光とリポンプ光が混ぜられる。それと同時に混ぜられた光は 2 つに分けられ、ひとつは Lower MOT の z 軸 (コイルの中心軸) に入れられる。z 軸のビームはさらに  $\lambda/2$  波長板と PBS で 2 つに分 けられそれぞれ  $\lambda/4$  波長板で円偏光にした後、z 軸に互いに向かい合わせになるように入射する。

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>磁気トラップコイルの章参照

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>アルミホイルを段ボールではさんだもの

#### 3.3. 光学系

もう一つのビームは  $\lambda/2$  波長板と PBS で 2 つに分け、それぞれ  $\lambda/4$  波長板で円偏光にし、x 軸と y 軸に 入れる。それらはそれぞれ  $\lambda/4$  波長板を通ってからミラーで折り返される。

これが Lower MOT の光学系であるが、Upper MOT もビーム整形の方法など基本的な部分は同じであ る。リポンプ光は Lower MOT と共通であり、途中ビームスプリッターで分けた光を Upper MOT のトラッ プ光に混ぜている。Lower MOT と違う点は z 軸も折り返しビームを使っていることと、x 軸、y 軸の入射 方向が逆であることである。

これらの光学系で注意しなければならないのは円偏光にした後のビームをミラーで反射させる場合は偏 光が崩れないようにシルバーのミラーを使わなくてはならないことである。ただし折り返しのビームは誘 電体ミラーでもかまわない。また、MOT のビームは直径約 25mm と太いので、それにあわせて光学部品 も大きなものを使わなくてはならない。本実験では PBS は一辺 30mmのもの、波長板は 25mmの円形の もの、ミラーは直径 30mm や 50mm のものを使いビームが欠けないようにした。

### 3.3.2 プッシュ光とポンプ光

プッシュ光とポンプ光は同じレーザーを使う。図 3.13 はそのレーザーの光学系を表している。レーザーから出た光はまず飽和分光をしてからアイソレーターに入れられる。その後 AOM を通った光は  $\lambda/2$  波長板で2つに分けられ、1つはプッシュ光、もう1つはポンプ光になる。プッシュ光になるパスの光は再び AOM を通りもとの周波数に戻る。その後シングルモードファイバーを通ってからレンズ1枚で絞られ Upper MOT に照射される。ポンプ光になる光は、ダブルパス AOD の光学系を通り、 $F = 2 \rightarrow F' = 2$  の遷移周波数になる。その光をレンズで絞りピンホールでモードをきれいにした後  $\lambda/4$  波長板で円偏光にし、Lower MOT に下から当たるように光学系を組む。



図 3.13: プッシュ光とポンプ光の光学系



図 3.14: ファイバーを出た後のプッシュ光 の写真。レンズで絞られた後、無偏光ビー ムスプリッターを通る。透過光は強度モニ ター用のフォトダイオードに入り、反射光 は Upper MOT へ入射される。

#### 3.3.3 プローブ光

プローブ光は測定に用いる光なので、最も周波数の安定性が求められる。外部からのノイズもできるだけ 排除する必要がある。そのために電源系もその他の電源と独立にし、レーザーを設置する場所もその他の レーザーが載っている除震台とは別にした。レーザーは周波数モニターの為の光を分けた後、アイソレー ターを通り、AOM を2回通った後シングルモードファイバーに入れられる。ファイバーに通すのはモード をきれいにする意味合いもある。ファイバーから出た光はそのまま広げられ、レンズで平行化されガラスセ ルの原子集団に照射される。その後の光学系は図2.16のように、レンズで絞られ CCD カメラに像を結ぶ。



図 3.15: プローブ光の写真。除震台の下に台を用意し光学系を組んだ。ファイバーで除震台の上まで運ばれる。

## 3.4 コイル

### 3.4.1 磁気トラップコイルおよび磁気光学トラップコイル

磁気トラップに用いるコイルは、磁場の立ち上がりを素早くするためにコイルの巻き数を少なくしなく てはならない。そのためには大電流を流す必要があり、そのために特殊なコイルが必要になる。コイルには 外径 3.2mm、内径 0.8mmの銅管を用いた。銅管は熱収縮チューブで絶縁し、管に水を流すことで水冷にす る。最終的なバイアス磁場を安定させるためにすべてのコイルは直列につないだ。水冷は 5 気圧の水冷用 ポンプを用いて行った。水回りはすべてのコイルがきちんと冷却されるように並列につないだ。

磁気トラップの回路図を図 3.16 に示す。コイルのスイッチングは IGBT(MITSUBISHI CM600HA-24H)を用いた。IGBTを駆動するためにはメカニカルシャッターのところでも登場した専用の駆動素子 (MITSUBISHI M57962CL)を利用する。IGBT など、磁気トラップに使われる素子は大電流を流すと大量の熱を発生させるのでこれらも水冷した。IGBT の定格電流は 600A と書いてあるが、これは電流をパルス的に流した場合の数値であり数十秒間電流を流し続ける本実験の場合には当てはまらない。実際に 300A 以上の電流を1台

40





図 3.17: 磁気トラップコイルの写真。

の IGBT に流すと水冷が間に合わず壊れてしまう。 このため、IGBT は並列に 2 台つないだ。

磁気トラップの電源には原子捕獲用と圧縮用の2台を用いた。図3.16の左側に定電圧モードと書いてある 電源が捕獲用の電源 (MATSUSADA PR20-250) である。この電源は Curvature コイルと Gradient コイル にのみ流れる。あらかじめ定電圧モードで待機しておき、IGBT でスイッチングすることで磁気トラップを 立ち上げる。このとき流れる電流は 150A に設定した。圧縮用電源は図 3.16の右上にある電源 (ESS40-375) でこれは GPIB ボード経由で PC から操作する。モードは定電流モードにしておき IGBT を ON にしたと きには 0A にしておく。そして徐々に電流値を上げていき 3 秒間で 350A まで到達させる。この途中の時 点で捕獲用電源からは電流が流れなくなり、完全に圧縮用電源からのみ電流が流れるようになる。電流を 350A 流した際の、式 (2.12) の定数は  $B_0 = 1.7G$ 、 $B'_a = 212G/cm$ 、 $B''_a = 130G/cm^2$  となる。

