一次元フェルミ粒子系における p 波非弾性衝突過程

電気通信大学 新世代レーザー研究センター 岸本研究室 齋藤勇仁

平成 30 年 3 月 9 日

1 背景と目的

超流動現象はミクロな系を支配する物理である量子力学的な効果がマクロなスケールに表れて観測できる現象である。冷却原子系はその高い実験自由度と理論的理解のしやすさのためこれまで超流動現象の解明に大きく貢献してきた。冷却原子系のなかでも極低温フェルミオン原子における物性の解明と超流動の実現は、同じくフェルミオンである電子の超伝導現象に対応できるため産業的発展に繋がるとして大きく期待されている。近年では強く相互作用するフェルミ原子系では高温超流動体になることが分かっており、強く相互作用するフェルミオン原子気体の物性を調べることは高温超伝導現象の解明に繋がると期待されている。

現在 s 波相互作用する系での超流動は観測され理解が進んでいるが、p 波については超流動が実現されておらずまだ不明瞭な点が多い。本研究室の目標は p 波相互作用する系で超流動を実現しそのメカニズムについて解明することである。p 波超流動が実現されていない原因として、非弾性散乱による原子密度の低下が挙げられる。p 波相互作用を強くすると s 波相互作用時よりも非弾性散乱が強く誘起され原子のロスが激しく起こるため p 波超流動を実現させるためにはこれを克服しなくてはならない。本研究室はこの非弾性散乱に注目し研究を行ってきた [1][2]。現在我々が興味を抱いているのは原子の運動方向が制御された系での非弾性散乱特性である。p 波相互作用は角運動量 $L = 1$ であるため、角運動量の射影成分は $m_l = -1, 0, 1$ と三通り存在する。光格子を用いて $|m_l| = 1$ のみ許された二次元系を実現し、二次元系での二体衝突や三体衝突に起因する非弾性散乱について測定を行ってきた。二体衝突に起因する非弾性散乱については、散乱体積に虚部を導入し散乱振幅を用いて記述できるという理論モデルが提唱されており [3]、我々の研究室では三、二次元系での非弾性散乱の特性がその理論モデルと一致することを示している [1]。そこで本研究では更に次元性を落とした一次元系での二体衝突に起因する非弾性散乱について測定を行い散乱体積に虚部を導入し散乱振幅を用いて記述するという理論モデルと比較することを目標とする。また $m_l = -1, 0, 1$ を許容する方向から光格子を入れた二次元系での二体衝突に起因する非弾性散乱についても測定を行い m_l の違いによって散乱特性に変化が現れたかどうか評価を行う。

2 原理

2.1 フェッシュバッハ共鳴

本研究において重要な技術であるフェッシュバッハ共鳴について簡単に説明する。相互作用ポテンシャルは衝突する二粒子の内部状態に依存する。つまり、二原子の相対的なスピンの向きによってポテンシャルの形状が異なる。異なる二つの相互作用ポテンシャルを図 1 (a) に示す。散乱の始状態と終状態の相互作用ポテンシャルを open channel、open channel と内部状態が違う相互作用ポテンシャルを closed channel とする。closed cahnnel の束縛エネルギーを緑点線 (E_{res}) で示している。また、始状態の自由粒子のエネルギーを赤点線 (E_{th}) で示している。通常の散乱の場合、無限遠方では二粒子は自由粒子であり距離が近

づくにつれて open channel の相互作用ポテンシャルを感じながら散乱し、また離れていき自由粒子となる。磁場を印加するとゼーマン効果によって束縛エネルギー (E_{res}) を自由原子のエネルギー (E_{th}) に対して変化させることができ、これによって図 1(b) のように散乱の始状態の自由粒子のエネルギーと closed channel が作る束縛状態のエネルギーが一致していると散乱の中間状態で closed channel の束縛状態を経験してから終状態へいたる確率が増大する。このような散乱共鳴現象はフェッシュバッハ共鳴と呼ばれていて、これを用いることによって二粒子の散乱過程（散乱長）を変調することができる。

