

ルビジウム原子のボーズ・アインシュタイン凝縮発生のための 実験手法

鳥井 寿夫

学習院大学 理学部 (〒171-8588 東京都豊島区目白1-5-1)

Experimental Techniques for Bose-Einstein Condensation of Rubidium Atoms

Yoshio TORII

Department of Physics, Gakushuin University, 1-5-1 Mejiro, Toshima-ku, Tokyo 171-8588

(Received November 4, 1999)

Experimental techniques to produce and observe a Bose-Einstein condensate of rubidium atoms are presented. The atoms are first optically cooled and trapped in an ultra-high vacuum ($\sim 10^{-11}$ torr) glass cell using a double magneto-optical trap, and then transferred to a “cloverleaf” magnetic trap. Rf-induced evaporation is performed to further cool the magnetically trapped atoms below the phase transition of Bose-Einstein condensation. The velocity distribution (inferred by absorption imaging) of the cooled atomic cloud clearly shows the expected bi-modal structure characteristic of a condensate.

Key Words: Laser cooling, Laser trapping, Bose-Einstein condensation

1. はじめに

1925年, Einsteinは, 理想ボーズ気体において最低エネルギー準位を占める粒子数が, ある温度以下で巨視的な大きさになる現象—ボーズ・アインシュタイン凝縮(BEC: Bose-Einstein condensation)—を予言した. 液体ヘリウムの超流動, 金属や遷移金属酸化物の超伝導は, このBECの表れと考えられているが, これらの系では粒子間の相互作用が大きく, 相互作用のない理想ボーズ気体のモデルでは現象を完全に説明することは難しい. それに対し, 1995年に初めて実現されたアルカリ原子のBEC⁽¹⁻³⁾は, 粒子間相互作用が極めて小さい系, つまりEinsteinが当初想定していた理想ボーズ気体に極めて近い系でのBECであり, 物理学における全く新しい研究対象として実験, 理論の両面から非常に精力的に研究されている*.

現在までにボーズ凝縮が実現されたアルカリ原子は, ^{87}Rb ⁽¹⁾, ^{23}Na ⁽²⁾, ^7Li ⁽³⁾の3種, また ^1H 原子でも実現されている⁽⁴⁾. 世界中で現在約20のグループがアルカリ原子のBECに成功しているが, その大半はRb原子を用いている. 日本でBECに成功した2グループ(東京大学総合文化研究科久我研究室, および京都大学理学部藪崎研究室)も, 共にRb原子を用いている. このようにRb原子がBEC実験に広く用いられる理由として, (i) レーザー冷却のための光源に安価で

安定な半導体レーザーを用いることができること, (ii) Rb原子の常温での蒸気圧が比較的高い($\sim 10^{-7}$ Torr)ので, 周波数ロックのための飽和分光や, 磁気光学トラップが容易に行えること, (iii) 原子間の非弾性衝突レートに比べ弾性衝突レートが十分大きいこと(これは蒸発冷却の際に重要になる)などが挙げられる.

アルカリ原子BECの諸特性に関しては, 既に日本の学会誌, 科学雑誌上で詳しい解説記事が数多く掲載されている^(5,6). また, 原子レーザー⁽⁷⁻⁹⁾, 原子波四光波混合⁽¹⁰⁾, 原子波増幅⁽¹¹⁾といった非常に興味ある最近の応用実験に関しては, わかりやすく書かれた英文の解説記事^(12,13)を手軽に読むこともできる. そこで本稿は, 解説記事ではあまり詳しく触れられることのないBEC生成の具体的な実験的手法を, なるべく詳しく紹介することを目的とした. 特に, 本誌がレーザー学会誌であることから, 本稿ではレーザーで原子を冷却かつ捕獲する磁気光学トラップの説明に重点を置いた.

2. ボーズ凝縮発生の条件

箱型ポテンシャルに閉じ込められた理想ボーズ気体がBECを起こす条件は, 位相空間密度 $\rho_{\text{PS}} \equiv n\lambda_{\text{dB}}^3$ が2.612を上回ることである. ここで, n は気体の原子数密度, $\lambda_{\text{dB}} \equiv$

* Georgia Southern UniversityのBECホームページ(URL: <http://amo.phy.gasou.edu/bec.html>)に, これまでBECに成功した実験グループの一覧や, BECに関する論文の充実したアーカイブがある.

$h/\sqrt{2\pi mk_B T}$ (h はプランク定数, m は原子の質量, k_B はボルツマン定数, T は原子集団の温度)は熱的ド・ブロイ波長 (thermal de Broglie wavelength)である. 熱的ド・ブロイ波長には, 原子の波動関数の空間的広がり (もしくは原子波のコヒーレンス長) という物理的意味があり, 原子集団の温度が低い程, つまり運動量の揺らぎが小さい程, 大きな値を持つ (これは量子力学における位置と運動量の不確定性関係に対応している). BEC発生の条件を定性的に表現するならば, 「個々の原子の波動関数が互いに重なり合うとき」と言うことができる.

実際のアルカリ原子BECの実験では, 原子集団は箱型ポテンシャルではなく, 本稿で説明するように非等方的3次元調和ポテンシャルに閉じ込められた状態にある. この場合, 原子密度は空間的に一様ではないが, ピーク位置 (ポテンシャルの極小点) における位相空間密度が箱型ポテンシャルの場合と同様に2.612を上回ればBECが起こることが計算で知られている¹⁴⁾.

3. ボーズ凝縮生成の実験的手法

3.1 ボーズ凝縮生成のフローチャート

本章では, 筆者が所属していた東京大学の場合を例にとり, Rb原子BECの生成及び確認の手法を詳しく紹介する. ここで紹介する手法は, Rb原子では現在ほぼ標準的なものとなっている. それは以下のようなフローチャートに従う.

