

極低温 ${}^6\text{Li}$ 原子を用いた p 波相互作用による 2体相関に関する研究

向山研究室 服部敬太

2017/03/10

1 背景・目的

冷却原子はミクロな多体の相互作用がどのようにその系の特性に影響してくるのかという問題に対して研究されてきた。何故なら、冷却原子系は、温度・密度など様々なパラメータを変えることが出来るからである。特に、冷却原子系では、フェッシュバハ共鳴を用いて、印加磁場を制御するだけで粒子間相互作用を引力から斥力まで自在に操ることが出来る。2005年～2008年にかけて Shina Tan によって s 波相互作用とその系の熱力学量を直接結び付ける関係式が理論的に示された [1]。その関係式は相互作用の強さが変化したときに、系のエネルギーがどれだけ変化しているかを示す”コンタクト”を含んだ関係式である。このコンタクトは s 波相互作用が印加されている状態の運動量分布や RF 分光によるスペクトルのミクロな物理量にも含まれているので、ミクロな物理量とマクロな熱力学量を繋いでいる [2]。 s 波相互作用のコンタクトは実験的にも検証がされていて、運動量分布や RF 分光からコンタクトの値は決められている [3]。近年、2人の理論家が p 波相互作用をしているフェルミオンでも普遍関係式が存在することが理論的に示され [4,5]、運動量分布や RF 分光からコンタクトを求めることができる。しかし、実際の測定では p 波相互作用には s 波では禁制であった三体ロスがあり、そのせいで p 波コンタクトの測定は困難であった。ところが、Luciuk らによって RF 遷移を用いることで相互作用する原子をロスよりも早い時間スケールで準備することによってその効果を抑制し、 ${}^{40}\text{K}$ の系で p 波コンタクトの存在が確認された。これによって p 波コンタクトにおいても熱力学量との間に普遍関係があることが確認された [6]。本研究では ${}^6\text{Li}$ の系におけるこれらの p 波コンタクトの測定を行うことで、まず ${}^6\text{Li}$ の p 波相互作用における特性を理解すること、そして異なる原子種での普遍性の評価を目的としている。

2 コンタクト

冷却原子は量子多体系で見ると、希薄・低温極限における普遍性を表した系であるといえる。原子気体において単一原子では電子の軌道・スピン状態や核スピン状態で決ま

る構造を持っているが、二原子系では長距離ではファンデルワールス相互作用、短距離では斥力芯を持つ原子間相互作用が働く。このような構造の典型的な長さスケール r_0 とする。冷却原子を特徴づける典型的な長さスケールには、平均粒子間距離 d や熱的ドブロイ長 λ_T があり、冷却原子気体ではこれらの長さスケールの間に

$$d, \lambda_T \gg r_0 \quad (1)$$

という関係が成り立つ。これは波動関数の波長が原子間相互作用の長さよりも長いので系の性質が原子間相互作用の詳細な構造によらないことを示している。本研究では原子間相互作用が実効的に非常に強い共鳴領域における普遍的性質に焦点を当て、散乱の断面積を特徴づける散乱長 a を用いると

$$a \geq d \sim \lambda_T \gg r_0 \quad (2)$$

が成り立つ領域である。Shina Tan は BEC-BCS クロスオーバーのユニタリー領域において短距離・短時間の領域に大きな相関が生じ、それら短距離相関によってマクロな熱力学量までもが決定されることを示した [1]。近年、相互作用の角運動量 $l = 1$ の p 波相互作用の場合においても理論的にコンタクトが示された [5]。 s 波相互作用のコンタクトと理論的に大きく異なる部分は、それぞれの散乱のチャンネルが散乱体積の逆数 v_m^{-1} と effective range の逆数 R_m^{-1} によって変化する2つのコンタクト $C_{v,m}, C_{R,m}$ を持つことである。以下にその関係式を示す。均一な系での自由エネルギーの変化は

$$\begin{aligned} dF &= -SdT + \mu dN - PdV \\ &= -\frac{\hbar^2}{2M} \sum_m C_{v,m} dv^{-1} - \frac{\hbar^2}{2M} \sum_m C_{R,m} dR_m^{-1} \quad (3) \end{aligned}$$

