

# 光格子中の ${}^6\text{Li}$ 原子気体を用いた 二次元系における三体ロスの測定

田中 凜太郎

平成 29 年 2 月 28 日

## 1 背景と目的

1938 年に発見された超流動現象は、通常マイクロなスケールにしか現れない量子力学的な性質がマクロなスケールの物理現象として現れているという点で興味深く、これまで多くの物理学者によって研究されてきた。本研究の実験系である極低温原子系は高い実験自由度を有し、これまで超流動の研究によく用いられてきた。特に磁場を用いて相互作用を操作するフェッシュバツハ共鳴という技術は、極低温原子系において  $s$  波超流動を実現し、超流動の理解を大きく進めた。

一方で  $p$  波超流動はまだ実現に至っていない。 $p$  波は異方向な粒子間相互作用の対称性を持つ。異方向な相互作用による超流動は、 $s$  波超流動のような中心対称な相互作用による超流動とは異なる物性を示すと考えられている。そのため  $p$  波超流動の実現は超流動のメカニズムの解明を大きく押し進めることになるかと期待されている。このような背景から本研究室では将来的な目標を  $p$  波超流動の実現とその原理の解明と定めている。

$p$  波超流動の研究を妨げている最も大きな原因は、 $p$  波相互作用による三体ロスである。三体ロスはフェッシュバツハ共鳴近傍で増大するため、 $p$  波フェッシュバツハ共鳴を用いた超流動の研究の大きな障害となっている。我々は  $p$  波超流動の実現を阻むこの問題を克服するため三体ロスについて研究を行い、その原理の解明に取り組んできた。本研究の目的は系の次元を落とし、 $m_l$  状態を制限した系における三体ロスについて定量的な測定を

行い、その特性を評価することである。

## 2 原理

### 2.1 フェッシュバツハ共鳴

フェッシュバツハ共鳴は、二粒子の散乱を考えたときの散乱の始状態および終状態 (open channel) の自由粒子のエネルギー  $E_{\text{th}}$  と、散乱の中間状態となりうる状態 (closed channel) の束縛状態のエネルギー  $E_{\text{res}}$  が共鳴することによって起こる現象である。図 1 は始状態の内部状態にある二粒子の相互作用ポテンシャル (赤線) と、それとは異なる内部状態 (スピンの異なる状態) の二粒子の相互作用ポテンシャル (青線) を示した図である。縦軸がエネルギー、横軸が距離である。通常の散乱の場合、二粒子は無限遠方においては自由粒子であるが、距離が近づくにつれて相互作用ポテンシャルを感じながら図 1 の赤曲線を辿って散乱し、再び自由粒子となる。このとき磁場を変化させることによって、自由粒子のエネルギー  $E_{\text{th}}$  (赤点線) に対して束縛状態のエネルギー  $E_{\text{res}}$  (青点線) を変化させることにより散乱過程 (散乱長) を制御することができる。 $E_{\text{th}} < E_{\text{res}}$  のとき引力相互作用 ( $a < 0$ ) に、 $E_{\text{th}} > E_{\text{res}}$  のとき斥力相互作用 ( $a > 0$ ) となる。

$p$  波の場合相互作用ポテンシャルは遠心力ポテンシャルによって図 2 のように変化する。 $p$  波では相互作用をするにはこのポテンシャルをトンネリングする必要があり、これによって  $p$  波フェッシュバツハ共鳴は open channel と closed channel のカップリングが弱く、共鳴線幅が狭く