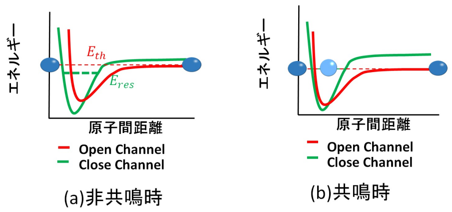

図 1: フェッシュバッハ共鳴

3 実験

磁気双極子相互作用により $m_l = 0$ と $|m_l| = 1$ のエネルギーは異なる。p 波相互作用時の分子について古典的描像を使って理解すると図 2 の下図のようになる。本研究では光格子を量子化軸に対して平行な方向と垂直な方向に一本ずつ入れることで $m_l = 0$ の運動方向と xy 平面への運動を一部制限した一次元系を実現した。このように運動方向を制限されたときの散乱特性について調べることが本研究の目的である。原子オーブンで加熱されてビームとなって出射されたリチウム気体をゼーマン減速器で減速させてから MOT で捕獲した後、光共振器トラップに移行させてからシングルビーム光トラップに入れ蒸発冷却を行った。この状態で図 3 のように二本の光格子を入射した。量子化軸方向から入射させた光格子を top lattice、量子化軸に対して垂直な方向の光格子を side lattice と呼ぶことにする。二本の入射光は AOM を用いることによりレーザー強度を制御することができる。二本の光格子を断熱的に立ち上げた後光双極子トラップを切り、原子が二次元光格子によって捕獲された状態にすることで一次元系を構築した。top lattice には共振器光トラップにも用いたファイバーレーザーを、side lattice には Diode Pumped Solid State レーザーを用いた。

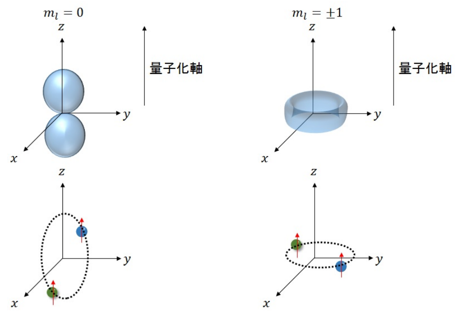

図 2: $m_l = 0, 1, -1$ の波動関数とそれに対応する古典的描像

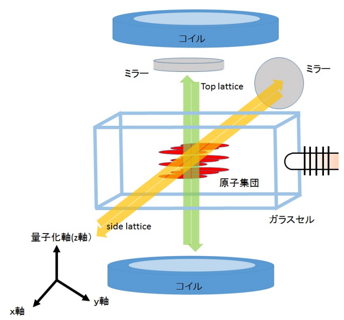

図 3: 光格子による一次元系の生成

3.1 band mapping による一次元性の確認

光格子によって一次元系が確保することができたことをバンドマッピングと呼ばれる手法を用いることで確かめた。シングルビーム光トラップでの蒸発冷却後、二つの光格子を断熱的に 1s かけて立ち上げ

た。シングルビーム光トラップを切った後 100ms 保持し、数 ms かけて断熱的に二つの光格子を切った。数 ms の TOF の後 CCD カメラによって top lattice が入射している量子化軸方向から吸収イメージングを行い運動量分布を得た。その後、同様の測定を side lattice 方向からイメージングして行った。図 4(a) に top lattice 方向からの運動量分布を表す。ここで示す z 軸方向は top lattice が入射している方向、x 軸方向は side lattice が入射している方向である。(b) は

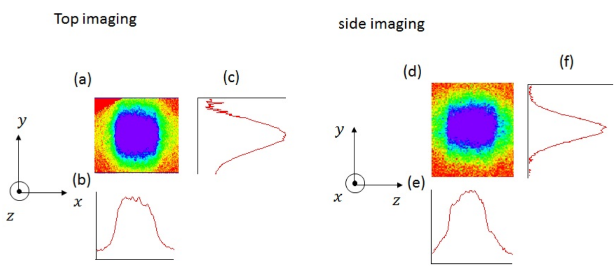

図 4: 光格子による一次元系の生成

y 軸方向に積分した運動量分布、(c) は x 軸方向に積分した運動量分布を表す。(b) を見ると side lattice によって x 軸方向の運動量分布がガウシアンの形に比べて四角くなっていることがわかる。この四角い運動量分布は原子雲が第一ブリルアンゾーンに制限されて単一の運動状態になっていることを示している。また (b) には side lattice 方向からの吸収イメージングを示す。z 軸方向は top lattice が入射している方向、x 軸方向は side lattice が入射している方向である。(e) を見ると (f) の y 軸方向の運動量分布に比べて四角くなっていることがわかる。これにより x 軸と z 軸どちらも軸も運動が制限されていると判断し、一次元系を構築することができたと考えた。