IGBTで磁場を切る際に、コイルにたまったエネルギーを散逸させるため図 3.16 のようにコイルに並列に バリスタとダイオードを入れる。この回路でコイルに流れる電流が完全に切れるにはおよそ 200μs かかる。 Lower MOT のコイルも磁気トラップコイルと同じ銅管で製作した。電源には MATSUSADA PR10-270 を用い、スイッチングは IGBT で行った。この電源には外部入力端子に加える電圧で、電圧値をコントロー ルすることができる。この端子に DA コンバーターのチャンネルをつなぎ PC からコントロールできるよ うにしてある。MOT の際に流す電流は 48A で磁場の中心軸上の磁場勾配は 18G/cm である。

Upper MOT コイルは真空チャンバーの窓の筒に、直径 0.6mmの被覆線を 100 回巻いたものを使った。 このコイルを巻くために図 3.18 にあるテフロンで作成したジグを用いた。このコイルに電流約 1A を流す と、約 10G/cmの磁場勾配が得られる。

図 3.16: 磁気トラップの回路図。



図 3.18: Upper MOT コイル用のジグ

#### 3.4.2 蒸発冷却用コイルとその接続

蒸発冷却過程でrf磁場を発生させるのに、直径 0.6mmの導線をガラスセルに1巻きした長方形のコイル (35mm×60mm、トラップとの距離:15mm)を用いた。コイルにはシンセサイザー(Anritzu MG3461A)か ら発生させた信号をrfアンプ (Mini Circuits TIA-1000-IR8)で増幅したものを入れた。シンセサイザーか ら出力したパワーは-25dBm~-30dBmで、アンプの増幅率は 35dB である。途中、終端用 50Ωの抵抗を並 列に入れた。

rfはレーザーの周波数などにも悪影響を及ぼすのでケーブルの配置などに気を使う必要がある。

#### 3.4.3 その他のコイル

本実験で用いたコイルは磁気トラップと磁気光学トラップ用のコイルのみではない。それらのコイルを以下にまとめる。

- 地磁気補正用のコイル ×3
- Lower MOT 位置シフトコイル
- 光ポンプのときのスピン偏極用磁場コイル
- バイアス磁場補正コイル
- Upper MOT 位置補正コイル ×3

このうち、Lower MOT 位置シフトコイルとスピン偏極コイル、バイアス補正コイルはスイッチングする 必要があるので SSR をつないだ。SSR は 3A 以下の電流量で済む場合には omron G3CN-DX03P1、それ以 上流す場合は omron G3NA-D210Bを用いた。電流を切る際に TTL 信号を切ってから実際に電流が切れる まで、omron G3CN-DX03P1の場合は約1ミリ秒、omron G3NA-D210Bの場合は約1.9 ミリ秒かかるの でそのことも考慮してプログラムを組む必要がある。

また、磁気トラップの Gradient コイル、Curvature コイルと同じ向きに巻いてあるコイルは抵抗をつけ、 それらのコイルとの結合を悪くした。これは磁気トラップをつけたり消したりする際に発生する誘導起電 力の効果をできるだけ押さえるためである。

### 3.5 吸収イメージングシステム

#### 3.5.1 光学系と ccd カメラ

吸収イメージングの光学系は図 2.16 のようになる。レンズは f=105mm のものを用いた。ccd カメラは BITRAN 社製 BS30L を用いた。ccd カメラのピクセル数は 488×650 で 1 つのサイズは 10µm × 10µm で ある。このカメラを xyz ステージに固定し微動できるようにした。カメラは専用の PCI ボードで PC と接 続し専用のソフトでコントロールする。ボードにはトリガー端子があり、そこに加える電圧を 5v から 0v に変化させれば<sup>5</sup> ccd カメラのシャッターを開けることができる。シャッター時間はソフトウェア上でコント ロールでき最も短い時間で 1/1000 秒である。撮影モードは空間解像度と光強度解像度についてそれぞれ 2 種類選択できる。空間解像度は通常モード とビニングモードの 2 つがある。通常モードは 1 ピクセルあた リ光強度を読み込むが、ビニングモードは 2 × 2 の 4 ピクセルで 1 つの信号を読み込む。光強度の解像度は 8bit と 16bit の 2 種類から選べる。撮影された画像ファイルはそのコントロールソフトオリジナル形式のほ かに、バイナリ形式、ビットマップ形式などで保存できる。画像を解析する場合にはバイナリ形式で保存し たデータを用いる。

#### 3.5.2 画像処理ソフト

ccd カメラで撮影したデータから、原子集団の情報を得るために光学密度という量を見積もるがこの量が いったい何なのかということをまずは考える。

密度分布 n(x,y,z) の原子集団にプローブ光が当たった場合、プローブ光の強度 I(x,y) は次の微分方程式 に従う。

$$\frac{dI(x,y)}{dz} = -\sigma_{abs}n(x,y,z)I(x,y)$$
(3.2)

ここで、*σ<sub>abs</sub>*は原子1個あたりの吸収断面積で、プローブ光の強度が飽和強度に比べ十分弱く、ちょう ど共鳴していれば

$$\sigma_{abs} = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \tag{3.3}$$

となる<sup>6</sup>。[37]

プローブ光の初期強度分布を  $I_{ini}(x, y)$ 、最終強度密度を  $I_{fin}(x, y)$  とすると式 (3.2) を変数分離法で解 くと

$$\int_{I_{ini}}^{I_{fin}} \frac{dI}{I(x,y)} = -\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{abs} n(x,y,z) dz$$

$$(3.4)$$

$$\ln \frac{I_{fin}(x,y)}{I_{ini}(x,y)} = -\sigma_{abs} \int_{-\infty}^{\infty} n(x,y,z) dz$$
(3.5)

$$\Rightarrow I_{fin}(x,y) = I_{ini}(x,y)e^{-\sigma_{abs}\int_{-\infty}^{\infty}n(x,y,z)dz}$$
(3.6)