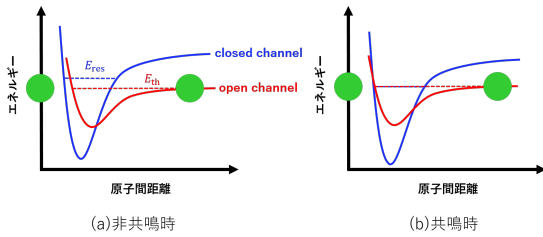


図1 フェッシュバッハ共鳴の原理

なっている。

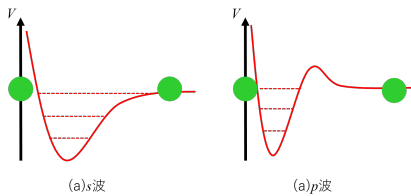


図2  $s$ 波相互作用と  $p$ 波相互作用のポテンシャル

### 2.2 $p$ 波相互作用の三体ロス

図2に示した二粒子の相互作用ポテンシャルカーブには複数の束縛状態が存在し、ここにもう一つの原子が集まることで二粒子が低い振動準位へと落ち込むことがある。このときの差分のエネルギーは運動量保存則によりもう一つの原子の運動エネルギーとして使われ、原子がトラップからロスしてしまう。これを三体ロスと呼ぶ。この現象は二体みの場合では運動量保存則的に起こり得ない。

フェッシュバッハ共鳴時には open channel のエネルギーと closed channel の束縛状態のエネルギーがカップリングしているため、二粒子が束縛状態を経る確率が高い。 $p$ 波フェッシュバッハ共鳴の場合、遠心力ポテンシャルによって  $s$ 波の場合に比べて束縛状態の二粒子間距離が近くなり、三粒子が出会う確率も大きくなる。このような理由から三体ロスは  $p$ 波フェッシュバッハ共鳴の場合に顕著に現れる現象であり、 $p$ 波フェッシュバッハ共鳴および  $p$ 超流動の研究の大きな障壁となっている。

## 3 実験

### 3.1 バンドマッピングによる二次元性の確認

本研究では光格子を用いた系の二次元性をバンドマッピングによる方法 [1][2] で確認した。シングルビーム光トラップに捕獲した後、500ms かけて光格子を断熱的に立ち上げる。100ms の間これを保持し、今度は 2.5ms かけて断熱的に光格子を切り、5ms の TOF(time of flight) の後 CCD カメラで吸収イメージングを行った。

図3(a)に原子雲の吸光イメージを示す。ただし図中の  $z$  方向が光格子の方向である。(b)(c)は運動量分布を表している。(b)は  $y$  軸方向に積分したもの (c)は  $z$  軸方向に積分したものである。この四角形に近い運動量分布の形が原子雲が光格子による第一ブリルアンゾーンに制限されていることを示している。本実験ではこれを持って系が二次元であると判断した。

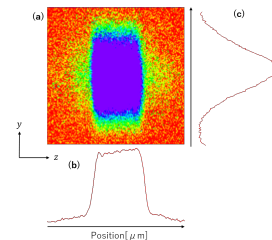


図3 (a) バンドマッピングを行った原子雲の吸光イメージ。(b) 一次元光格子の方向の運動量分布。四角形に近い運動量分布が系の二次元性を示している。(c) 非光格子方向の運動量分布

### 3.2 光格子トラップの深さ測定

本研究では三体ロスの測定時に必要なパラメータである光格子のトラップの深さを Kapitza-Dirac 散乱による方法 [3]、ブリージングモードから測定したトラップ周波数およびビームウェストから見積もる方法 [4] で求める事を試みたが、いずれの方法も正確な値を求めることができなかった。そのため三体ロスの解析時にはこれらの測定実験から推定した値を用いた。

### 3.3 三体ロス測定

#### 3.3.1 フィッティング関数の導出

三体ロス、および光格子のトラップ寿命による密度減少のレート方程式は

$$\frac{\dot{n}}{n} = -L_3 n^2 - \Gamma \quad (1)$$

である。 $n$  は局所密度を表し、左辺は局所密度の変化率を表している。今回の実験では 2 ~ 6.5K ほどの範囲の温度の原子集団について測定を行っており、運動方向の制限を受けていない  $x$  および  $y$  方向はマクスウェルボルツマン分布に従うとし、 $z$  方向については振動基底状態であるとしている。したがって密度分布は次のようになる。

$$n(x, y, z) = n_0 e^{-\frac{m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2)}{2k_B T} - \frac{m\omega_z}{\hbar} z^2} \quad (2)$$