- ①磁気光学トラップ¹⁵⁾ (MOT: Magneto-Optic Trap)により大量の原子を超高真空中で冷却かつ捕獲する.
- ②偏光冷却¹⁶⁾ (PGC: Polarization Gradient Cooling)によって原子集団を更に冷却する.
- ③集めた原子を磁気トラップで捕獲し直す.
- ④磁気トラップ内の原子集団を, 磁場の曲率をあげて断熱圧縮する.
- ⑤交流磁場を磁気トラップにあて, 運動エネルギーの大きい原子を選択的に磁気トラップから逃がし, 残った原子集団の温度を下げる (蒸発冷却)¹⁷⁾.
- ⑥磁気トラップを瞬間的に切り, 原子集団を拡散させ (Time-of-flight法), その空間分布を吸収イメージング法で確認する¹⁾.

Fig.1は, 原子集団が①から⑤までの過程を経てBECに到達するまでの密度と温度の推移を示している. スタートポイントである①のMOTの位相空間密度は約 10^{10} で, ボーズ凝縮の条件(2.612)からは程遠い. そこで, ⑤の蒸発冷却で, BECの領域までもっていくことになるのだが, この蒸発冷却を施すためには, 原子集団を①MOTから③磁気トラップへ移行させておく必要がある. 移行の際, MOTを完全に切ってから, 磁気トラップのための磁場を立ち上げるのだが, この間の原子集団の拡散, つまり位相空間密度の減少を極力抑えるため, ②の偏光冷却は重要である. また④の断熱圧縮は, 位相空間密度は変えないが, 空間密度を増加させ, 蒸発冷却の冷却原理である原子間の弾性衝突 (熱化) のレートを増加させるため必要不可欠である. それでは, 個々の実験的手法の詳細について, 以下に詳しく説明す

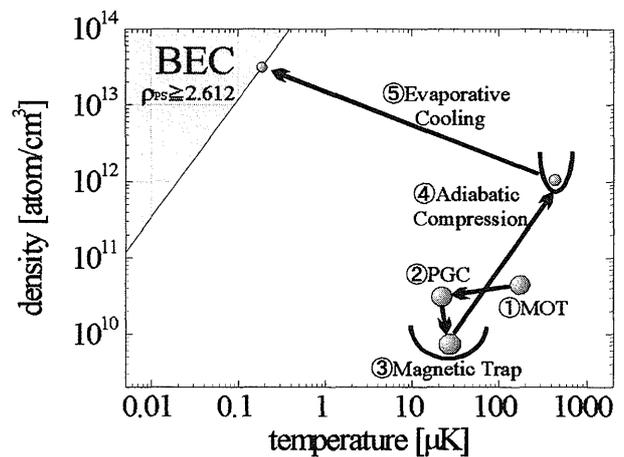


Fig.1 Phase space plot of cooling path towards Bose-Einstein condensation.

る.

3.2 磁気光学トラップおよび偏光冷却

磁気光学トラップ (MOT) は, レーザーと磁場を巧みに用いて原子を冷却かつ捕獲するテクニックで, 1987年の発明以来, レーザー冷却の世界では最も標準的な技術となっている. MOTの原理を説明する前に, まずレーザーによる原子の冷却の原理を説明したい. 簡単のため, 原子は2準位原子とし, 1次元方向の運動のみを考える. 運動している原子にFig.2 (a)のように左右からレーザー光をあてる. このとき, レーザーの周波数 ω_L は原子の共鳴周波数 ω_A に対して負に離調しておく. 原子はレーザー光の光子を吸収すると, レーザーの進行方向に一光子運動量 $p = h/\lambda$ (h はプランク定数, λ はレーザーの波長)をもらう. 光子を吸収して励起状態にある原子が自然放出により光子を放出する際にも, 反

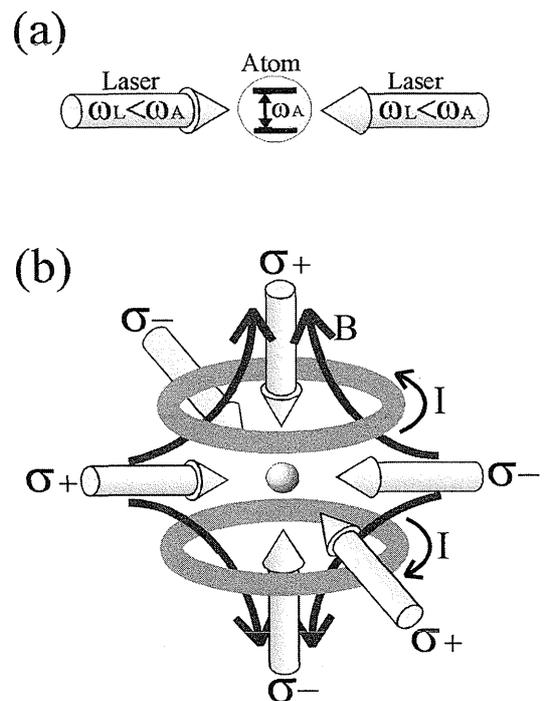


Fig.2 Arrangement of laser beams for (a) Doppler cooling and (b) magneto-optic trap.