<sup>5</sup>普段は 5vの電圧をかけておく必要がある

<sup>6</sup>但し2準位の場合

となる。ここで

$$OD(x, y) \equiv \sigma_{abs} \int_{-\infty}^{\infty} n(x, y, z) dz$$
(3.7)

と定義し、これを光学密度 (optical density) と呼ぶ。この定義より、光学密度は原子密度を z 軸方向に積 分した量に比例することがわかる。

この量を実際に見積もる為には、原子が写った画像データの他に、以下の画像が必要である。

- 原子集団はなく、プローブ光のみがカメラに照射されてる画像(フラットフィールド)
- 原子集団もプローブ光もなく、環境による明るさのみが写った画像 (ダークフレーム)

これらの画像データをそれぞれバイナリデータで保存する。画像データは 488 × 650 (ビニングしたデータの場合は 244 × 325) 個の 16bit(または 8bit) データの羅列である。原子が写った画像データを CCD(i, j)、フラットフィールドの画像データを FLT(i, j)、ダークフレーム画像のデータを DRK(i, j) と書くことにすると、各ピクセルの光学密度は

$$OD(i,j) = -ln \frac{CCD(i,j) - DRK(i,j)}{FLT(i,j) - DRK(i,j)}$$
(3.8)

となる。但しこの値は正確には次の式のように各ピクセルで光学密度を積分した量である。

$$OD(i,j) = \int_{i,j} OD(x,y) dx dy$$
(3.9)

このように、バイナリ形式のデータを計算するため Microsoft Visual Basic5.0 でプログラムを作成した。図 3.19 はそのソフトウェアのフォームを表したものである。このソフトは式 (3.8) の OD(i,j) を計算し、市販の 解析ソフトで読み込めるように ASC 形式で保存するソフトである。下に抜粋したソースはバイナリ形式 のデータを読み込むための部分である。ここで変数 a は Byte 型で宣言しておく。Byte 型変数とは 0 ~ 255 の 8bit の数でデータが 8bit の場合は、そのまま順番に get 文で読み込んでいけばよい。16bit のデータの 場合は少し工夫が必要で、まず上位 bit を読み込んでから 256 倍して次に読み込んだ下位 bit と足しあわせ る必要がある。

```
If Check2.Value = 1 Then
Open CommonDialog1.filename For Binary As #1
For i = 1 To i_Max
For j = 1 To j_Max
Get #1, , a
CCD(i, j) = CLng(a)
Next j
Next i
Close #1
Else '16bit
Open CommonDialog1.filename For Binary As #1
For i = 1 To i_Max
```

44

3.5. 吸収イメージングシステム

End If

```
For j = 1 To j_Max
Get #1, , a
CCD(i, j) = CLng(a)
Get #1, , a
CCD(i, j) = (CLng(a) * 256) + CCD(i, j)
Next j
Next i
Close #1
```

データを読み込んだら式 (3.8) に従って計算をすればよい。

また、光学密度を吸収断面積  $\sigma_{abs}$  で割って足しあわせれば原子数を見積もれる。吸収断面積は式 (3.7) に あるように波長で決まるが、これは 2 準位の場合なので注意が必要である。<sup>87</sup> Rb の F=2 状態の場合、 2 準 位になりうるのは  $m_F=2(-2)$  状態に  $\sigma_{+(-)}$  光をあてた場合 のみである。本実験ではプローブ光に直線偏 光を用いており、原子が磁気副準位に均等に 分布していたとしてその場合の遷移強度は、 $m_F=2(-2)$  状態 に  $\sigma_{+(-)}$  光をあてた場合に比べて 約半分になるのでそれを考慮して原子数を見積もるプログラムを作成 した。 ただ、この原子数であるが原子を撮った画像とフラットフィールド画像の光強度に差が出ると 信 号が正確でなくなる。正確に原子数を見積もるのならデータをフィッティングする必要がある。



図 3.19: 画像処理ソフト。光学密度と原子数を見積もることができる。選択範囲のみデータを保存することができる。

3.6. PC による制御

#### 3.6 PC による制御

#### 3.6.1 PCと各装置の接続

ボース凝縮生成実験は、MOTから観測に至るまで、様々な装置をミリ秒単位で正確に制御する必要がある。そのために前節に出てきた観測用の PC とは別に装置制御用の PC を用意した。この PC には4枚の ボードが入っている。それらを列挙すると

- Micro Science 社製 MS-940300 (FIFO メモリつき TTL)
- Interface 社製 PCI3338 (絶縁型 DAC & TTL)
- 日本データシステム社製 PCI-6208(DAC & TTL)
- Hewlett-Packard 社製 HPIB(GPIB) ボード E2078/82350A (GPIB 対応装置の制御)

となる。このうち、Micro Science 社のボードには自作の TTL BOX を製作し PC、手動のどちらでもスイッ チングできるようにした。これらのボードからどのように接続されているのかを以下に示す。まずはじめに TTL 信号について表 3.1 にまとめた。これらのボードにはそれぞれチャンネル番号がついているが、すべ て忘れて命名し直すことにした。このことはサブルーチンを自分で書いて反映させる。各種ボードにはそ れぞれのメーカーより標準モジュールが提供されていて、それぞれ決まった文法で出力を指定する様になっ ている。そこで新たに

```
Sub TTLch1(sw As Boolean)
TTLch(1) = -CInt(sw)
Call MS1L_write
End Sub
....
Sub TTLch17(sw As Boolean)
TTLch(17) = -CInt(sw)
Call ADD0_write
End Sub
```

といったようなサブルーチンを作りその中に各種ボード独自の命令を書いておく。全チャンネルについてサ ブルーチンを書き標準モジュール用ファイルとして保存しておけばボードの違いを意識せずにプログラミ ングができる。