となり [5]、 S はエントロピー、 T は温度、 P は圧力、 V は体積、 N は原子数、 μ は化学ポテンシャルである。 $r \ll k_F^{-1}$ の短距離領域では多体の波動関数は2体の物理によって制御されるが、規格化はコンタクトによって制御される。2体の相関関数は領域 $r_0 \ll r \ll k_F^{-1}$ で

$$g^{(2)}(\mathbf{r}) \rightarrow \frac{6\pi^2}{N} \sum_m Y_{1m}^2(\hat{\mathbf{r}}) \left[\frac{C_{v,m} k_F}{(k_F r)^4} + \frac{C_{R,m}/k_F}{(k_F r)^2} \right] \quad (4)$$

となる [5]。\$Y_{1m}\$ は \$l = 1\$ のときの球面調和関数である。\$p\$ 波相互作用では運動量分布 \$n_k\$ は 2 項で

$$n_k \rightarrow \frac{16\pi^2}{V} \sum_m Y_{1m}^2(\hat{\mathbf{k}}) \left[\frac{C_{v,m}}{k^2} + \frac{2C_{R,m}}{k^4} \right] \quad (5)$$

となり [5] 領域 \$k_F \ll k \ll 1/r_0\$ でコンタクト \$C_{v,m}, C_{R,m}\$ に比例し \$k^{-2}, k^{-4}\$ 関数で漸近する。相互作用が印加されている状態から相互作用が印加されていない状態へ遷移させたときの遷移スペクトルの密度は

$$I_\omega \rightarrow \frac{1}{\pi} \left[C_v \sqrt{\frac{M}{\hbar}} \omega^{-1/2} - \frac{3}{2} C_R \sqrt{\frac{\hbar}{M}} \omega^{-3/2} \right] \quad (6)$$

となり [5]、スペクトルのすその高周波領域でコンタクト \$C_{v,m}, C_{R,m}\$ に比例し \$\omega^{-1/2}, \omega^{-3/2}\$ 関数で漸近する。ここで \$\omega\$ は共鳴から離調された周波数で、\$C_v \equiv \sum_m C_{v,m}, C_R \equiv \sum_m C_{R,m}\$ とする。

3 \$p\$ 波共鳴を用いた RF 分光の測定

\$|1\rangle - |1\rangle p\$ 波共鳴を印加する状態から相互作用のない状態へ RF 分光をするために、相互作用を印加させる状態 (\$|1\rangle\$) へ素早く遷移させる事と、相互作用を印加した後 3 体ロス の時間スケールよりも早い時間スケールで分光を行う事が必要であった。図??に簡略な実験概要を図示する。

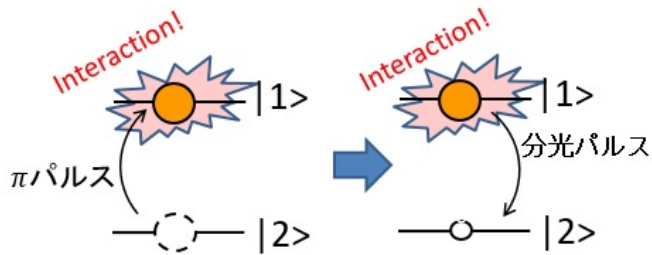


図 1: \$|1\rangle - |1\rangle p\$ 波共鳴を用いた RF 分光の実験概要

\$|1\rangle - |1\rangle p\$ 波共鳴に磁場を準備し、\$|1\rangle\$ へ原子を素早く遷移させるために、純粋な状態 \$|2\rangle\$ を準備する必要があった。\$|1\rangle, |2\rangle\$ 混合気体に対し蒸発冷却を行った後、シュテルンゲルラッハの実験を行い 2 つの状態の数を確認すると \$|1\rangle\$ の原子の方が多かったため (図??参照)、まず、状態 \$|2\rangle\$ に共鳴する blast 光を照射し純粋な \$|1\rangle\$ をつくった。

その後、adiabatic rapid passage(以下 ARP)によって \$|2\rangle\$ を準備した。ARP とは断熱的に原子の状態間を遷移させる過程であり、共鳴周波数を負から正へまたぐように周波数

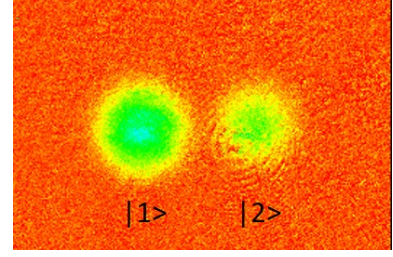


図 2: シュテルンゲルラッハの測定

を掃引、また、強度が変調された RF を原子に当てることで高効率で原子を遷移させる。実験では 50ms の時間を掛けることで 95% ~ 98% の割合で遷移させた。その吸収イメージを図??に示す。