跳により一光子運動量をもらうが、その方向はランダムである。よって、この吸収、放出過程が繰り返されると、原子は平均としてレーザーの進行方向に輻射圧 (radiation pressure) を受けることになる。さて、静止している原子からみると、左右からくるレーザー光の離調は同じなので、左右からの輻射圧はキャンセルされる。しかし、運動している原子からみると、運動方向と対向するレーザー光の周波数は、ドップラー効果によって正の方向に、つまり原子の共鳴周波数に近づくようにシフトし、逆に自分と同じ方向に向かうレーザー光の周波数は、共鳴周波数から更に離れるようにシフトする。結果、原子は自分の運動方向と対向するレーザー光からの輻射圧をより強く受け減速、つまり冷却されることになる。この原理は、そのまま三次元に拡張できる¹⁸⁾。この手法はドップラー冷却と呼ばれ、最低到達温度 T_D は、冷却遷移の自然幅 Γ で決まる ($k_B T_D = \hbar \Gamma / 2$)¹⁹⁾。Rb原子の場合、最低到達温度はおおよそ150 μ K程度である。

せっかく冷却された原子も、そのままではやがて拡散してしまう。原子を長時間捕獲するためには、輻射圧に位置依存性をもたせなければならない。そこで、Fig.2 (b)のように、三次元的なドップラー冷却のスキームに、反ヘルムホルツコイル (電流を逆向きに流した円形コイルのペア) による四重極磁場を加える。磁場の大きさはコイルの中心 (ビームの中心) ではゼロ、中心から離れるに従って大きくなる。この磁場により、原子の共鳴周波数は中心から離れるに従って大きくゼーマンシフトする。詳しい説明は省略するが、ここで各レーザー光の偏光をFig.2 (b)のように適当な円偏光に選ぶと、輻射圧がコイルの中心へ向かうようにすることができる。これがMOTの原理である¹⁵⁾。

Fig.3は、冷却に用いる⁸⁷Rb原子の D_2 線 ($\lambda = 780\text{nm}$) のエネルギー準位図である。MOTが有効に働くためには、原子が常にレーザーと共鳴していなければならない、そのため冷却及び捕獲に用いる遷移が磁気副準位も含めて閉じた2準位系になっていなければならない。そのような遷移は $5S_{1/2}: F=1 \rightarrow 5P_{3/2}: F'=3$

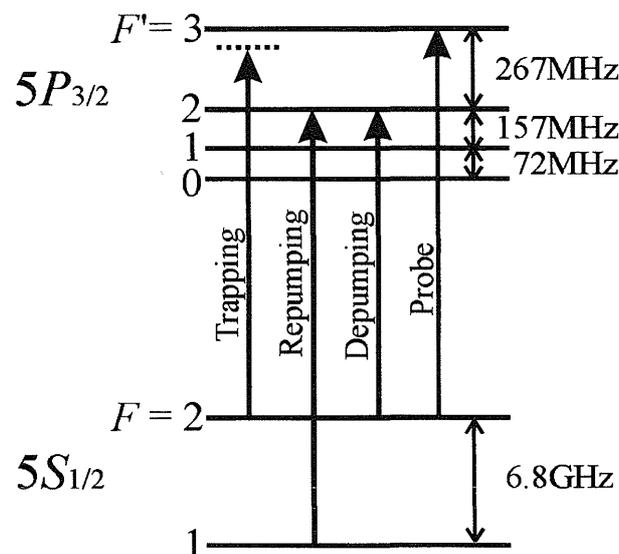


Fig.3 Energy levels and relevant transitions in the D_2 line of ⁸⁷Rb atom.

$= 2, m_F = 2(-2) \rightarrow 5P_{3/2}: F'=3, m_F = 3(-3)$ のみである (遷移選択則は $\Delta F = 0, \pm 1, \Delta m_F = 0, \pm 1$)。MOTのトラップ光は、この遷移に対して自然幅 ($\Gamma = 6.0\text{MHz}$) の2~3倍程度、負に離調する。遷移の自然幅やレーザー光の線幅 (~1MHz) のため、このトラップ光は、約250MHz離れた $5S_{1/2}: F=2 \rightarrow 5P_{3/2}: F'=2$ 遷移も、わずかながら励起してしまう。すると原子はトラップ光と共鳴しない $5S_{1/2}: F=1$ 準位へ光ポンピングされてしまう。そのような原子を再びトラップ光と共鳴する $5S_{1/2}: F=2$ 準位へ戻すため、 $5S_{1/2}: F=1 \rightarrow 5P_{3/2}: F'=2$ に共鳴したレーザー光 (リポンプ光と呼ぶ) をトラップ光と一緒に原子に照射しなければならない。Rb原子に限らず、一般に超微細構造を持つアルカリ原子のMOTは、トラップ光とリポンプ光の2本のレーザー光を必要とする。

Fig.4は、ボーズ凝縮実現のために用いた二重磁気光学トラップ²⁰⁾と呼ばれる装置の概略図である。装置の上段は、Rb原子気体が充満したチャンパー (~10⁻⁸Torr)、下段は超高真空のガラスセル (~10⁻¹¹Torr) となっている。上段と下段は、テーパ型の管 (長さ約10cm, 上部の内径4mm, 下部の内径12mm) で繋がっているが、管のコンダクタンスは十分小さいため (~0.3 l/s), 真空度の差は十分保たれている。この装置では、MOTを上部のチャンパーと下部のガラスセルにそれぞれ構成する (upper MOTとlower MOT)。その理由は、冷却機構に原子集団の熱化を利用する⑤の蒸発冷却にある。蒸発冷却により原子集団をBECまで冷却するには数十秒の時間を要するので、磁気トラップは同等かそれ以上の長い時間、原子集団を捕獲していなければならない。磁気トラップの寿命は、バックグラウンドガスとの衝突によって決まり、1分近い寿命を持つには10⁻¹¹Torr という超