この接続で注意すべきところは TTLch18 の磁気トラップ用 IGBT への接続である。もともと IGBT コ ントローラーにはフォトカプラが内蔵されているが、350A を一瞬で切るときのサージを完全に分離するこ とはできず、他の系に大きな影響を及ぼしてしまう。そこでもう一回フォトカプラ (QT 740L6000)を通す ことによってサージの量を減らした。ただこれでも完全にサージによる影響を消すことができたわけではな く、磁場を切る際にレーザーの周波数が影響を受け、ロックがはずれてしまうということはよくある。では 絶縁型ボードである PCI-3338 からトリガーをかけて、さらに絶縁を強化すればいいかというとそうではな い。PCI-3338 からトリガーをかけた場合には、逆に IGBT の振る舞いが不安定になるという結果になった。

ボード名	チャンネル名	接続先
MS-940300	TTLch1	Lower MOT トラップ光用メカニカルシャッター
	TTLch2	リポンプ光用メカニカルシャッター
	TTLch3	プッシュ光+ポンプ光用メカニカルシャッター
	TTLch4	Upper MOT トラップ光用メカニカルシャッター
	${ m TTLch5}$	周波数ロック回路 無効
	TTLch6	プローブ光 AOM
	${ m TTLch7}$	プッシュ光 AOM
	TTLch8	周波数ロック回路 無効
	TTLch9	光路遮断機用 SSR
	TTLch10	光路遮断機用 SSR
	TTLch11	最終バイアス磁場調整用コイルの SSR
	${ m TTLch12}$	なし
	${ m TTL} { m ch} 13$	プローブ光メカニカルシャッター
	TTLch14	FORT 光用 SSR
	${ m TTL}{ m ch}15$	なし
	TTLch16	なし
PCI-6208	${ m TTLch17}$	CCD カメラ用トリガー
	TTLcch18	フォトカプラ $ ightarrow$ 磁気トラップの $\operatorname{IGBT}$
	TTLch19	MOT シフトコイル用 SSR
	TTLch20	スピン偏極コイル用 SSR
PCI-3338	$\overline{\mathrm{TTLch21}}$	フォトカプラ $\rightarrow$ Lower MOT の IGBT
	TTLch22	なし

表 3.1: ボードと各種装置の接続

その次に DA コンバーターの接続についてまとめたのが表 3.2 である。DA コンバーターに関しても同じ ようにサブルーチンで命令をまとめておき標準モジュールに加える。この場合は引数が電圧値になる。 HPIBボード E2078/82350A には磁気トラップの圧縮用電源 Ess40-375 と、蒸発冷却用シンセサイザー Anritsu 製 MG3461A がつながっている。GPIB はそれぞれの機器にアドレズを割り振り区別する。電源の アドレスは 3、シンセサイザーのアドレスは 6 に設定した。

## 3.6. PC による制御

ボード名	チャンネル名	接続先
PCI-6208	DACch1	Lower MOT トラップ光周波数外部操作
	DACch2	Lower MOT トラップ光 AOM
	DACch3	リポンプ光 AOM
	DACch4	プッシュ光とポンプ光のもとの AOM
	DACch5	Upper MOT のトラップ光 AOM
	DACch6	ポンプ光用 AOD
	DACch7	リポンプ光周波数外部操作
	DACch8	なし
PCI-3338	DACch9	Lower MOT の電圧値設定
	DACch10	FORT 用 AOM
	DACch11	FORT 用 AOM

表 3.2: ボードと各種装置の接続



🗷 3.20: PC

#### 3.6.2 制御プログラミングについて

ボース凝縮を生成する際の制御プログラムも Visual Basic5.0 で作成した。そのフォームを図 3.21 に示す。 偏光勾配冷却、磁気トラップ、断熱圧縮、蒸発冷却、Time-of-flight イメージングの各過程の設定がフォー ム上でできるようになっている。Start ボタンを押せばそれらのシーケンスを順次タイミングを取りながら 行うようになっている。磁気トラップ、断熱圧縮、蒸発冷却はチェックボックスがチェックされたときだけ その過程を行うようになっているので各過程で原子がどのようになっているのかを確認できる。

このプログラムで最も重要なのはタイミングの取り方である。このシステムは様々なボードが混在して いて PC 上でタイミングを取る必要がある。時間が短いとき (<1ms) には以下のサブルーチンを書き、これ で指定するようにした。

```
Const LoopCount = 10000 '1msに相当するforルーチンの回数
...
Sub WaitTime(ms As Single)
For i = 1 To ms * LoopCount
Next i
End Sub
```

これは単に空のループを回しているだけであり、そのループの数は PC の性能で決まる。このサブルーチン は長い時間を待つときには使えない。windows の場合、割り込みが発生してしまうからである。その場合 のために次に示すサブルーチンを用意した。

```
Declare Function timeGetTime Lib "winmm.dll" () As Long
...
Sub GetTime(ms As Integer)
starttime = timeGetTime
Do Until timeGetTime = starttime + ms
Loop
End Sub
Sub GetTimeStart()
starttime = timeGetTime
Do Until timeGetTime = starttime + 1
Loop
End Sub
```

これは Windowsの API 関数の一つである timeGetTime にアクセスして時間を数えるサブルーチンである。 timeGetTime は 1 ミリ秒ごとに時を刻む関数で PC 上では最も正確な時計であり、その時計がほしい値に なるまでループを回し続けるようになっている。ただ、単位はミリ秒なので GetTimeStart というタイミン グを取るためのサブルーチンも用意した。

50

BEC		
F WOT MS MOT Cail F MT cail	CMOT Initial Final Ramp up Detunine Shift coll SSR delay I OV=27AD OV=27AD OV=27AD	LOADING
F push depump MOT shift coil Coil	PGC Ist stage (not detunined) Por ms (10 MHz (180 steps = 100 ms (180 steps = 1ms)	To loadine IT ON/OFF FORT IT FORT Intensity Ramp up
MT Baias coil FORT beam molecose	MT □ Probe Trap time → □ Comp [350 A [3000 me □ MT F+2 → catchine 10 a me □ A Trap time → □ □ Comp [350 A [3000 me □ Ecomol [250 A [2000 me □ A me □ A me □ BEE(0)書き込み	04 V 120 ms. MT-off delay Trap Time 0 ms 001 s T RF 1147 Mass - 30 dBm
START	EVAP F Evaporation Initial Frequency Final Frequency Seeep Time Amplitude Expand P [0] [50 MHz [5 MHz [15 2 -20 dBm -	C Stem-Gerlach
FLTtriger	Image: Displayed by the second seco	F10 mH2 to [2 MH2 F20 dBm [2 ms
DRKtriger	Image: Construction	Magnetic field
CCD treer	Finitial     Start     CONVOFF     Step Time To ms     Waiting Time To ms       TOF     MToff Time ms     TOF Time ms     Shuffer time ms     Shuffer time ms	HEND AND Probe push FOR(2)

