

ルビジウム原子気体の Bose-Einstein 凝縮

東京大学大学院総合文化研究科
鳥井寿夫^(*)、鈴木陽一、上妻幹男、久我隆弘

1. アルカリ原子気体のボース凝縮

1925年に Einstein は、理想ボース気体において、ある温度以下では最低エネルギー状態を占める粒子数が巨視的な大きさになる現象—Bose-Einstein 凝縮—を予言した。液体ヘリウム4の超流動、金属や酸化物の超伝導は、このボース凝縮の表れと考えられている。しかし、これらの系では粒子間の相互作用が大きく、単純な理想ボース気体のモデルで現象を完全に説明するのは困難である。

1995年に実現されたアルカリ原子気体のボース凝縮 [1,2] は、まさしく Einstein が当初想定していた理想ボース気体に近い系、つまり粒子間相互作用の極めて小さいで実現された。この点で、アルカリ原子のボース凝縮相は、超流動、超伝導とは違う新しい物質の状態であると言え、物理学上非常に興味ある研究対象である。

現在までにボース凝縮が実現されたアルカリ原子は、ルビジウム [1]、ナトリウム [2]、リチウム [3] の3種、更に水素原子 [4] でも実現されている。昨年、我々のグループはルビジウム原子を用いてボース凝縮に成功した。本稿では、我々が用いたボース凝縮生成の実験的手法を説明する。また、ボース凝縮特有の性質について簡単に紹介したい。

2. ボース凝縮生成の実験的手法

ボース凝縮生成および確認の手順は以下の

とおりである。

- ①大量の原子をレーザーにより超高真空内に集める (磁気光学トラップ)
- ②集めた原子を磁気トラップで捕獲する
- ③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す (蒸発冷却)
- ④磁気トラップを瞬間的に切り、原子を拡散させ、その速度分布を見る (Time-of-flight 法)

以下、順を追って説明する。

①磁気光学トラップ

まず最初に、レーザーによる原子の冷却の原理を説明する。簡単のため、原子は二準位原子とし、一次元方向の運動のみを考える。運動している原子に図1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。レーザー光の光子が原子に吸収される際、光子の運動量 $p = h/\lambda$ (h はプランク定数、 λ はレーザーの波長) が原子に与えられる (輻射圧の原理)。さて、運動している原子からみると、自分と対向するレーザー光の周波数は、正の方向、つまり原子の共鳴周波数に近づくようドップラーシフトする。

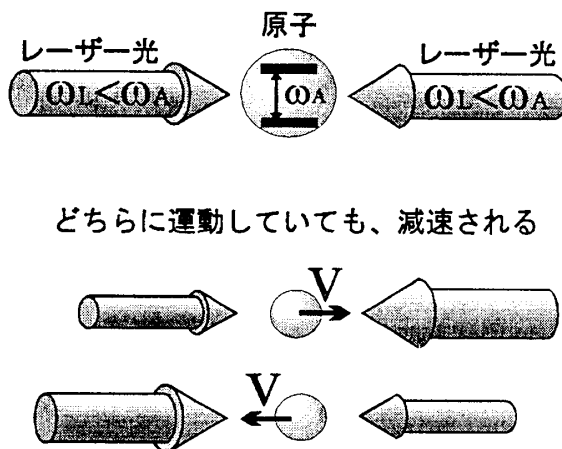


図1. ドップラー冷却の原理

自分と同じ方向に向かうレーザー光の場合は、状況が逆転し、共鳴周波数から更に離れるようドップラーシフトする。結果、原子は自分の運動に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。この原理は原子がどちらの方向に運動していても働き、そのまま三次元に拡張できる [5]。この手法はドップラー冷却と呼ばれ、おおよそ $100 \mu\text{K}$ にまで原子を冷却することができる。

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、図2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による不均一磁場を加える。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、ここでレーザー光の偏光を適当に選ぶと、輻射圧が原点へ向かうようにすることができる。この手法