式 (1) の両辺に  $n$  をかけ、式 (2) を代入して空間積分を行うと、

$$\begin{aligned} \dot{N} = & -L_3 n_0^3 \frac{2\pi k_B T}{3m\omega_x \omega_y} \sqrt{\frac{\pi \hbar}{3m\omega_z}} \\ & - \Gamma n_0 \frac{2\pi k_B T}{m\omega_x \omega_y} \sqrt{\frac{\pi \hbar}{m\omega_z}} \end{aligned} \quad (3)$$

となる。ここで  $N$  は局所密度を全空間積分したものの、すなわち原子数である。さらに式 (2) も同様に空間積分を行うと、

$$\begin{aligned} N = & n_0 \frac{2\pi k_B T}{m\omega_x \omega_y} \sqrt{\frac{\pi \hbar}{m\omega_z}} \\ n_0 = & N \frac{m\omega_x \omega_y}{2\pi k_B T} \sqrt{\frac{m\omega_z}{\pi \hbar}} \end{aligned} \quad (4)$$

となる。式 (4) を式 (3) に代入して得られる微分方程式を解くことで最終的に次の式が得られる。

$$N = \sqrt{\frac{1}{\frac{L_3 m^3 \omega_x^2 \omega_y^2 \omega_z}{12\sqrt{3}\pi^3 \hbar k_B^2 T^2 \Gamma} (e^{2\Gamma t} - 1) + \frac{e^{2\Gamma t}}{N_0^2}}} \quad (5)$$

これは時間変化する原子数  $N$  の関数である。ただし温度  $T$  は時間変化しないと仮定している。実

際の実験では温度が 2 割程度の増減に収まる範囲で測定を行った。

#### 3.3.2 三体ロス係数測定

蒸発冷却を行った後原子集団を光格子に移行させる。この原子集団をフェッシュバツハ共鳴点から僅かに離調した磁場を印加しながら光格子中に保持し三体ロスを起こさせる。その後トラップから原子を開放し、TOF の後吸収イメージングによってその保持時間での原子数を測定する。保持時間を変えながら原子数をプロットしていくことで三体ロスによる原子数の減少のグラフを得る。このグラフに前述のフィッティング関数でフィッティングをかけることによってその磁場での三体ロス係数  $L_3$  が得られる。フェッシュバツハ共鳴点からの離調を変化させることで、その光格子パワー・温度における三体ロス係数の磁場依存性が測定できる。

二次元系での三体ロス係数の測定において、変化させるべきだと考えられる実験条件は磁場・温度・光格子トラップの深さである。上述の方法によって磁場依存性を見ることは容易であるが、残りの二つは一方を固定したままもう一方の条件を変化させるのは難しい。三次元系での場合は蒸発冷却をどれくらい行うかによって原子集団の温度を容易に変えることができるが、二次元系の場合は光格子に入れる前に温度を変化させても、光格子に入れた後の原子集団の温度には大きな影響を及ぼさない。そのため本実験では光格子トラップの深さのみを変え、ある光格子トラップの深さと、そのとき得られた温度における磁場依存性を見ることにした。図 4 に原子数減少のデータ (赤点) と、それにフィッティング (青線) をかけた例を示す。

## 4 三体ロス測定の結果と考察

図 5 に測定した  $L_3$  のデータを示す。縦軸が  $L_3$  を対数で示したもの、横軸がフェッシュバツハ共鳴点からの離調である。複数の光格子パワーでの結果を色分けして示している。図 5 から共鳴点に近いほど三体ロスが起こりやすいことが分かる。