図 3.21: BEC 用制御プログラム

このプログラムでは GPIB 機器の制御にも注意が必要である。GPIB 機器はそれぞれプログラム上で初 期化をしなくてはならないが、その初期化は"start"を押したときのシーケンスに含まれている必要がある。 断熱圧縮用電源 Ess40-375 の初期化するタイミングは特に重要である。あまり早い段階で初期化してしま うと、他のコイルが ON/OFF したときに誘導起電力が生じてしまうからである。電源の初期化は断熱圧縮 を開始する直前に行った。

また GPIB 機器は一般に速い応答ができないので、その機器に合わせたタイミングで命令を送る必要がある。

断熱圧縮用電源 Ess40-375 は定電流モードで 30msごとに命令を送るプログラムになっている。各時間で どれだけの電流値に設定すかはあらかじめ計算しておく必要がある。

蒸発冷却用シンセサイザー Anritsu MG3461A には掃引モードがあり、初めと終わりの周波数、そして掃 引時間を指定すれば線形に掃引を行うようになっている。BEC を生成する場合線形掃引ではなかなか難し いので数段階に分けて掃引できるようにプログラムを書いた。これはシンセサイザーの掃引モードが働い ている間、同じ時間だけプログラム上で待ち掃引モードが終わったら再び命令を送るというものである。

52

## 第4章 観測されたボース凝縮の特性

## 4.1 ボース凝縮体の波動関数

外部ポテンシャル  $V_{trap}(\mathbf{r})$  に閉じこめられ、任意の2粒子間に相互作用ポテンシャル  $U(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  が働く ボース粒子系のハミルトニアンは場の演算子を用いて以下のように書ける。

$$\hat{H} = \int d\mathbf{r} \hat{\Psi}^{\dagger}(\mathbf{r}) \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{trap}(\mathbf{r}) \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \iint d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \hat{\Psi}^{\dagger}(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^{\dagger}(\mathbf{r}') U(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}')$$
(4.1)

場の演算子の時間発展は、ハイゼンベルグの運動方程式  $i\hbar\partial_t\hat{\Psi}(\mathbf{r},t) = [\hat{\Psi}(\mathbf{r},t),\hat{H}]$ より、

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{\Psi}(\mathbf{r},t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_{trap}(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}'\hat{\Psi}^{\dagger}(\mathbf{r}',t)U(\mathbf{r}'-\mathbf{r})\hat{\Psi}(\mathbf{r}',t)\right]\hat{\Psi}(\mathbf{r},t)$$
(4.2)

となる。ここで、熱的ド・ブロイ波長が相互作用の到達距離に比べ十分長くなるほど原子集団の温度が低い とすると原子系の密度揺らぎは相互作用が起こる範囲でほとんど変化しないので、相互作用ポテンシャル U(r - r')を以下のようにデルタ関数で近似する。

$$U(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = U_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \tag{4.3}$$

このときの粒子間の衝突は s 波散乱が支配的になり、s 波散乱の散乱長  $a \ge U_0$  の間には以下のような関係 がある。

$$U_0 = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \tag{4.4}$$

ここで、ボゴリューホフの平均場理論に従い、場の演算子を以下のように分解する。

$$\Psi(\mathbf{\hat{r}},t) = \Phi(\mathbf{r},t) + \Psi'(\mathbf{\hat{r}},t)$$
(4.5)

ただし  $\Phi(\mathbf{r},t) = \langle \Psi(\mathbf{r},t) \rangle$  とする。 $\Phi(\mathbf{r},t)$  は c 数であり、オーダーパラメーターと呼ばれる。このオーダー パラメーターが満たすべき方程式は

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Phi(\mathbf{r},t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_{trap}(\mathbf{r}) + U_0|\Phi(\mathbf{r},t)|^2\right]\Phi(\mathbf{r},t)$$
(4.6)

となる。この式をグロス・ピタエフスキー方程式と呼ぶ [38, 39]。ここで、 $\Phi(\mathbf{r}, t) = exp(-i\mu t/\hbar)\Phi(\mathbf{r})$ と仮定すると、時間に依存しないグロス・ピタエフスキー方程式が得られる。

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_{trap}(\mathbf{r}) + U_0|\Phi(\mathbf{r})|^2\right]\Phi(\mathbf{r}) = \mu\Phi(\mathbf{r})$$
(4.7)

 $\mu$ はボース凝縮体の化学ポテンシャルである。かりに、トラップ中の全原子がボース凝縮しているとする と、ボース凝縮体の密度分布  $|\Phi(\mathbf{r})|^2$ を全空間で積分したものは全粒子数 N になる。

$$\int |\Phi(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} = N \tag{4.8}$$

 $^{87}$ Rb や  $^{23}$ Na の散乱長 a は正の値を持つ。そのような粒子が十分多くあるとき (およそ  $N > 10^4$ ) 平均 場エネルギー  $U_0|\Phi(\mathbf{r})|^2$  は運動エネルギーに比べ十分大きくなる。このような場合、式 (4.7) の運動エネル ギーの項を無視するトーマス・フェルミ近似が可能になる。

$$\left[V_{trap}(\mathbf{r}) + U_0 |\Phi(\mathbf{r})|^2\right] \Phi(\mathbf{r}) = \mu \Phi(\mathbf{r})$$
(4.9)