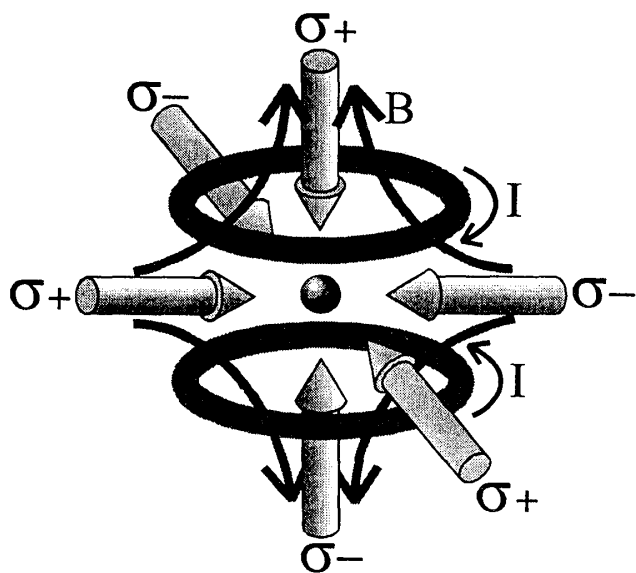


図2. 磁気光学トラップ

は磁気光学トラップ (MOT: Magneto-optical trap) と呼ばれる [6]。

図3は、我々がボース凝縮実現のために用いた二重磁気光学トラップ [7] と呼ばれる装置の概略図である。装置の上段は、ルビジウム原子気体が充満したチャンパー ($\sim 10^{-8}$ torr)、下段は超高真空のガラスセル ($\sim 10^{-11}$ torr) となっている。原子は、まずチャンパー内の気体から直接、上段 MOT に集められる。集められた原子集団は十分に冷えているので、レーザー光及び磁場を瞬間的に切ってやると、あまり拡散せずに重力に従って落下し、ガラスセル内の下段 MOT に再捕獲される。この過程を繰り返すことによって、下段 MOT に約 10^9 個のルビジウム原子を溜めることができる。

トラップの寿命は、周りの常温気体との衝突によって決まるが、ルビジウム原子気体が充満しているチャンパー内の上段 MOT は、1秒程度の寿命しかない。それに対して、下段 MOT は超高真空内にあるので、1分近い

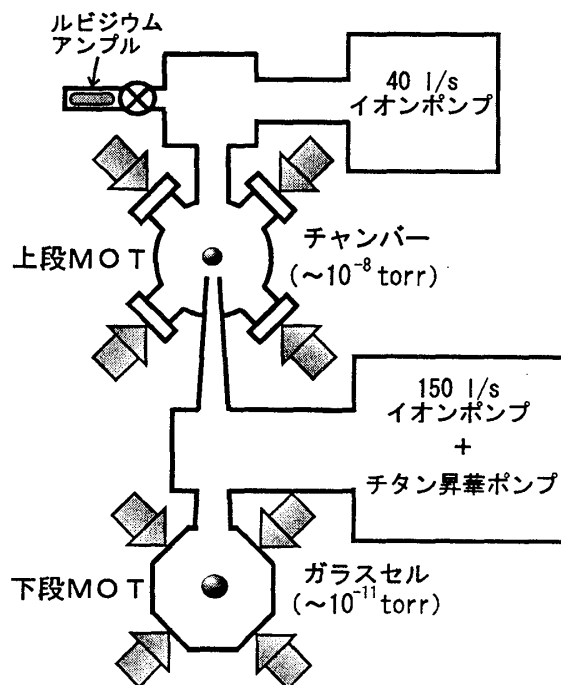


図3. 二重磁気光学トラップ

寿命を持っている。この長い寿命は、③の蒸発冷却の段階で必要不可欠になる。超高真空内では、そもそもルビジウム原子気体がほとんど存在しないため、上段 MOT のように周りから原子を集めることができない。従って、原子を集める機能と保存する機能を別々の MOT に担わせているのである。

②磁気トラップ

①の段階で、原子集団の位相空間密度 $\rho_{ps} = n (\lambda_{db})^3$ (n は数密度、 $\lambda_{db} \equiv h / (2\pi m k_B T)^{1/2}$ は熱的ドブロイ波長) は約 10^{-6} で、ボース凝縮の条件 ($\rho_{ps} = 2.612$) からは程遠い。そこで、後に説明する蒸発冷却と呼ばれる技術を用いるのだが、その準備として、下段 MOT の原子を、磁場のみでトラップする。これ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 $U = -\mu \cdot B$ を利用する。原子の適当なスピン状態は、磁場が大きくなればなる程、この相互作用のためエネルギーが上がる (ゼーマンシフト)。よって、こ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。磁場の極小点を作るため