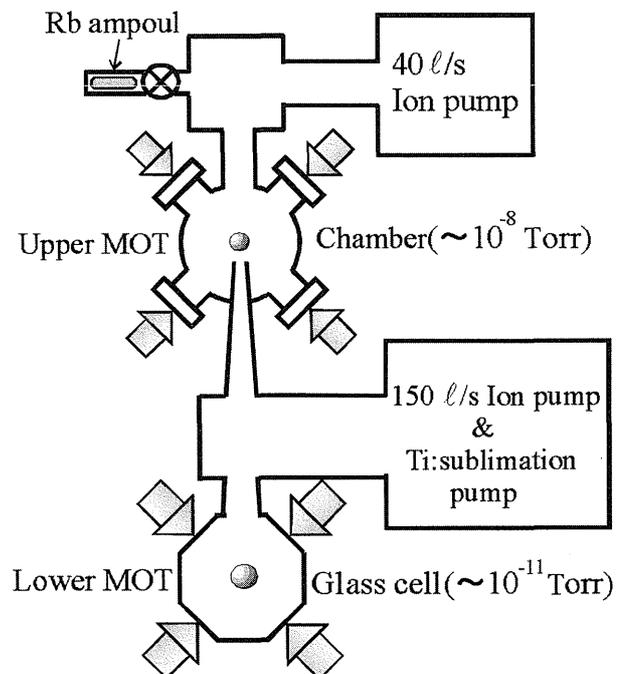


Fig.4 Schematic of vacuum system for a double MOT. Typically there are 10⁸ atoms in the upper MOT, and they are multiply transferred (by gravity) to the lower MOT located 30 cm below.

高真空を必要とする。しかし、そのような超高真空内では、そもそもRb原子気体がほとんど存在しないため、MOTによって直接Rb原子を集めることができない。そこで、以下に詳しく説明するようにRb原子気体が充満したチャンパー内のupper MOTにより原子を集め、それを超高真空内のlower MOTに何度も輸送する、という方式をとるのである。

実験では、upper MOT, lower MOTともに光源として自作の外部共振器型半導体レーザー (HITACHI HL7851G: 780 nm, 50mW) を用いた。Upper MOTのトラップ光のビーム径は15mm, ビーム強度は約10mW/cm²である。Fig.2 (b) のような6方向のビームを作るには、3本に分けたビームを1/4波長板でそれぞれ適切な円偏光にしてチャンパーに通し、再び1/4波長板を通してからそれぞれミラーで折り返せばよい。リポンプ光もほぼ同様のビーム径と強度を持ち、トラップ光に重ねられている。四重極磁場の勾配は約10G/cmで、これは直径1mmの銅線をそれぞれ100回巻いた反ヘルムホルツコイル(直径7cm, 間隔4cm)に1~2A程度の電流を流せば得られる。Upper MOTはチャンパー内に充満した気体から直接Rb原子を捕獲し、約1秒で原子数は飽和する。飽和時のトラップの直径は約1mm, 原子数は約10⁸個、温度は約150μKである。集められた原子集団に偏光冷却を施すと、温度を更に10μKにまで下げることができる。偏光冷却を施すには、まず四重極磁場を切り、レーザーの離調をMOTに最適な -15MHz付近から、-100MHz程度にまで上げ、トラップ光強度を20%程度にまで下げ、その状態で数ms待てばよい。偏光冷却後、トラップ光をAOM (Acousto-Optic Modulator) で切ると、原子集団は重力に従って落下し、5mm下方にあるテーパ型に入る。偏光冷却によって十分に冷えた原子集団は、あまり拡散せずに管を通過し、下方のガラスセル内のlower MOTに再捕獲される。しかし、一回の輸送効率は約10%で、これはおそらく偏光冷却時に原子集団が拡散するため、一部の原子しかテーパ管の入口に入らないためだと思われる。

Lower MOTのアレンジメントはupper MOTとほぼ同様だが、トラップ光強度だけは慎重に選ぶ必要がある。光強度が強すぎると、光誘起衝突(light-assisted collision)によるロス²¹⁾が増えるし、弱すぎると、トラップのポテンシャルが浅くなり、upper MOTから落下してくる原子や、トラップ内でground-state hyperfine changing collision²¹⁾を起こした原子(5S_{1/2}: F=1と5S_{1/2}: F=2のエネルギー差6.8GHzに相当する運動エネルギーを持つ)を捕獲できなくなる。実験では、強度は2 mW/cm²と弱くし、その分、捕獲の効率を落とさぬようビーム径を約20mmと広くした²²⁾。

上記の輸送過程を2~3Hzで繰り返すと、1分間で約10⁹個のRb原子をlower MOTに溜めることができる。原子数が10⁸個を越えるようなMOTでは、その原子数密度は、(i)原子から自然放出されたトラップ光の光子が、再び他の原子に再吸収される効果(radiation trapping)、及び(ii)トラップされた原子によって、トラップ光が大幅に吸収され、輻射圧が減少する効果によって制限される²³⁾。これらの効果を抑制して原子数密度を上げる手法として、リポンプ光の真中に穴をあけ、トラップされた原子にはリポンプ光があた

らないようにする(原子をトラップ光と共鳴しない準位に落とし込む)dark MOTと呼ばれる手法がある²⁴⁾。また、瞬時的にトラップ光の離調と磁場勾配を上げ、光子の再吸収を抑制しMOTを圧縮する方法(CMOT: Compressed Magneto-Optic Trap)もある²⁵⁾。これまでにNa原子のBECに成功したグループは、いずれもdark MOTを用いている。Rb原子の場合は、Na原子に比べdark MOTが有効に働かないので²⁶⁾、CMOTの方が広く用いられている。しかし、本実験では、通常のMOTのみでBECに十分な原子数を得ることができたので、いずれの手法も用いなかった。

