

論文の内容の要旨

論文題目 ストロンチウム・フェルミ同位体のレーザー
冷却, トラッピングに関する研究

氏名 向山 敬

量子力学によると同種粒子は区別できず、粒子の持つドブロイ波長と同程度の距離に同種粒子が存在するような条件下では、多数の粒子系の振る舞いは粒子の量子統計性を強く反映したものとなる。冷却された中性原子気体はその弱い相互作用から、粒子の量子統計性に関わる現象を調べることのできる理想的な系として注目されており、その大きな成果として1995年に ^{87}Rb , ^{23}Na , ^7Li においてボーズ凝縮が観測されたことは記憶に新しい。ボーズ粒子の量子縮退状態が実現できた次に、自然な成り行きとしてフェルミ粒子による量子縮退状態（フェルミ縮退）の実現に興味を持たれ始めている。しかし、フェルミ同位体原子の場合には量子統計性から、量子縮退近傍の超低温条件下では粒子間の衝突が禁止され、量子縮退に到達する唯一の手段となっている蒸発冷却法が適用できないという問題が生じる。現在では異なる磁気副準位にいる原子との衝突やボーズ同位体との衝突を利用して蒸発冷却を行うことが現在の主流となりつつあるが、本研究はストロンチウムのフェルミ同位体である ^{87}Sr を用いて、従来のように磁場トラップを用いずにレーザー冷却のみによってフェルミ縮退を実現するべく原子の冷却、トラップを実現することを目的とした。

ストロンチウムはアルカリ土類金属原子であり、 $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ という禁制遷移を持つ。この禁制遷移は自然幅が7.6kHzと狭く、この遷移を用いたドップラー冷却を行うことによって原理的には光子の反跳温度(約440nK)まで冷却できる。この限界温度は、 10^5 個の原子が400Hzの振動周波数のトラップに捕獲されたという状況におけるフェルミ温度 $T_F \approx 1.6\mu\text{K}$ よりも低く、レーザー冷却のみによってフェルミ縮退を実現できる可能性を示している。また、この狭い自然幅は、量子縮退が起こるくらい高密度な条件下で問題となる自然放出光の再吸収、いわゆる輻射トラップを抑制できる点でも都合が良く、レーザー冷却のみによる量子縮退の実現に適した系であると言える。

しかし、 ^{87}Sr では、レーザー冷却の際に通常必ずといって良いほど良く用いられている磁気光学トラップの手法がそのまま適用できない。通常、磁気光学トラップの機構は $F=0 \rightarrow F=1$ の遷移をモデルとして説明されるが、 F が大きい場合に磁気光学トラップが同様に機能するかどうかは自明ではない。特に $F > 1$ という状況にお

いては、原子がすべての磁気副準位にいる場合に復元力が働くという条件を定式化すると、 $F \rightarrow F + 1$ の遷移について基底状態のゼーマンシフト係数 (以下 g 因子と呼ぶ) を g_l , 励起状態の g 因子を g_u として,

$$\frac{F}{F+1} < \frac{g_u}{g_l} < \frac{F}{F-1} \quad (1)$$

という条件が成り立つことが必要となる。これは具体的には図 1(b) に示すように σ^+ 光に対する共鳴と σ^- 光に対する共鳴が空間的に分離されることを表現したものであり、実際アルカリ金属原子種ではおおむね満足されている条件である。しかし、核スピンを持つアルカリ土類金属の禁制遷移のように基底状態の g 因子が核スピンの磁気モーメントのみで決まるために励起準位の g 因子に比べて 3 桁ほど小さい系では、上述の不等号を満たさない。これは上記のように、 σ^+ 光と σ^- の共鳴位置が空間的に分離されていないために光による輻射圧が復元力として働かないことを意味する。このような系に磁気光学トラップを適用するためにはトラップの機構と磁気副準位の関係を詳細に議論し、新しい機構を開発する必要がある。