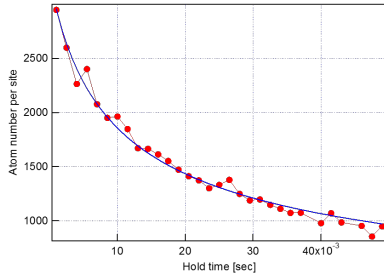


図4 三体ロス係数測定。

また図から原子集団の持つエネルギーによる共鳴点のシフトが見られる。

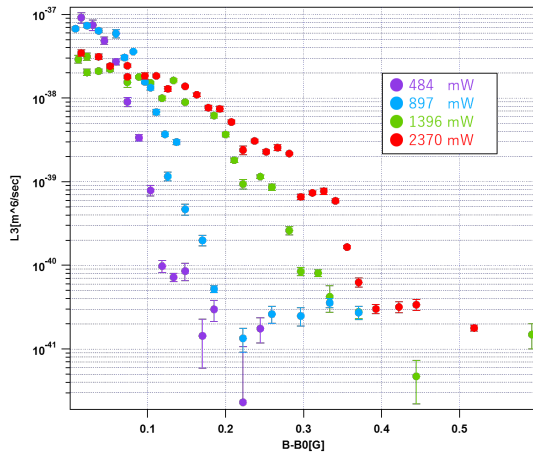


図5  $L_3$  の磁場依存性。縦軸は対数で表示している。

#### 4.1 三次元系との比較

図6に先行研究で求めた三次元系の  $L_3$  と本実験の結果を比較した図を示す。同じような温度条件での結果を比較したものである。三次元系と同じように、二次元系においても磁場依存性の振る舞いが急激に変化する点が存在していることが窺える振る舞いとなった。相互作用を記述するパラメータである散乱振幅は次のように表せる。

$$f_{3D}(k) = \frac{k^2}{-\frac{1}{V_B} + k_e k^2 - i k^3} \quad (6)$$

この右辺分母の第一項第二項の  $V_B, k_e$  は散乱体積、effective range と呼ばれる磁場に依存するパラメータで、この二項の比  $k\sqrt{V_B k_e}$  小さい領域、

すなわち effective range の影響が小さく、無視できる領域では  $L_3$  の相互作用依存性（磁場依存性と等価）が変化し、このように振る舞いが変化する。二次元系でもこの影響が現れていると考えられる。両者の絶対値の違いについては光格子トラップの深さの不確かさの影響もあるため、現象は正確な議論が難しい。

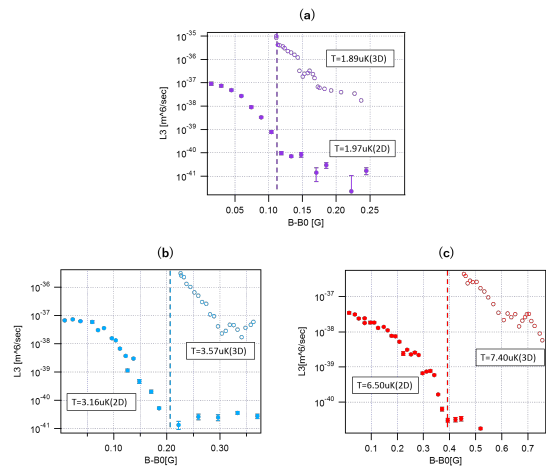


図6 三次元系との比較 (a)484mW. (b)897mW. (c)2370mW.

## 5 まとめと課題

本研究で二次元系においても三次元系と同じように三体ロスの定量的な測定を行うことが出来た。その結果相互作用への依存性の振る舞いに三次元系と共通する点があることが分かった。ただし、結果の値には不確かさをのこしているため、三次元系との違いをより厳密に議論するために解析精度を向上させる必要がある。

## 参考文献

- [1] Phys. Rev. Lett., **87**,160405(2001)
- [2] Phys. Rev. Lett., **94**, 080403(2005)
- [3] Rachel Elizabeth Saprio, **Bose-Einstein Condensate Experiments in Optical Lattice**
- [4] 稲田安寿, 極低温フェルミオン原子  $^6\text{Li}$  における  $s$  波及び  $p$  波対形成, 博士論文