Lower MOTの原子を磁気トラップへ移行させる直前には、付加的なコイルを用いてMOTの中心と磁気トラップの中心(これらは重力の効果などで、一般に一致しない)を合わせなければならない。さもないと原子集団が磁気トラップされたとき、余計なポテンシャルエネルギーをもらい、温度が不要に上がってしまう。また、upper MOTと同様、lower MOTにも偏光冷却を施す。このとき、なるだけ原子数密度を落とさずに効率よく冷却するため、トラップ光強度を瞬時的に上げる、またはトラップ光の光子の再吸収による原子の膨張を防ぐためリポンプ光強度を大幅に落とす、などの工夫をする。偏光冷却時間は、長ければ長いほど温度は下がるが、その間、原子集団の拡散により原子数密度は減少するので、1ms程度が適当である。

ここで紹介した二重磁気光学トラップは、原子の輸送に重力のみを利用しているが、この他に磁場によるガイドを用いる方法²⁰⁾、共鳴したレーザー光で原子をプッシュする方法²⁷⁾など、様々なテクニックが存在している。現在は、upper MOTに連続的にプッシュ光をあて、連続的に原子をlower MOTにロードする方式も登場している。

3.3 磁気トラップ及び断熱圧縮

磁場トラップとは、原子が持っている磁気モーメント μ と磁場 B との相互作用 $U = -\mu \cdot B$ を利用して原子を空間的に閉じ込めるものである。原子の適当なスピン状態は、磁場が大きくなればなる程、この相互作用(ゼーマン効果)のためエネルギーが上がる。よって、そのようなスピン状態の原子にとっては、磁場の極小点がポテンシャルの極小点となり、原子はこの点を中心にトラップされる。⁸⁷Rb原子の場合、安定に磁気トラップが可能なスピン状態は、5S_{1/2}: F=2, m_F=2(以降、|2, 2>)と5S_{1/2}: F=1, m_F=-1(以降、|1, -1>)の2種類ある。5S_{1/2}: F=2, m_F=1も磁気トラップ可能だが、スピン緩和が早く、トラップの寿命が短いのでBECには適さない。|2, 2>の磁気モーメントは、ほぼ1ボーア磁子、|1, -1>のは、その半分である。つまり、同じ磁場勾配なら、|2, 2>の方が|1, -1>より強く閉じ込められる。しかし、蒸発冷却の効率は|1, -1>の方がよいという実験結果もあるので²⁸⁾、単純に|2, 2>の方がBECに有利であるとは言えない。本実験では、|1, -1>を採用した。

磁気トラップのための極小磁場を生成するにあたり、本実験ではFig.5 (a)の様なクローバリーフコイルと呼ばれるコンフィギュレーションを用いた²⁹⁾。二つのcurvatureコイルの作る磁場の大きさは、対称軸(axial)方向に対してはコイルの中心点で極小となり、近似的に調和型のポテン

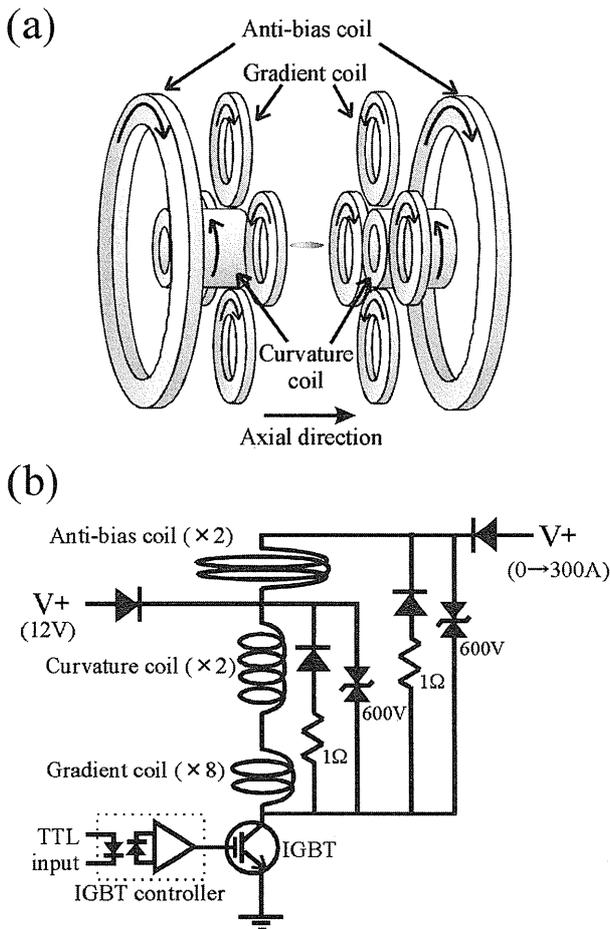


Fig.5 (a) Coil configuration of the “cloverleaf” magnetic trap. (b) Electric circuit to control a current through the coils.

シャルをつくる．8つのgradientコイルが中心点付近に作る磁場は、対称性からaxial方向には成分を持たないが、それと垂直の平面(radial方向)では四重極磁場になる．この四重極磁場にcurvatureコイルによるaxial方向のバイアス磁場が合成されると、axial方向と同じくradial方向にも調和型のポテンシャルができる．結果、ほぼ等方的な3次元調和ポテンシャルが得られる．しかし、curvatureコイルによるaxial方向のバイアス磁場を、anti-biasコイルでキャンセルしてやると、radial方向には四重極磁場のみによる急峻なリアポテンシャルを作ることができる．しかし完全にキャンセルして磁場のゼロ点を作ってしまうと、原子のスピンの状態がそこでフリップし(マヨラナ遷移)、磁気トラップから脱落してしまうので、1G程度の磁場は残しておく．このとき、radial方向の曲率がaxial方向に対してずっと大きい非等方的な3次元調和ポテンシャルができる．ここで紹介した極小磁場のタイプはIP(Ioffe-Pritchard)型と呼ばれている^{30,31)}．