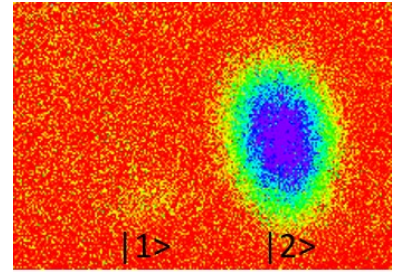


図 3: ARP を行ったときの吸収イメージ

相互作用を素早く印加させるために、\$|1\rangle - |1\rangle p\$ 波共鳴に磁場を準備し、RF パルスを加え \$|2\rangle\$ から \$|1\rangle\$ 原子を遷移させた。その後、原子を \$100\mu s \sim 1000\mu s\$ 保持した後に \$|1\rangle\$ から \$|2\rangle\$ へ遷移させる分光パルスを加えた。パルス幅は \$150\mu s \sim 200\mu s\$ で \$\pi\$ パルス条件になる強度の RF パルスを用いた。分光パルスでは矩形波の RF を用いると非共鳴な周波数でわずかな原子の遷移が起bきてしまう。矩形波のパルスをフーリエ変換するとそでにサイドバンドをもった sinc 関数になる (図??(a) 参照)。RF 分光では 2.3 から分かるように、スペクトルのすその微弱な信号を測定するので、この sinc 関数によって得られるスペクトルに影響してしまう。そこで、サイドバンドが低くなる、強度が窓関数に変調された blackman パルスを用いて分光を行った (図??(b) 参照)。blackman パルスは VVA(voltage variable attenuators) に窓関数の電圧を加えることによって、矩形波を窓関数の形に変調した。図に矩形波を用いた RF 遷移の結果のスペクトルを、図に blackman パルスを用いた RF 遷移の結果を示す。

RF パルスによる原子の遷移が不完全 (80% ~ 85%) であることを懸念して、\$|2\rangle\$ から \$|1\rangle\$ へ遷移させる RF パルスを加えた後に、\$50\mu s\$ フェツシュバッハ共鳴磁場で \$|2\rangle\$ に共鳴する blast 光を入射した。これによって分光制度の向上も

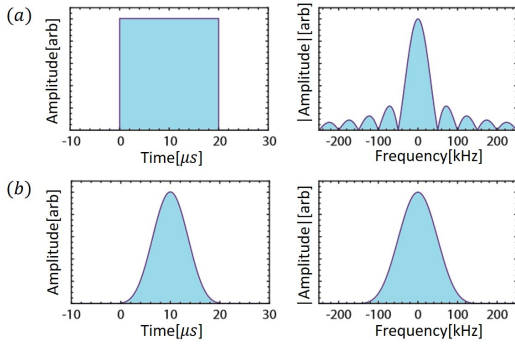


図 4: パルスの形とそれらのフーリエ変換

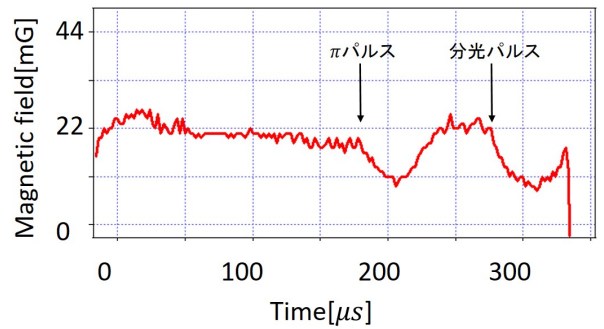


図 6: RF パルスによる電流安定化の影響

期待される。分光パルスで $|2\rangle$ へ遷移させた後に再び、 $|2\rangle$ の共鳴光を照射しイメージングを行った。

3.1 結果

以下の図??に RF 分光によるスペクトルの結果を示す。測定は cross beam trap でトラップされた原子を用いて、トラップ周波数は $(f_x, f_y, f_z) = (1980, 1500, 1500)$ [Hz]、 $T/T_F \approx 0.1$ 、 $k_F/\hbar = 75$ MHz、原子数は $\approx 10^5$ である。