この章の後半では、この近似が仮に正しいとして実際に得られたボース凝縮のデータを解析する。さて、 この近似のもとでのボース凝縮体の密度分布 *n*<sub>TF</sub>(**r**) は

$$n_{TF}(\mathbf{r}) = |\Phi(\mathbf{r})|^2 = \begin{cases} \frac{\mu - V_{trap}(\mathbf{r})}{U_0} & (\mu - V_{trap}(\mathbf{r}) \ge 0) \\ 0 & (\mu - V_{trap}(\mathbf{r}) \le 0) \end{cases}$$
(4.10)

となる。これは、ちょうどポテンシャルを $V_{trap}(\mathbf{r}) = \mu$ で折り返した形になっている。  $V_{trap}(\mathbf{r})$ に、実験で用いた非等方的な調和振動子型ポテンシャルを考えると

$$n_{TF}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{U_0} \left[ 1 - \left( \frac{x^2}{d_x^2} + \frac{y^2}{d_y^2} + \frac{z^2}{d_z^2} \right) \right] \qquad \hbar z \hbar z \, \mathbf{U} \, d_\nu = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_\nu^2}} \tag{4.11}$$

となる。ここで、規格化条件 (4.8) と、 $U_0$ の具体形 (4.4) より、化学ポテンシャル  $\mu$  と、ピーク密度  $n_0$  は、以下のように表せる。

$$\mu = \frac{1}{2}\hbar\bar{\omega} \left(15Na\sqrt{\frac{m\bar{\omega}}{\hbar}}\right)^{2/5} = 1.48(Na\hbar^2\bar{\omega}^3m^{1/2})^{2/5}$$
(4.12)

$$n_0 = \frac{\mu}{U_0} = 0.118 (Nam^3 \bar{\omega}^3 / \hbar^3 a^{3/2})^{2/5}$$
(4.13)

ここで、 $\bar{\omega} \equiv (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ である。

### 4.2 ボース凝縮体の時間発展

磁気トラップから解放されたボース凝縮体の密度分布がどのように時間発展するかを考える。先ほど導入したトーマス・フェルミ近似のもとでは、各方向のスケールのみが変化する。[40]

$$n_{TF}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{U_0} \left[ 1 - \left( \frac{x^2}{d_x^2(t)} + \frac{y^2}{d_y^2(t)} + \frac{z^2}{d_z^2(t)} \right) \right]$$
(4.14)

ただし、

$$d_{\nu}(t) = \lambda_{\nu}(t)d_{\nu}(0) = \lambda_{\nu}(t)\sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_{\nu}^{2}}} \qquad (\nu = x, y, z)$$
(4.15)

4.3. 原子の分布

である。本実験のように非等方性が大きい軸対象ポテンシャル ( $\omega_x = \omega_y \equiv \omega_\rho \gg \omega_z$ )の場合、各方向の膨 張率  $\lambda_z(t), \lambda_\rho(t) \equiv \lambda_x(t) = \lambda_y(t)$  は以下の連立微分方程式に従う。

$$\frac{d^2\lambda_{\rho}(\tau)}{d\tau^2} = \frac{1}{\lambda_{\rho}^3\lambda_z}, \quad \frac{d^2\lambda_z(\tau)}{d\tau^2} = \frac{\epsilon^2}{\lambda_{\rho}^2\lambda_z^2}$$
(4.16)

ここで、 $\tau \equiv \omega_{\rho}t, \epsilon \equiv \omega_{z}/\omega_{\rho} \ll 1$ とおいた。初期条件  $\lambda_{\rho}(0) = \lambda_{z}(0) = 1, \dot{\lambda}_{\rho}(0) = \dot{\lambda}_{z}(0) = 0$ のもとで  $\epsilon$ の 2次まで取る近似では

$$\lambda_{\rho}(\tau) = \sqrt{1+\tau^2} \tag{4.17}$$

$$\lambda_z(\tau) = 1 + \epsilon^2 [\tau \arctan \tau - \ln \sqrt{1 + \tau^2}]$$
(4.18)

となる。これにより、アスペクト比の時間発展は次のようになる。

$$\epsilon_{TF}(t) = \frac{d_{\rho}(t)}{d_{z}(t)} = \epsilon \frac{\lambda_{\rho}(t)}{\lambda_{z}(t)} \longrightarrow \frac{3}{\pi} \frac{\omega_{\rho}}{\omega_{z}} \quad (t \to \infty)$$
(4.19)

#### 4.3 原子の分布

式 (4.14) を全粒子数 N を用いて表現し直すと

$$n_{TF}(\mathbf{r},t) = \frac{15N}{8\pi d_x d_y d_z} \left[ 1 - \left( \frac{x^2}{d_x^2(t)} + \frac{y^2}{d_y^2(t)} + \frac{z^2}{d_z^2(t)} \right) \right]$$
(4.20)

となる。実際に吸収イメージングでこの分布を見るときには z 軸方向に積分する。その場合の光学密度を求めてみると、

$$OD(x,y) = \sigma_{abs} \int_{-\infty}^{\infty} n_{TF}(x,y,z,t) dz = OD_{max} \left[ 1 - \left( \frac{x^2}{d_x^2(t)} + \frac{y^2}{d_y^2(t)} \right) \right]^{3/2}$$
(4.21)

ここで、

$$OD_{max} = \frac{5N\sigma_{abs}}{2\pi d_x(t)d_y(t)} \tag{4.22}$$

である。これより、任意の時刻における吸収イメージからピーク光学密度  $OD_{max}$  および、凝縮体の縦横幅  $d_x(t), d_y(t)$  がわかれば式 (4.22) より粒子数 N が求められる。

$$N = \frac{2\pi d_x(t)d_y(t)OD_{max}}{5\sigma_{abs}}$$
(4.23)

また、任意の時間における吸収イメージから、ある方向の幅  $d_{\nu}$  がわかり、その時刻における膨張率  $\lambda_{\nu}(t)$  が理論的に求められていれば、式 (4.15) より凝縮体の初期の幅  $d_{\nu}$  と化学ポテンシャル  $\mu$  が求められる。

$$d_{\nu}(0) = \frac{d_{\nu}(t)}{\lambda_{\nu}(t)}$$
(4.24)

$$\mu = \frac{1}{2}m\omega_{\nu}^{2} \left(\frac{d_{\nu}(t)}{\lambda_{\nu}(t)}\right)^{2}$$
(4.25)