原子集団は、以下の手順により、まず等方的な(anti-biasコイルを用いない)磁気トラップで捕獲する．偏光冷却後、リボン光をメカニカルシャッターで完全に切り(AOMで切るだけでは、僅かな漏れ光が残ってしまう)、 $5S_{1/2}; F=2 \rightarrow 5P_{3/2}; F'=2$ 遷移に共鳴したデボン光(Fig.3)を0.5msあて、原子集団を $5S_{1/2}; F=1$ へ光ポンピングする．その後、ク

ローバリーフコイル(curvatureコイルとgradientコイルのみ)を瞬時的($\sim 2\text{ms}$)に立ち上げる．磁気トラップされた原子は迷光に非常に弱いので(光子を吸収するとスピン状態が変化してトラップから脱落してしまう)、全てのレーザー光はその後メカニカルシャッターで完全に遮断しなければならない．MOTから磁気トラップへの移行効率は、デボン光が直線偏光の場合、約30%で、これはトラップできるスピン状態 $|1, -1\rangle$ の存在確率 $5S_{1/2}; F=1$ には3つのスピン状態 $m_F = -1, 0, +1$ がある)で決まっている．しかし、数Gのバイアス磁場をかけて、適当な円偏光のデボン光で光ポンピングをすれば、効率は60%程度にまで上げることができる．

等方的な磁気トラップ中の原子集団の密度では、次の蒸発冷却が働くのに十分な弾性衝突レートが得られない．そこで、anti-biasコイルを1秒程度かけて立ち上げ、バイアス磁場を1Gにまでキャンセルし、原子集団をradial方向に断熱的に圧縮する．この結果、原子集団はFig.5(a)の中央に描かれているように葉巻形になる．

本実験で用いたクローバリーフコイルの実際について、説明しておきたい．偏光冷却後、原子集団が拡散しないうちに磁気トラップをすばやく立ち上げるためには、コイルのインダクタンスを小さく、つまりコイルの巻き数を少なくしなければならない．すると、磁気トラップに必要な磁場勾配、曲率を得るために、必然的にコイルには大電流を流さなければならない．そこで、コイルの冷却と電流のスイッチングに特別な注意が必要になる．本実験では、コイルを水冷できるように、熱収縮チューブで絶縁した外形3.2mm、内径0.8mmの銅管でコイルを作成した．gradientコイルは、外径75mm、内径25mmで7巻きしたものを2層(2m)．curvatureコイルは、直径25mmで筒状に10巻き(1m)．anti-biasコイルは、直径約120mmで5巻き(2m)．全部で12個のコイル(全長22m)を、Fig.5(b)のようにanti-bias, curvature, gradient, の順で直列に繋ぐ．このときの全抵抗 R は0.10Ω、インダクタンス L は65μH、時定数 $\tau = R/L$ は約1.5msになる．特にanti-biasコイルとcurvatureコイルを直列に繋ぐことは、安定したバイアス磁場($\sim 1\text{G}$)を得る上で重要である．最初原子を磁気トラップする際は、上述のようにgradientコイルとcurvatureコイルにだけ定電圧電源で電流を流し(12V, 150A)、その後、また別の電源でanti-biasコイルを含めたすべてのコイルに300Aの電流を直列に流し原子集団を圧縮する．このときaxial方向の磁場曲率は184 G/cm²、radial方向の磁場勾配は174G/cmである．2つの電源は大電流ダイオードで互いに影響を受けないよう保護してある．コイルの抵抗による消費電力は9kWで、12個のコイルは独立に水冷される．各コイルの冷却水の流量は5気圧で10~15cm³/s、温度上昇は約10℃である．電流のスイッチングはIGBT(MITSUBISHI CM400HA-24H)を専用の駆動素子(MITSUBISHI M57962CL)で制御して行う．通電時にコイルに溜まっているエネルギーを、電流オフ時に速やかに散逸させるため、Fig.5(b)のようにコイルと並列にバリスタ及びダイオードと抵抗を繋ぐ．さもないと、電流オフ時の高サージ電圧がIGBTにかかり、破壊の原因となる．

3.4 蒸発冷却

アルコールを肌に塗ると、ひんやり冷たく感じるのは、運動エネルギーの大きいアルコール分子が選択的に蒸発し、残ったアルコール分子の集団のエネルギーが減少、つまり冷却されるからである(よく「気化熱を奪われる」という言い方をする)。蒸発冷却とは、これと全く同じ原理で磁気トラップ中の原子集団を冷却するものである。

Fig.6に蒸発冷却の原理を示す。図には、 $5S_{1/2}, F=1$ の3つのスピン状態 $|F, m_F\rangle = |1, -1\rangle, |1, 0\rangle, |1, 1\rangle$ が感じるポテンシャルカーブが模式的に描かれている。磁気トラップされた原子集団は $|1, -1\rangle$ 状態にあり、調和ポテンシャルに閉じ込められ振動している。そして運動エネルギーの大きい原子ほど、ポテンシャルの高い所、つまり中心から離れた所まで振動している。そのような地点での、 $|1, -1\rangle$ と $|1, 0\rangle$ のエネルギー差(これは $|1, 0\rangle$ と $|1, 1\rangle$ のエネルギー差とほぼ等しい)に相当する周波数の交流磁場を磁気トラップされた原子集団に照射すると、原子のスピンは $|1, 0\rangle$ または $|1, 1\rangle$ 状態へ遷移する。そのような原子は当然トラップから脱落する。このように運動エネルギーの大きい原子だけが選択的にトラップから取り除かれる。そして、残った原子集団内で、弾性衝突を通してエネルギーの再分配(熱化)が起こると、その集団の温度は下がる。これが蒸発冷却の原理である。