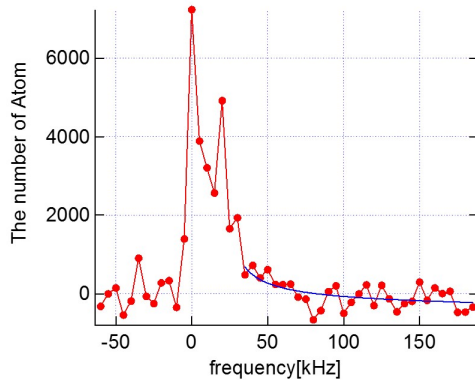


図 5: RF スペクトル

図??の磁場はフェッシュバツハ共鳴から 75 m G 離調したときのスペクトルの結果であり、赤線は同じスペクトルのデータ 3 つを平均したものである。図の青線は式 (2.33) から、 $\omega^{-1/2}$ (ω は周波数) に比例する関数でカーブフィッティングを行ったときの曲線である。図??から多少データがゆらいでいるが、青線に乗ったスペクトルであることが分かる。測定の際にコイル電流を安定化させ磁場を発生させているが、RF 遷移のときにアンテナに電流を流すとコイルの電流安定化に影響を及ぼすことがわかった。図??に RF パルスを発生させたときのホールプローブの信号を示す。

図??の黒矢印はそれぞれの RF パルスが入ったタイミングを示す。パルスが入った直後の時間が $200\mu s$ 、 $300\mu s$ 辺りで信号が 11mG 下がってしまっている。これが RF パルスによる影響で 10mG 程の磁場揺らぎがある。このときの状況はパルスの影響を電流安定化関連の装置の場所や、配線につなぐ bnc ケーブルを変えることによって軽減させた状態で、今回はこのゆらぎを考慮した上で測定を行った。図??に様々なフェッシュバツハ共鳴からの離調で RF 分光をした結果を示す。

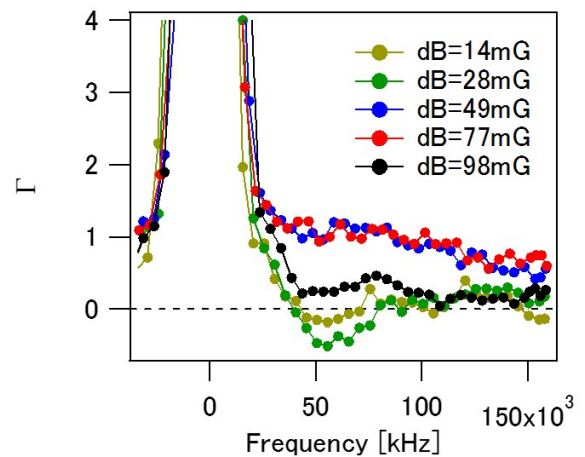


図 7: p 波フェッシュバツハ共鳴近傍での RF 分光の結果

図??は実際のスペクトルを規格化した値である [6]。結果からフェッシュバツハ共鳴からの離調が $50\sim 70\text{mG}$ の磁場領域でスペクトルが高周波領域にかけて変化していることがわかる。次にこのスペクトルが周波数の何乗であるかを確かめた。図??の共鳴からの離調が 77mG のスペクトルを様々な周波数の指数関数を掛けプロットしたものを図??に示す。図??の縦軸は遷移レート Γ に ω^x を掛けたものである。この図から周波数の指数関数が $x = 0.5$ のときに関数が水平になっていることがわかる。よって、遷移レート Γ は他の指数