(b)

図 4.1: 図 2.27(c) のデータを重力方向と水平方向に切り出しプロットしたもの。それぞれ式 (4.21) でフィッティングした。(a) は重力方向で(b) は水平方向のデータ。

#### 4.3. 原子の分布

実際に図 2.27(c) のデータを式 (4.21) でフィッティングしたものが図 4.1 である。フィッティングは最小 自乗法で行った。このデータは 20 ミリ秒 Time-of-flight を行ったデータであり、そのときの半幅は重力方 向で (105±10 $\mu$ m)、水平方向で (74±10 $\mu$ m) である。また、ピークの光学密度は (2.6±0.1) である。これ より、凝縮体の原子数を見積もることができ、その値は  $N_0 = (1.8 \pm 0.5) \times 10^5$  となった。

トラップ解放直後のサイズも見積もることができ、垂直方向は  $\lambda_{\rho} = (4.0 \pm 0.3) \mu m$ 、水平方向は  $\lambda_{z} = (63.6 \pm 0.9) \mu m$  となった。これより、化学ポテンシャルも見積もることができて  $\mu = (145 \pm 30) n K$  となった。これは、調和振動子のゼロ点エネルギー  $E_{HO} = 10.3 n K$  に比べて十分大きいので、トーマス・フェルミ近似はそう悪い近似ではないといえる。この近似を信じるとボース凝縮体のピークでの密度は $n_{0} = (3.6 \pm 0.7) \times 10^{14} atoms/cm^{3}$  となった。

## 第5章 まとめと課題、今後の展望

本研究の目的は、ルビジウム原子のボースアインシュタイン凝縮体を生成し観測する事であった。実験は、 2 重磁気光学トラップを用いて超高真空中に原子をロードした後、偏光勾配冷却、磁気トラップ、断熱圧 縮、蒸発冷却という過程を経てボースアインシュタイン凝縮体が生成されていることを確認した。その意味 では目標は達成したといえるが、まだまだ課題は残っている。

課題としてまず挙げなくてはいけないのが、ボース凝縮の生成条件が一定ではないということである。蒸 発冷却過程の最終周波数を毎回同じにしているのにもかかわらず、観測される状態が毎回変わってしまうと いうのが現在の装置の状態であるが、このままでは応用実験において、定量的なデータを取ることはでき ない。原因として考えられるのは、地磁気やその他の外部磁場の変化の影響、コイルの水温の揺らぎ、除震 台の磁化による影響など様々なことが考えられるが、はっきりしたことはまだ何もわかっておらず手探りで 原因を探している状況である。仮に外部磁場が影響している場合、磁気シールドを導入する必要があるが、 多くの自由度を失うため将来のことを見越して設計する必要がある。

次の課題は、いささか装置が煩雑であるということである。特にLDは全部で5台使っており、それぞれ 周波数をロックする必要がある。LDが安定であればそれで特に問題はないが、磁気トラップを切った際の サージで周波数のロックがはずれてしまうことが多々ある。とくに、5台もあるとまずどのLDの周波数が ずれたかをまず見つけだす必要があり、その後に対策を講じる訳であるが、これでは実験の効率が良くな い。強度の強いレーザーを用意して、それぞれ必要な周波数に変えながら分配するのが理想であり、そのた めの準備は現在着々と進んでいる。

今後は、これらの課題に対処しつつ、応用実験を行う必要がある。ボース凝縮生成後、最初の応用として 現在進行中の実験が、ルビジウム凝縮体の光トラップである。磁場でトラップされた原子のスピンはつねに 磁場の方向に向いているのでスピンの自由度は無い。しかし、光トラップは、レーザーに伴う電場により原 子を分極する事で得られるポテンシャルを用いるので、原子のスピン自由度は生きている。光トラップの目 的はスピン自由度をもったボース凝縮をつくり、その性質やダイナミクスを調べることである。ボース凝縮 体を光トラップする実験はもうすでに行われているが、[17]、私たちのターゲットであるルビジウムで行っ たという報告はまだない。とくに、私たちの系では F=2 のボース凝縮体を作ることができるので、そのス ピン自由度を調べることは非常に興味深い研究テーマである。

少し現在の実験状況を紹介すると、ごく短い時間ではあるが光だけでボース凝縮体をトラップする事ができたというのが現在の状況である。トラップ時間は10msである。図5.2は光トラップをした後のTime-of-flightイメージである。20ms落としても等方的に広がらないので、これがボース凝縮の証拠だといえる。今後は、さらに実験の最適化を行ってトラップ時間を長くしていく予定である。



図 5.1: 光トラップのための光学系。



図 5.2: 光トラップを 10ms した後の Time-of-flight イメージ。Time-of-flight 時間は (a)0 ミリ秒,(b)5 ミリ 秒)。(c)10 ミリ秒、(d)15 ミリ秒、(e)20 ミリ秒、(f)25 ミリ秒。

## 謝辞

私が平野研究室の所属になってからもうすぐ3年になろうとしていますが、その間様々な方からご指導、ご協力を賜りました。

指導教官である平野琢也助教授には、実験技術や、OHP の書き方、それにプレゼンテーションの仕方な ど、実に多くのことを教わりました。学部生の頃には様々な研究室へ見学に連れていっていただきました。 今思うと非常に貴重な経験だったと思います。また、実験で行き詰まったときの、的確なアドバイスには何 度も助けられました。

今年度の 11 月まで助手を務められた鳥井寿夫博士には、実験に関する様々なことを教わりました。それ こそ、外部半導体レーザーの製作や飽和分光、真空装置の組立方やレーザー冷却に関する技術、電気回路な ど、数えだしたら切りがありません。この論文に書いてあることはほとんど鳥井博士に教わったことだと いっても過言ではありません。