3.2 $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴時のロスについて

本研究では ^{6}Li 原子 $|1\rangle = |F = 1/2, m_F = 1/2\rangle$ と $|2\rangle = |F = 1/2, m_F = -1/2\rangle$ の二成分混合気体を用いる。ここでは $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴時に発生する dipolar loss（二体ロス）と三体再結合（三体ロス）の二つの非弾性散乱について述べる。

dipolar loss は二体衝突時に起きる非弾性散乱である。p 波相互作用は角運動量 $l = 1$ であり角運動量の射影成分は $m_l = -1, 0, 1$ と三通り存在することになる。$m_l = 1, 0$ での散乱が起きた時、次のように散乱することがある。

$$(|1\rangle - |2\rangle)_{m_l=1} \rightarrow (|1\rangle + |1\rangle)_{m_l=0}(free) \quad (1)$$

$$(|1\rangle - |2\rangle)_{m_l=0} \rightarrow (|1\rangle + |1\rangle)_{m_l=-1}(free) \quad (2)$$

これは $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴によって $m_l = 1$ で $|1\rangle|2\rangle$ の原子が近づいて衝突した結果、m_l が 1 減って原子の m_F が 1 つ増えたことを表している。この散乱は原子のスピンと原子間の相対角運動量が結合しなくてはならないため原子間が近距離の場合でしか起きない。p 波分子は遠心力ポテンシャルにより s 波分子よりも二粒子間距離が近くなる。p 波フェッシュバッハ共鳴時にはこの p 波分子状態と結合するため非弾性散乱が誘発されやすくなる。

もう一つは三体衝突時に起きる非弾性散乱である。粒子が三つ衝突すると、二つの粒子が深い束縛状態へと落ちることができ、その差分のエネルギーを束縛状態へと落ちた二粒子ともう一つの粒子が運動エネルギーとして受け取ることでトラップからロスする。この三体ロスは $|1\rangle - |1\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴時では非常に起きやすいが、$|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴時では起きづらい。$|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴時でこの非弾性散乱が起きるとき $|1\rangle|2\rangle$ の原子ともう一つの原子（$|1\rangle$ または $|2\rangle$）が衝突しなくてはならないが、排他律によって禁制であり衝突し辛いため三体ロスが起こりづらい。よって $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴時では三体ロスよりも二体ロスが一番のロスの原因となることが考えられる。

3.3 一次元系でのロス係数の導出方法

ここでは原子数の変化から、ロス係数を導出する方法を述べる。非弾性散乱と原子の寿命によって原

子密度が減少していくと考えたときのレート式は次の式のように表される。

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma n - Ln^2 \tag{3}$$

L は二体ロスと三体ロスを合わせたロス係数であり、$L = L_2 + K_3 n$ となる。n は原子密度、L_2 は二体ロス係数、L_3 は三体ロス係数、Γ は原子の寿命によるロスレートである。原子集団がマクスウェルボルツマン分布によって分布していると仮定し、このレート方程式を解くと、1 格子 (チューブ) あたりの原子数の時間変化を表す式を導出することができる。

$$N = \frac{\exp(-\Gamma t)}{\frac{1}{N_0} + \frac{L}{\sqrt{2\pi}\sigma_x \Gamma}(1 - \exp(-\Gamma t))} \tag{4}$$

チューブあたりの原子数の時間変化を測定し、式 4 をフィッティングすることによってロス係数を算出することができる。そこで、一次元チューブ一本あたりの原子数の時間変化について測定した。$|1\rangle$ と $|2\rangle$ の原子集団を光双極子トラップに入れて蒸発冷却することによって極低温原子集団を実現し、さらに光格子を二本入れて光双極子トラップを切ることによって原子集団の運動方向を制限した一次元系トラップの中に原子集団を閉じ込める。そして $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴へと磁場を掃印し、数 ms 保持した後原子数を吸収イメージングにより測定した。この測定による原子数の時間変化と式 4 によるフィッティングの様子を図 5 に示す。これによって全ロスレートである L を導出することができる。

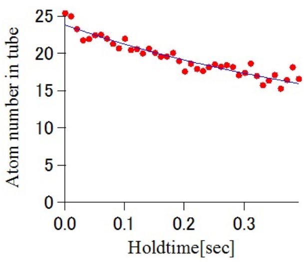

図 5: チューブ一本あたりの原子数の時間変化と式 4 によるフィッティング結果

3.4 一次元系でのロス係数の密度依存性

小節 3.2 で示したように $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴時には dipolar loss と三体再結合の二つの非弾性散乱が発生する。小節 3.3 で導出したロス係数は三体ロスの効果も混じっており、原子のロスからこの二つの効果を区別することは難しい。そこで我々は二体ロスと三体ロスの密度依存性の違いについて着目した。二体ロス係数 L_2 と三体ロス係数 L_3 は原子集団の密度には依存しないため、原子密度が少ない領域においては二体ロスの効果が支配的になると考えることができる。($L \approx L_2 \ \ (L_2 \gg L_3 n)$)