に我々が用いたコイルを図4に示す。これはクローバーリーフコイル [8] と呼ばれ、軸対称な調和ポテンシャルを生成する。下段 MOT を瞬時的 ($\sim 20 \mu s$) に切り、クローバーリーフコイルを瞬時的 ($\sim 2ms$) に立ち上げることで、原子を磁気トラップへ移行することができる。移行の効率は約 30% で、これはトラップできるスピン状態の割合で決まっている。トラップされた原子は、図4に描かれているように葉巻のような形をしている。

③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。

図5に蒸発冷却の原理を示す。磁気トラップされるスピン状態の原子は、ゼーマンシフトにより調和型のポテンシャルを感じるが、トラップされないスピン状態の原子は、また違ったポテンシャルを感じる。例えば磁気量子数ゼロのスピン状態は、ゼーマンシフトしないので、ポテンシャルカーブはフラットである。図5には、そのような二つトラップされるスピン状態とされないスピン状態のポテンシャルカーブが描かれている。磁気トラップされている原子は調和ポテンシャルの中で熱分布 (正確にはボース分布だが、近似的にボルツマン分布) していて、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する。そのような地点における、二つのポテンシ

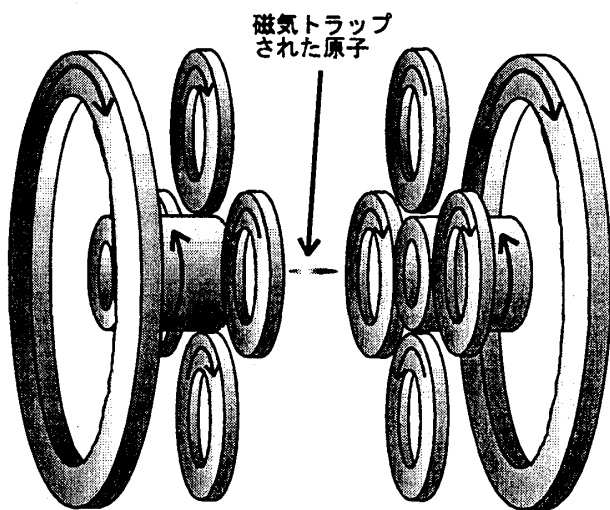


図4. クローバーリーフコイル

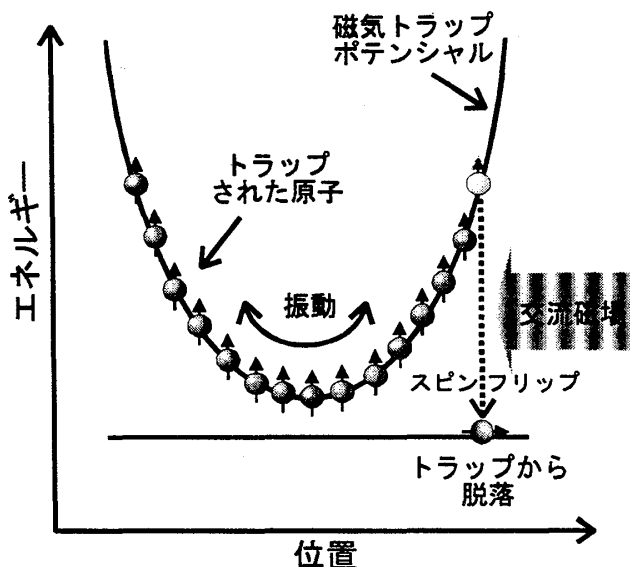


図5. 蒸発冷却の原理

ルカーブのエネルギー差、つまりゼーマンシフト量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、原子のスピンはフリップし、トラップされないポテンシャルカーブに乗り移り、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を選択的にトラップから取り除くことができる。そして、残った原子集団内でエネルギーの再分配（熱化）が起こると、その集団の温度は以前より下がる。これが蒸発冷却の原理である。我々は磁気トラップに照射する交流磁場の周波数を 35MHz から、原子を完全に削り取る直前の 0.6MHz 付近まで、65秒かけて連続的に掃引した。