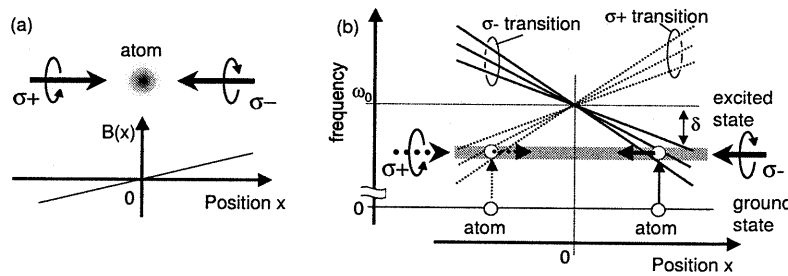


図 1: アルカリ金属原子種における磁気光学トラップ

本研究では、ストロンチウム・フェルミ同位体の磁気光学トラップを実現するために、 $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 遷移の中の $^1S_0(F = 9/2) \rightarrow ^3P_1(F = 11/2)$ の遷移の Clebsch-Gordan (CG) 係数を上手く利用したトラップの機構を考案した。上記のように ^{87}Sr では σ^+ と σ^- の両偏光に対して同時に共鳴してしまうことが問題であった。しかし、 σ^+ と σ^- の両偏光に対する吸収確率は CG 係数に依存する。つまり、両偏光が同時に共鳴していても CG 係数の差が大きければ、CG 係数の大きい方の偏光を選択的に吸収することになる (図 2)。この選択性が復元力として働くようにすればトラップが実現できる。本研究において考案したスキームでは、原子が基底状態の磁気副準位間を頻繁に移り動く必要があるが、禁制遷移では遷移強度の小ささゆえにこの状態間のポンピングが十分な頻度で起こらない。そこで $^1S_0(F = 9/2) \rightarrow ^3P_1(F = 9/2)$ 遷移に共鳴したレーザーの光モラスを、 $^1S_0(F = 9/2) \rightarrow ^3P_1(F = 11/2)$ 遷移による磁気光学トラップと同時に行うことを考えた。 $^3P_1(F = 9/2)$ のゼーマンシフト係数は $F = 11/2$ 励起状態に比べて 1/5 程度と小さいため、 $F = 9/2 \rightarrow F = 9/2$ のレーザーの吸収確率が原子の空間的な位置にあまり依存せず、常に光を吸収放出している状態 (光モラス) を作るができる。この定常的な光の吸収放出過程が磁気副準位間のポンピングの役割をすると同時に、モラスとしてのドップラー冷却効果も期待できる。

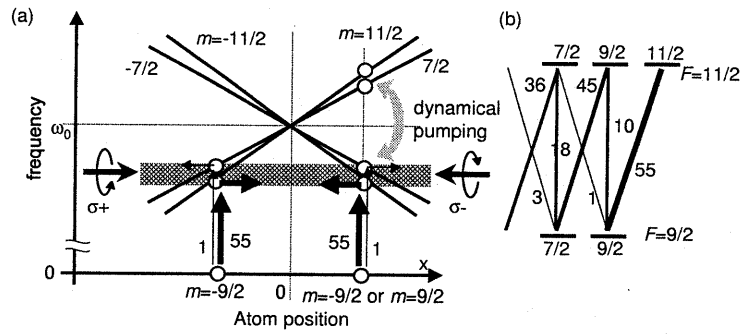


図 2: 光ポンピングを利用した磁気光学トラップ

このトラップの安定性をモンテカルロシミュレーションによって検証をし、このスキームが機能することを示した。さらに実際に実験を行い、この方法が有効に働くことを示した。トラップ原子数は 6×10^5 個、到達最低温度約 $2.0 \mu\text{K}$ であった。図 3 にトラップ原子数の 2 つのレーザーの離調に対する依存性を示す。トラップされる原子数が $F = 9/2 \rightarrow F = 9/2$ のレーザー (Stirring laser) の離調の変化に対して急峻に変化すること、 $F = 9/2 \rightarrow F = 11/2$ のレーザー (Trapping laser) の離調の変化に対して鈍感であることが見て取れる。これは $F = 9/2 \rightarrow F = 9/2$ のレーザーが光モラスとして働いていることを示し、ドップラー冷却の最も効率良く起こる離調 (飽和広がり $\sim 100\text{kHz}$) においてトラップ原子数が多いことを示している。また $F = 9/2 \rightarrow F = 11/2$ のレーザーは通常のトラップ光として働き、その離調が原子の運動方向を折り返す位置を決めるだけでトラップ効率には影響しないことを示している。また、トラップからの蛍光の時間変化を測定することでトラップの減衰時間が測定でき、 $F = 9/2 \rightarrow F = 9/2$ と $F = 9/2 \rightarrow F = 11/2$ の 2 本のレーザーのそれぞれがない場合に減衰時間が 30msec と 77msec であるのに対し、両方のレーザーを利用することでトラップ寿命が 410msec となるという結果が得られた。トラップ寿命が長くなるということは単純にレーザーが増えたことで入射されている光の強度が強くなったという効果ではなく、2 本のレーザーを用いることでトラップの安定性が向上したことを示す結果である。