原子オーブンの温度と MOT 時間を変えることによって原子集団の密度を変えてロス係数の測定を行った。図 6 にロス係数の密度依存性についての結果を示す。密度が高い領域において三体ロスの効果が表れた場合、密度が増加するにつれてロス係数も上昇することが考えられる。しかしロス係数が今回測定できた密度領域ではロス係数に変化が見られなかったため、今回我々が実現可能な密度領域では二体ロスの効果が支配的であったということが考えられる。

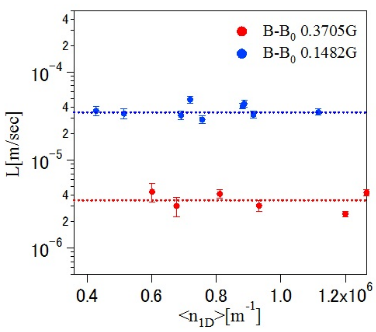

図 6: ロス係数の密度依存性

3.5 一次元系での二体ロス係数の磁場依存性

前小節 3.4 によって、我々が実験可能な密度領域において三体ロスの効果が見られないことがわかっ

たため、密度が $1.0\times10^6\mathrm{m}^{-1}$ 付近での二体ロス係数の磁場依存性について測定を行った。測定結果を図 7 に示す。図 7 から近共鳴に近づくほどロス係数が高くなっていることがわかる。三次元系や $m_l=0$

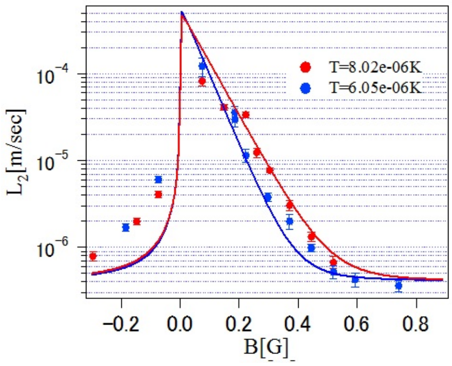

図 7: 一次元系における二体ロス係数の磁場依存性と理論曲線との比較　赤線は $T=8.02\mu$K、青線は $T=6.05\mu$K の理論曲線を示す。

を制限した二次元系では、散乱体積に虚部を導入し散乱振幅を使うという理論モデルで二体ロス係数を表現することができた [1]。一次元系においても同様な理論モデルで表せるか検証する。本実験での一次元系は調和振動子長が完全に無視できる純粋な一次元系ではなく、三次元性を有した準一次系であるといえる。このような系での散乱振幅は次の式で表される [3]。

$$f_{1\mathrm{D}}(k)=\frac{-ik}{\frac{1}{l_p}+\xi_p k^2+ik} \tag{5}$$

非弾性散乱による原子のロスを表すために、散乱体積に虚部を導入する。$(\frac{1}{w_1}\rightarrow\frac{1}{w_1}+\frac{i}{w_1'})$

散乱体積に虚部を導入することと散乱振幅を用いるという二つのモデルにより二体ロス係数の理論計算を行う。散乱体積に含まれる虚部の値 w_1 には、二次元系と三次元系での二体ロス係数対してフィッティングによって導出された値 $w_1=4.85\times10^{-21}\mathrm{m}^3$ を採用した。図 7 を見ると測定が困難である近共鳴や遠共鳴を除いた 0.2G から 0.5G の領域では実験結果と理論曲線に相違ないことがわかる。これにより散乱体積に虚部を導入して散乱振幅によって二体ロス係数を表現できることを示唆することができた。

また、三、二、一次元系おいて全て同じ散乱体積の虚部の値を使って二体ロス係数を表すことができた。w_1' は原子のロスを表すようなパラメータである。系の次元が変わっても同じ w_1' の値を使って表すことができたということは、系の次元性の違いによる二体ロスの変化は w_1' に表れず、散乱振幅の表現が変わることのみに現れると考えられる。

4　二次元系での二体ロスの測定

我々は散乱体積に虚部を導入した散乱振幅により二体ロス係数を表すことができることを示した。しかし、このモデルは次元性が変わることにより散乱振幅が変調されていることを取り入れているだけで、原子の運動方向の制限については考慮していない。$m_l=\pm1$ のみが許された二次元系と $m_l=0,\pm1$ が許される二次元系で非弾性散乱特性に違いが出るのかどうか分かっていないため、本実験では量子化軸方向ではない xy 平面から光格子を入れることにより (side lattice による一次元光格子を使う)$m_l=0,\pm1$ を許容した二次元系での二体ロス係数の測定を行う。そして $m_l=0$ の運動方向を制限した二次元系での二体ロス係数と比較し、運動方向の制限の仕方により二体の非弾性散乱の特性が変化するのか調べる。二体ロス係数の磁場依存性について原子オーブンの温度を 400 ℃に固定し測定を行うことで平均密度 $2.36\times10^{12}[\mathrm{m}^{-2}]$ での測定を行った。なお、準備実験として節 3.4 と同様に密度依存性を測定しこの密度条件下では二体ロスが支配的であることを確認している。