④Time-of-flight (TOF) 法

蒸発冷却によって、原子集団がボース凝縮したとしても、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)法である。

蒸発冷却終了後、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。ある程度の時間が経てば、原子集団の空間分布は、初期の速度分布を反映した形になる。この空間分布を観察するため、図 6 のような吸収イメージング法を用いる。観察したい時刻に、原子の光学遷移に共鳴したレーザー光を、パルス的に原子集団に照射する。原子集団によって吸収されたレーザー光の影は、レンズによって CCD カメラ上に結像され、撮影される。こうして撮影された画像 (TOF イメージ) から原子の個数、速度分布、温度などが見積もられる。

図 7 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、分布はガウシアン型で、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

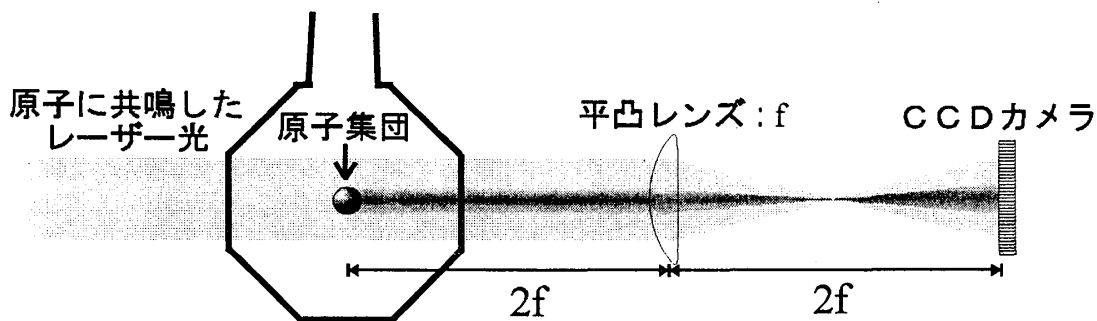


図6. 吸収イメージング法

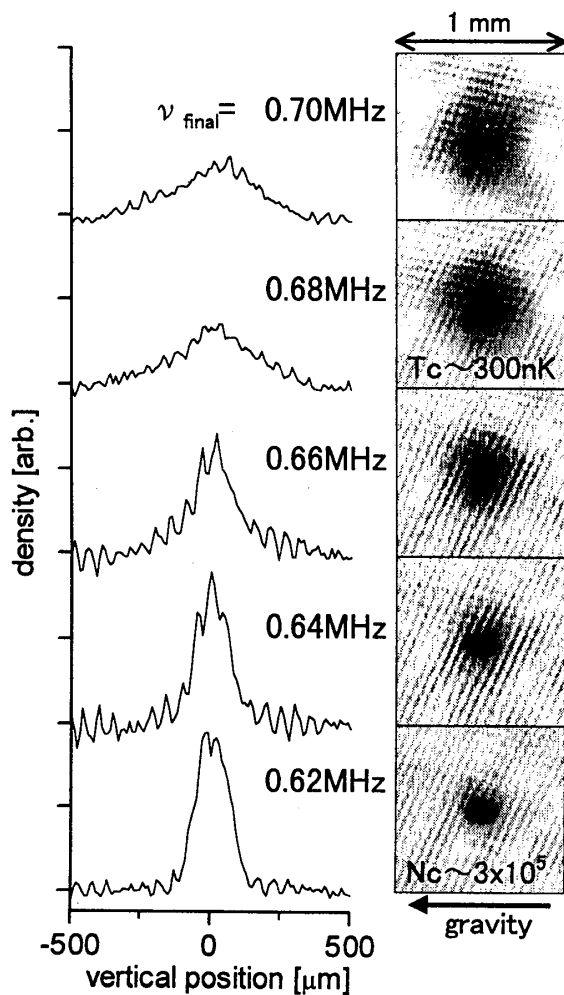


図 7. ボース凝縮への相転移。画像は、磁気トラップから開放されてから 28ms 後の原子集団の影である。左のグラフは、画像から計算された原子の空間的密度分布を表す。