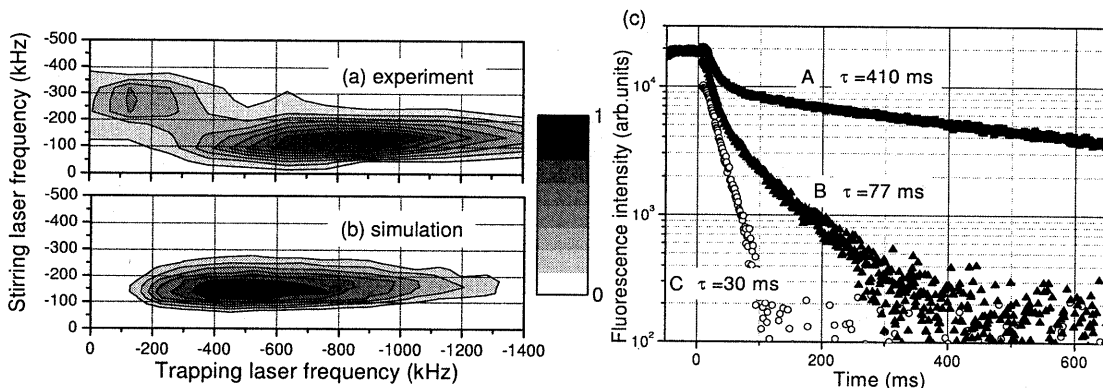


図 3: トラップされた原子数の 2 本のレーザーの離調に対する依存性の実験結果

また、更なる原子の冷却と高密度化のため、磁気光学トラップ中の原子を光双極子トラップに導入した。光トラップレーザーによって作られるポテンシャルの深さが $10\mu\text{K}$ と深いため、そのようなトラップ中で 7.6kHz という狭線幅の遷移による冷却を行おうとしてもシュタルクシフトの空間依存性が大きいため効率的に冷却することができない。ストロンチウム原子の場合には光トラップレーザーの波長を選ぶことで禁制遷移の基底状態と励起状態のシュタルクシフトを符号を含めて同じにすることができ、光トラップ中でも原子の位置に関わらず遷移周波数が変わらない状況を実現することができた。また、トラップの位置は厳密には磁場が完全に0になっていないため(残留磁場 $\sim 10\text{mG}$)、異なる磁気副準位にいる原子では遷移周波数が異なり、効率的な冷却ができないという事情がある。そのため偏極するためのレーザーを入射して原子の磁気副準位を $m_F = 9/2$ にそろえて冷却条件を単一化し、効率的な冷却を行った。図4に原子温度の冷却レーザー周波数に対する依存性を示す。最低温度で 400nK を達成することができた。これは冷却波長の 689nm に対応する反跳で決まる温度限界であり、禁制遷移によるレーザー冷却によって得られる最低温度が実現できたことになる。トラップ周波数、原子数を測定することによりフェルミ温度を見積もることができ、フェルミ温度は 140nK となった。これよりフェルミ温度と原子温度の比は $T/T_F \sim 2.8$ となった。

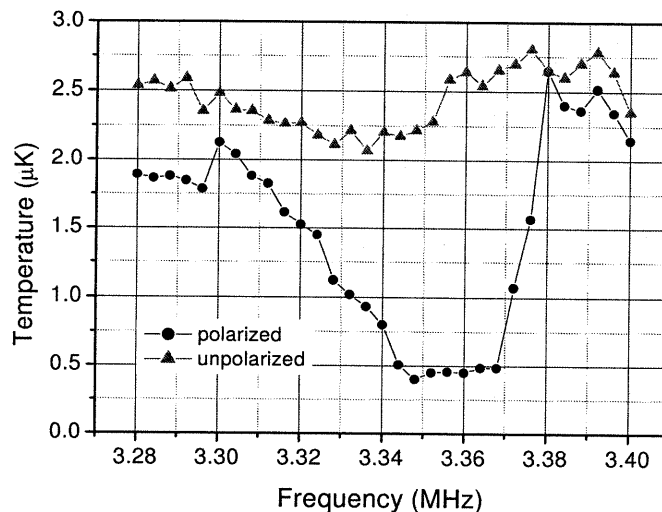


図 4: 光トラップ中の冷却された原子の成分の温度の冷却周波数依存性

本研究において行ったレーザー冷却による量子縮退の実現に向けた研究の特徴は、高速の量子縮退の実現という点である。通常の蒸発冷却の方法では量子縮退に至るまでに $10\text{sec} \sim 100\text{sec}$ という時間がかかるのに対して、本研究でのレーザー冷却のみによる実験では 300msec 程度で温度限界まで到達できている。高速の量子縮退の実現はそれをういた応用を考える際に、SN比の高い信号を得られるという意味で重要である。さらに、本研究で目標としたレーザー冷却によるフェルミ縮退の実現は、蒸発冷却法と異なりフェルミ温度でスケールされるような温度限界が存在しない。よって原子数を増やすことができれば T/T_F をいくらでも改善できる可能性を持っている。このことはフェルミ同位体原子によるクーパー対の形成の実験など T/T_F をできるだけ小さくしなければならない場合などにも有効であると考えられる。