side lattice による一次元光格子中に原子を捕獲したときの温度 4.78μK の原子集団の二体ロス係数の磁場依存性を図 8 の赤丸に示す。この結果に対し散乱体積に虚部を導入した理論式と比較する。この理論式は [1] で示されているため、簡単に記述する。二

次元系での p 波散乱振幅の式は次のようになる。

$$f(q) = \frac{4q^2}{\frac{1}{A} + q_e q^2 - (2q^2/\pi)ln(l_z q) + iq^2} \quad (6)$$

ただし、A と q_e は二次元系での散乱面積と有効長であり、調和振動長に依存するパラメーターとなっている。節 3.4 と同様に散乱体積に虚部を導入して式 6 の散乱振幅を用いて理論計算を行った。その結果と実験値の比較をすると実験値が理論値を全体的に下回り一致しなかったが理論値に対して factor 0.2 をかけると図 8 の赤線のように実験値と一致した。この理由としては原子数、トラップ周波数、温度の見積もりの系統誤差により測定値を低く見積もってしまったということが考えられる。ここで $m_l = 0$ を抑制した系でも二体ロス係数の磁場依存性のグラフと、今回の実験データを比較してみる。緑点は $m_l = 0$ が制限された二次元系（top lattice による二次元系）での温度 $T = 4.1\mu$K の二体ロス係数の実測点であり、緑線は理論曲線に対して 0.23 をかけた値である。二つのデータを比較して見ると二つの磁場依存性に対する振る舞いや二体ロス係数の絶対値が一致しているように見える。よって二次元系の二体の非弾性衝突において原子の運動を制限する方向を変えても二体ロスの磁場依存性の振る舞いは変わらなかった。このことから二体の非弾性散乱は許容される衝突の角運動量の量子化軸への射影成分 ml によらず、光格子を用いて二次元系へトラップされたことにより散乱振幅の式が変調された効果のみが非弾性散乱へと影響与える可能性が示唆できた。

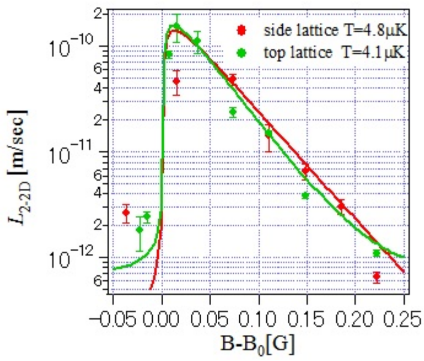

図 8: 二次元系における二体ロス係数の磁場依存性　赤丸が $m_l = 0, \pm 1$ を許容する二次元系での二体ロス係数、青丸が $m_l = \pm 1$ のみを許容する系での二体ロス係数を表す

5　まとめ

本研究では、光格子を用いて一次元系に原子をトラップし $|1\rangle - |2\rangle p$ 波フェッシュバッハ共鳴を用いて非弾性散乱を誘発し原子のロスを観測することで、二体ロス係数の磁場依存性について測定を行った。この実験結果に対し散乱体積に虚部を導入したモデルでの理論曲線と比べることで、一次元系においても散乱体積に虚部を導入した理論モデルにより二体ロスを記述できることを示唆した。また、m_l の違いにより非弾性散乱特性が変化するかどうか調べるために $m_l = -1, 0, +1$ が許容される二次元系での二体ロス係数の磁場依存性について測定し、$m_l = 0$ の運動を制限した二次元系での二体ロス係数の振る舞いと比較した。その結果磁場依存性や二体ロス係数の絶対値においてほぼ変わらない結果が得られた。

参考文献

[1] Muhammad Waseem, et al., **Two-body relaxation in a Fermi gas at a p-wave Feshbach resonance**, Phy. Rev. A 96, 062704 (2017)

[2] Jun Yoshida, et al., **Scaling Law for Three-body Collisions in Identical Fermions with *p*-wave Interactions**,arXiv:1709.04160v1

[3] D. V. Kurlov,G. V. Shlyapnikov, **Two-body relaxation of spin-polarized fermions in reduced dimensionalities**,Phy. Rev. A 95,032710(2017)