密度分布の中央に、鋭い密度のピークが現れる。ボース凝縮相の出現である。0.62 MHz では、ほとんどすべての原子はボース凝縮相に落ち込んでいる。凝縮相が楕円をしているのは、磁気トラップの形の非等方性によるものであり、ボース凝縮の証拠の一つである。

3. ボース凝縮相の性質

ボース凝縮相が、単なる非常に密度の高い原子集団と違う所は、それがたった一つの波

関数で記述される、という点である。このことを劇的に示した MIT グループの実験を、ここで紹介する[9]。彼らは、図 8 左のように、独立なボース凝縮相を用意し、それらを磁気トラップから開放し、互いにオーバーラップさせた。図 8 右は、開放から 40ms 後の TOF 画像である。オーバーラップした部分に干渉縞が現れている。この実験事実から、独立なボース凝縮相間には特定の相対位相が存在し、かつ、その相対位相が凝縮相全体 (~ 0.5mm) にわたり均一であることがわかる。つまり、拡散したボース凝縮相は、コヒーレント長が 0.5 mm の物質波となっている。ちなみに、常温のルビジウム原子のコヒーレント長 (熱的ドブロイ波長) は、0.1Å である。

この他にボース凝縮特有の性質として、集団励起モード[10]、3 次のコヒーレンス[11]、ジョセフソン効果[12]、などが実験的に観測されている。超流動ヘリウムや超伝導体で見られる渦糸状態は、実現手段が色々考案されているが、今だに観測されていない。

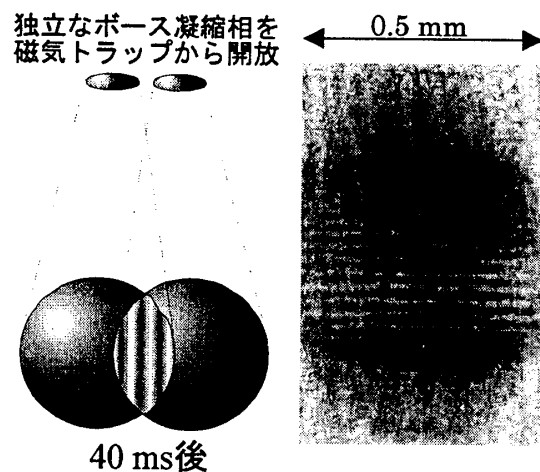


図 8. 独立なボース凝縮体間の干渉。右の画像は MIT ケタリーのグループのホームページ (<http://amo.mit.edu/~bec/>) から転載。

4. 終わりに

アルカリ原子気体のボース凝縮に関する研究は、1995年の最初の成功以来、拡大の一途を辿っている。発表された理論の論文は、数百を数える[13]。それに対して、実験の論文は数十しか発表されておらず、理論が先行しているのが現状である。これは、最初の成功から3年半経った今でも、ボース凝縮生成技術が複雑、煩雑なためだと思われる。実際、現在までにボース凝縮に成功したのは、全世界で十数グループしかない[13]。日本では我々と京都大学藪崎研究室の2グループのみである。我々は、現在最も標準的なボース凝縮生成手法をほぼ踏襲したが、今後、この分野の研究が更に発展するためには、生成手法の大幅な簡素化が必要であると考えている。

- [11] E.A. Burt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 337 (1997).
- [12] B. P. Anderson *et al.*, Science **282**, 1686 (1998).
- [13] ボース凝縮に関する、ありとあらゆる情報が次のホームページ集められている。
<http://amo.phy.gasou.edu/bec.html>

(*) 現在の所属：学習院大学理学部

e-mail : yoshio.torii@gakushuin.ac.jp

参考文献

- [1] M. H. Anderson *et al.*, Science **269**, 198 (1995)
- [2] K. B. Davis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995)
- [3] C.C. Bradley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [4] D. G. Fried *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3811 (1998).
- [5] S. Chu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- [6] E.L.Raab *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [7] C. J. Myatt *et al.*, Opt. Lett. **21**, 290 (1996).
- [8] M.-O. Mewes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 416 (1996).
- [9] M.R. Andrews Jin *et al.*, Science **275**, 637 (1997)
- [10] D.S. Jin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 420 (1996); M.-O. Mewes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 988 (1996).