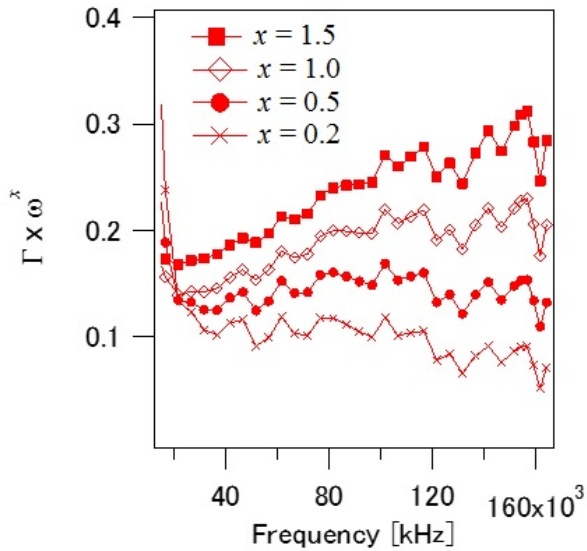


図 8: 離調 77mG における RF スペクトル

関数と比べて $\omega^{-1/2}$ の関数に近いことがわかる。よって式 (2.29) よりコンタクトの値を求めると図??のようになった。

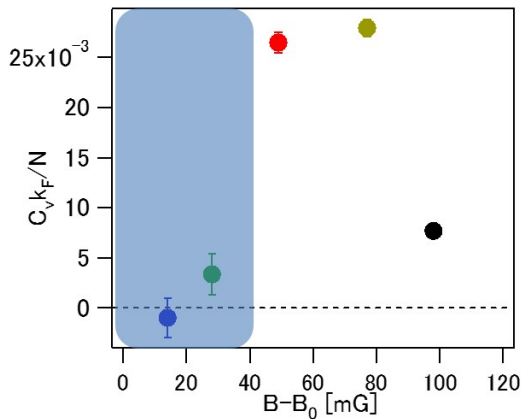


図 9: RF 分光から求めた p 波コンタクトの値

図??の色が濃い部分はフェッシュバツハ共鳴によるロスが占有的な磁場領域を示して、この領域では共鳴近傍で相互作用が強いが、ロスが大きいためコンタクトの値が小さくなっている。この結果を踏まえて ^{40}K の先行研究 [6] との比較を行った。図??に先行研究のコンタクトの値を示す。図??の大きい実点が RF 分光から求めたコンタクトの結果で、また、色が濃くなっている領域はロスが占有的な領域である。2つの結果からロスが占有的な磁場領域から数十ミリガウス離調された磁場でコンタクトの値が成長し、そのピークの値が ^6Li では 0.025、 ^{40}K では 0.03 と近いことがわかる。また、ロスの幅も ^6Li では 40mG、 ^{40}K では 50mG と近い値である。2つの原子では質量や密度、ロスレート

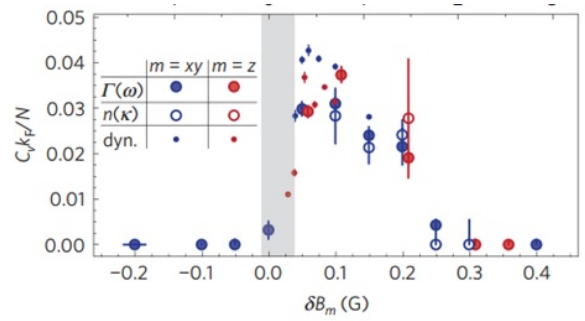


図 10: ^{40}K の p 波コンタクトの値 [?]

も異なるためにコンタクトがどのような値になるのか解らない状態であったが、このように値や磁場依存性に同じような特性が見られたことは非常に興味深く、これから検証していく必要があることが分かった。

3.2 まとめと今後の展望

本研究では ^6Li を用いて p 波コンタクトの測定を行った。先行研究では ^{40}K を用いて p 波コンタクトの測定を行っているが、私達はまず、Li 自体の p 波相互作用の特性について興味があり、コンタクトの特性を知る事は私達の研究に大いに意味のある事である。また ^6Li でコンタクトを測定することによって異なる原子種での普遍関係について確認をすることができる。これは p 波コンタクトの特性を理解する上で重要なことである。実験ではまず、RF 分光を行いコンタクトのシグナルを測定することができ、その値や磁場に対する特性は ^{40}K の特性に近いことを確認することが出来た。今後の展望としては RF パルスによる電流安定化の影響を軽減することで、まず RF 分光でコンタクトの値を決め、ダイナミクスの測定をすることによってコンタクトとロスとの関係について理解する。それによってパラメータなどを理解した上で運動量分布の測定を行いコンタクトの値をダブルチェックを行う。 ^6Li でのコンタクトの値から p 波コンタクトの普遍性の確認や熱力学量との関係について理解することである。

3.3 参考文献

- [1]S. Tan. Annals of Physics, 323(12):2952-2970, 2008.
- [2]E. Braaten and L. Platter. Physical Review Letters, 100(20):205301, 2008.
- [3]J. T. Stewart, J. P. Gaebler, T. E. Drake, and D. S. Physical Review Letters, 104(23):235301, 2010.
- [4]Shuhei M. Yoshida, Physical Review Letters, 115, 135303 (2015)

- [5]Zhenhua Yu, Physical Review Letters, 115, 135304 (2015)
- [6]LuciukLuciuk et al, Nature Physics 12, 599 (2016)