実験では、交流磁場を発生させるのに、lower MOTのガラスセルの周りに直径0.6mmの銅線を一卷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。このコイルに、信号発生器からの出力をアンプして、0.1~1W程度のパワーを注いだ。交流磁場の周波数は35MHz(1.7mKに相当)から、原子を完全に削り取る直前の0.7MHz(1Gのバイアス磁場による $|1, -1\rangle$ 状態のゼーマ

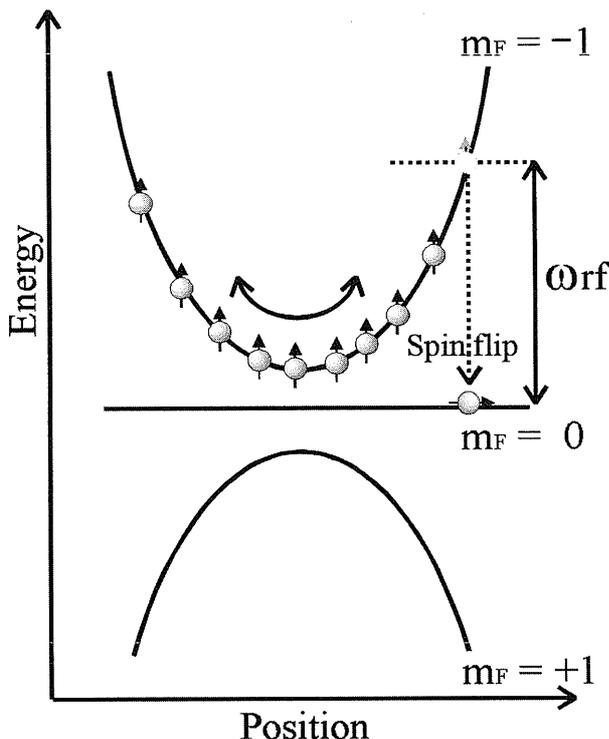


Fig.6 Principle of evaporative cooling in a magnetic trap.

ンエネルギーに相当)付近まで、65秒かけて指数関数的に(前半は速く、後半はゆっくり)掃引した。

3.5 Time-of-flight法および吸収イメージング法

蒸発冷却によって、原子集団がポーズ凝縮したとしても、そのままでは確認のしようがない。そこで用いられるのが、Time-of-flight(TOF)法、および吸収イメージング法である。TOF法では、磁気トラップコイルの電流を瞬間的に切り、原子集団をトラップから開放する。その後、原子集団は初期の速度分布に従って拡散しながら、重力によって落下する。約20ms以上拡散すると、原子集団の広がり(初期の(磁気トラップ内での)サイズに比べて十分大きくなり、空間分布がそのまま初期の速度分布に対応するようになる。そのような空間分布(つまり速度分布)は、Fig.7(a)のような吸収イメージング法を用いて観測する。観察した

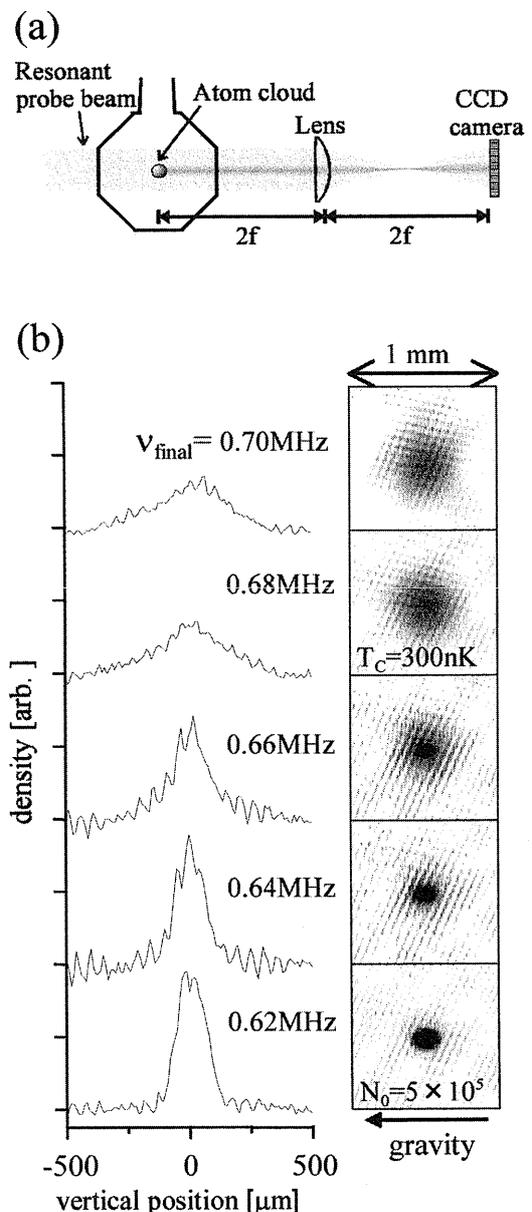


Fig.7 (a) Schematic illustration of absorption imaging technique. (b) Time-of-flight images of atomic clouds taken after 28-ms ballistic expansion.

い時刻に、リポンプ光で原子集団を $5S_{1/2}: F=1$ から $5S_{1/2}: F=2$ へ光ポンピングし、 $5S_{1/2}: F=2 \rightarrow 5P_{3/2}: F'=3$ 遷移に共鳴した直径1cm, 強度約 $1\text{mW}/\text{cm}^2$ のプロープ光(Fig.3)を, パルスの($\sim 50\mu\text{s}$)に照射する. 原子集団の吸収によってできたプロープ光の影は, 単レンズ(直径25mm, 焦点距離 $f=150\text{mm}$)によってCCDカメラ上に結像され, コンピューターに取込まれる. こうして得られた画像をTOFイメージと呼び, これから原子の個数, 速度分布, 温度などが見積もられる.