12月より助手に就任された桑本剛博士には、実験のことや修士論文のことなど実に様々な助言をいただ きました。また、光トラップに関するノウハウも教えていただき大変役に立ちました。

同期の並木亮君には、特に理論面に関してずいぶんと助けてもらいました。計算の苦手な私は特に4年生の頃にいろいろと基本的なことを教えてもらいました。また、彼とは学部生の頃一緒に Rbの MOT を行い、卒業研究発表の前日に成功させたのは今となってはよい思い出です。

平野研 BEC チームのメンバーである近藤勝利君、佐々木雄一君、中村 崇市郎君、坂野常俊君、そして 並木君の働きは平野研のボース凝縮成功に非常に大きく貢献しました。各々がそれぞれ作った装置やプログ ラムが現在でもきちんと動いているからこそ、この実験が成功したのだと思います。

現在慶応大学佐々田研に所属する吉川豊君とは今年度の 10 月頃からチームを組んでいますが、彼には様々 な電気回路や分光に関するテクニックを教わりました。また、彼の熱心な実験に対する姿勢には尊敬に値す るものがあります。彼のねばり強さがあったからこそ光トラップの実験がハイペースで進んだのだと思い ます。

また、慶応大学の佐々田博之先生と東京大学久我研究室の上妻幹男博士には折にふれいろいろと助言を していただきました。

このように、私は様々な方々に支えられ充実した研究室生活を送ることができました。大変感謝しております。

最後に私を支えてくれた友人達と、私を育ててくれた両親に心から感謝いたします。

## 関連図書

- M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Science 269, 198 (1995)
- [2] A. Einstein, Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. 1925, 3 (1925)
- [3] H. F. Hess, Phys. Rev. **B34**, 3476 (1986)
- [4] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and T. J. Greytak, Phys. Rev. Lett. 81, 3811 (1998)
- [5] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Achkin, Phys. Rev. Lett. 55, 48 (1985)
- [6] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D.E.Prichard, Phys. Rev. Lett. 59, 2631 (1987)
- [7] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B6, 2023 (1989)
- [8] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. 75, 3969 (1995)
- [9] D. S. Jin, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornel, Phys. Rev. Lett. 77, 420 (1996)
- [10] M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Dufee, C. G. Townsend, and W. Katterle, Phys. Rev. Lett. 77, 988 (1996)
- [11] M. -O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. 78, 582 (1997)
- [12] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H. -J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Science 275, 637 (1997)
- [13] M. R. Andrews, D. M. Kurn, H. -J. Miesner, D. S. Durfee, C. G. Townsend, S. Inouye, and W. Ketterle, 79, 553 (1997)
- [14] W. Ketterle and H. -J. Meissner, Phys. Rev. A56, 3291 (1997)
- [15] H. -J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, M. R. ANdrews, D. S. Durfee, S. Inouye, and W. Ketterle, Science 279, 1005 (1998)

- [16] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H. -J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Nature 392, 151 (1998)
- [17] J. Stenger et al., Nature (London) **396**, 345 (1998)
- [18] B. P. Anderson and M. A. Kasewvich, Science 282, 1686 (1998)
- [19] M. Kozuma, L. Deng, E. W. Hagley, J. Wen, R. Lutwak, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, Phys. Rev. Lett. 82, 871 (1999)
- [20] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Polston, and W. D. Phillips, Science 283,1706 (1999)
- [21] L. Deng, E. W. Habley, J. Wen, M. Trippenbach, Y. Band, P.S. Julienne, J. E. Simsarian, K. Helmerson, S. L. Rolston and W. D. Phillips, Nature 398, 218 (1999)
- [22] Immanuel Bloch, Theodor W. Hansch, and Tilman Esslinger, Phys. Rev. Lett. 82, 3008 (1999)
- [23] S. Inouye, A. P. Chikkatur, D. M. Stamper-Kurn, J. Stenger, D. E. Prichard, and W. Ketterle, Science 285, 571 (1999)
- [24] Y. Torii, Y. Suzuki, T. Sugiura, M. Kozuma, T. Kuga, L. Deng, and E. W. Haglay, Phys. Rev A61, R1602 (2000)
- [25] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, E. A. Cornell, Phys. Rev. Lett. 83, 2498 (1999)
- [26] Roahn Wynar, R. S. Freeland, D. J. Han, C. Ryu, D. J. Heinzen, Science 287, 1016 (2000)
- [27] J. E. Simsarian, J. Denschlag, Mark Edwards, Charles W. Clark, L. Deng E. W. Hagley, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, Phys. Rev. Lett. 85, 2040 (2000)
- [28] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Phys. Rev. Lett. 81, 1795 (2000)
- [29] V. Vagnato, D. E. Prichard, and D. Kleppner, Phys. Rev. A35, 4354 (1987)
- [30] A. Migdall, J. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergemann, and H. J. Metcalf, Phys. Rev. Lett. 54, 2596 (1985)
- [31] T. Hansch, A. Schawlow, Opt. Commum. 13, 68, (1975)
- [32] D. Wineland, W. Itano, Phys. Rev A20, 1521 (1979)
- [33] M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. 77, 416 (1996)
- [34] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A Cornell, and C. E. Wieman, Phys. Rev. Lett. 77 3331 (1996)

- [35] K. Dieckmann, R. S. C. Spreeuw, Weidemuller and J. T. M., Phys. Rev A58, 3891, (1998)
- [36] D. E. Prichard, Phys. Rev. Lett. 51 1336 (1983)
- [37] Harold J. Metcalf, Peter van der Straten; Laser Cooling and Trapping (Springer-Verlag New York, Ins. 1999), P.27
- [38] E. P. Gross, Nuovo Cimento 20, 454 (1961); E. P. Gross, J. Math. Phys, 4, 195 (1963)
- [39] L. P. Pitaevskii, Zn. Eksp, Teor. Fiz. 40, 646 (1961) [Sov. Phys. JETP 13, 451 (1961)]
- [40] Y. Castin and R. Dum, Phys. Rev. Lett. 77, 5315 (1996)