Fig.7 (b)は, 蒸発冷却における交流磁場の最終掃引周波数を, 0.70MHzから0.62MHzまで0.02MHz間隔で変えて実験したときの, 一連のTOFイメージである. 落下時間は28msで, 空間分布は, ほぼ速度分布に対応している. 0.68MHzまでは, 速度分布は等方的なガウシアン型で, その幅から原子集団は約300nKまで冷却されていることがわかる. 0.66MHzにおいて, ガウシアン分布の中央に鋭いピークが現れる. このピークがボーズ凝縮した原子集団に対応している. 0.62MHzでは, ほとんどすべての原子がボーズ凝縮相に落ち込んでいる. このときの原子数は, 5×10^5 程度である. 凝縮相が精円をしているのは, 磁気トラップポテンシャルの非等方性と, 原子間の斥力相互作用によるものであり, ボーズ凝縮の証拠の一つとされている²⁹⁾.

4. おわりに

本稿を読んで, BECの生成実験がいかに細かいテクニックの積み重ねの上に成立しているかがおわかりいただけたかと思う. 日本でのBEC成功が, 世界最初の成功から3年も遅れたのは, こういった細かいテクニックに関する知識不足によるところが大きい. よって本稿は, 現在アルカリ原子BECの実現を目指している, または今後この分野に参入しようとしている研究者の読者を意識して, 各実験テクニックを詳細に説明した. この3年間, BECの生成手法には特に大きな進歩はなく, 現在のところ, BECを1回生成するのに最短でも20秒はかかり, 1回あたりの原子数は(Rb原子の場合) 10^6 個程度に留まっている. これを光のレーザーのflux($\lambda=780\text{nm}$, 1mW の場合, $4 \times 10^{15}\text{s}^{-1}$)と比較すると, 桁違いに少ない. 原子レーザーの産業への応用などを考えると, 連続的にBECを生成する「連続発振原子レーザー」の開発が今後の大きな目標であり, 既にこれに向かって実験的研究を始めているグループもある**.

謝 辞

本実験は, 東京大学総合文化研究科において, 久我 隆弘助教授のもと, 助手の上妻 幹男博士, 修士課程の鈴木 陽一氏とともに遂行された. メンバー全員の実験に対する並々ならぬ熱意と尽力に, ここに敬意と同時に感謝の意を

表します. また, 筆者が就職した後も, 東京大学にてこの研究を続ける機会を与えてくださった久我 隆弘助教授の御好意に心より感謝致します. 本研究の一部は, 科学技術振興事業団による戦略的基礎研究推進事業の補助を受けて行われた.

参考文献

- 1) M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell: *Science* **269** (1995) 198.
- 2) 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** (1995) 3969.
- 3) C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet: *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 1687.
- 4) D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and T. J. Greytak: *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 3811.
- 5) 上田 正仁: *日本物理学会誌* **53** (1998) No.9, 663.
- 6) 勝本 信吾他: *パリティー* **14** (1999) No.9.
- 7) E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips: *Science* **283** (1999) 1706.
- 8) B. P. Anderson and M. A. Kasewich: *Science* **282** (1998) 1686.
- 9) I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 3008.
- 10) L. Deng, E. Hagley, J. Wen, M. Trippenbach, Y. Band, P. Julienne, J. Simsarian, K. Helmerson, S. Rolston, and W. Phillips: *Nature* **398** (1999) 218.
- 11) S. Inouye, A. P. Chikkatur, D. M. Stamper-Kurn, J. Stenger, D. E. Pritchard, and W. Ketterle: *Science* **285** (1999) 571.
- 12) G. B. Lubkin: *Physics Today* **52** (1999) No.4, 17.
- 13) G. B. Lubkin: *Physics Today* **52** (1999) No.9, 17.
- 14) V. Bagnato, D. Pritchard, and D. Kleppner: *Phys. Rev.* **A35** (1987) 4354.
- 15) E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard: *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2631.
- 16) J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji: *J. Opt. Soc. Am.* **B6** (1989) 2023.
- 17) H. F. Hess: *Phys. Rev.* **B34** (1986) R3476.
- 18) S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Achkin: *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 48.
- 19) P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook: *J. Opt. Soc. Am.* **B6** (1989) 2084.
- 20) C. J. Myatt, N. R. Newbury, R. W. Ghrist, S. Loutzenhiser, and C. E. Wieman: *Opt. Lett.* **21** (1996) 290.
- 21) C. Wallace, T. Dineen, K. Tan, T. Grove, and P. Gould: *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 897.
- 22) K. E. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu: *Opt. Lett.* **17** (1992) 526.
- 23) T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman: *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 408.
- 24) W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard: *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2253.
- 25) W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell: *J. Opt. Soc. Am.* **B11** (1994) 1332.
- 26) C. G. Townsend, N. H. Edwards, K. P. Zetie, C. J. Cooper, J. Rink, and C. J. Foot: *Phys. Rev.* **A53** (1996) 1702.
- 27) U. Ernst, A. Marte, F. Schreck, J. Schuster, and G. Rempe: *Europhys. Lett.* **41** (1998) 1.
- 28) J. R. Ensher, D. S. Jin, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell: *Quantum Electronics and Laser Science Conference, Baltimore, May 18-23, 1997, QPD8*.
- 29) M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, and W. Ketterle: *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 416.
- 30) D. E. Pritchard: *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1336.
- 31) T. Bergeman, G. Erez, and H. Metcalf: *Phys. Rev.* **A35** (1985) 1535.

** E. Mandonnet, A. Minguzzi, R. Dum, I. Carusotto, Y. Castin, and J. Dalibard: URL: <http://xxx.lanl.gov/abs/cond-mat/9909378>