

- 8) K. Kondo, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka: Rev. Sci. Instr. 77 (2006) 036104.
 9) K. Kondo, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka: J. Phys. 112 (2007) 042028.
 10) S. Bouquet, R. Teyssier and J. P. Chieze: Astrophys. J. Suppl. 127 (2000) 245.
 11) K. Takayama, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 94 (2006) 144801.
 12) Y. Oguri, T. Niinou, J. Hasegawa, *et al.*: Nucl. Instr. Methods A 577 (2007) 381.
 13) 高部英明: 数理科学 427 (1999) 36.
 14) D. Ryutov, *et al.*: Astrophys. J. 518 (1999) 821.
 15) D. Ryutov and B. A. Remington: Phys. Plasmas 10 (2003) 2629.
 16) S. V. Lebedev, *et al.*: Astrophys. J. 564 (2002) 113.

(2010年11月1日原稿受付)

High-Energy-Density Science with Pulse-Power Energy Drivers

Kazuhiko Horioka

abstract: Recent progress of pulse-power based drivers has enabled us to make well-defined extreme conditions in laboratories with low cost and good reproducibility. We show that dense plasmas produced with a pulse power based energy driver and/or intense ion beams are capable of laboratory studies on the conductivity and the equation of state of matters in warm-dense-state. A possible method to make an extreme condition for the study on astrophysical strong shock waves is also discussed, together with consideration on the similarity criterion.

最近の研究から

ユニタリー極限におけるフェルミ原子気体の普遍的熱力学

堀越宗一 (東京大学大学院工学系研究科附属光量子科学研究センター 113-8654 東京都文京区本郷7-3-1 e-mail: hori@psc.t.u-tokyo.ac.jp)

向山 敬 (電気通信大学レーザー新世代研究センター 182-8585 調布市調布ヶ丘1-5-1 e-mail: muka@ils.uec.ac.jp)

上田正仁 (東京大学大学院理学系研究科 113-0033 東京都文京区本郷7-3-1 e-mail: ueda@phys.s.u-tokyo.ac.jp)

粒子間の散乱長が発散し量子力学的に許される最大の衝突断面積を取る極限を「ユニタリー極限」と呼ぶ。ユニタリー極限では系の熱力学的性質が温度と密度のみで決まり、物質の性質には依存しない普遍的な性質を持つ。本稿ではユニタリー極限におけるフェルミ原子気体の普遍的熱力学関数の実験的決定法について述べる。

1. はじめに

多粒子系の性質は、一般に粒子間相互作用の詳細や不純物、格子欠陥などの外的要因が複雑に絡み合って決まる。近年のレーザー冷却技術の進展に加え、粒子間相互作用を外部磁場によって自由に制御できるフェッシュバハ共鳴を利用することで、理想化された状況下で量子多体系をシミュレートするツールとして冷却原子系を用いる可能性に注目が集まっている。

二成分フェルミ粒子系は、図1に示したように粒子間の散乱長が正 ($a_s > 0$) の場合は二体の束縛状態が存在するため、極低温で二原子分子を形成してボース粒子となり、相転移温度以下でボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) を形成する。一方、散乱長が負 ($a_s < 0$) の領域では二体の束縛状態は存在しないが、多体効果により運動量空間でクーパー対を形成しBCS的超流動が実現される。図1のようなBEC領域からBCS領域にわたる量子多体系の相図は1993年にSa de Meloらによって理論的に予言された。¹⁾ 当時はBEC領域とBCS領域の中心に位置し散乱長が発散するユニタリー極限で多体系が安定に存在できるのか、また極低温で超流動性を示すのかどうかも未知であった。2002年にDuke大学のグループがフェルミ粒子であるリチウム6原子を用いてユニタリー極限においても多体系が安定であることを示し、²⁾ さらにトラップから解放されたユニタリー気体が粘性をほとんど持たない完全流体として振る舞うことを実証した。³⁾ 2004年にはInnsbruck大学のグループが低温極限におけるフェルミ原子の密度分布が連続的に変化することを観測した。⁴⁾ これらの実験結果は、系がBEC領域からBCS領域へ相転移ではなくクロスオーバー的に変化することを示唆している。さらにInnsbruck大学ではRF分光法を用いてフェルミ対の束縛エネルギー (分子の場合は束縛エネルギー、クーパー対の場合はギャップエネ

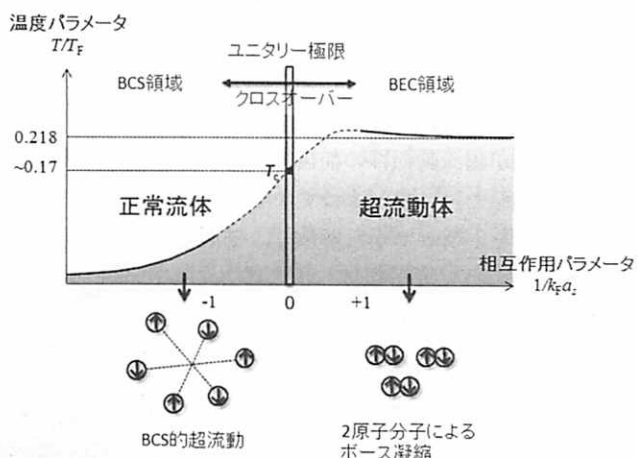


図1 BCS-BECクロスオーバーにおける相図。ユニタリー極限は中央に位置している。

ルギーに相当)がBEC領域からBCS領域への広い領域にわたって存在することを観測した。⁵⁾その後、最初にJILAが、続いてMITが、ユニタリー極限とBCS側での超流動の観測に成功した。^{6,7)}しかし擬ギャップの存在も含めてBCS-BECクロスオーバー全体にわたる相図は未だ確立していない。ユニタリー極限における熱力学および状態方程式は、我々とENSのグループが最近実験的に決定することに成功した。^{8,9)}

冷却原子を用いたユニタリー極限の研究は原子核物理や宇宙物理の分野からも注目を集めている。1999年にBertschが「粒子間ポテンシャルの長さスケール R より粒子の密度 n が希薄でかつ、散乱長 a_s が無限に発散している多体系はどのように振る舞う?」という問題を提起した。¹⁰⁾中性子星内部では $R \sim 1$ [fm] $< n^{-1/3} < |a_s| \sim 18.5$ [fm]なので、 $R \rightarrow 0 \ll n^{-1/3} \ll |a_s| \rightarrow \infty$ という理想的状況下で系がどのように振る舞うのかを問うたのである。この問いに対しBertschは、「このような状況下では粒子系は強く相互作用しているにもかかわらず相互作用を特徴づけるスケールが失われ、普遍的に振る舞う」と仮説を立てた。これが次節に説明する普遍性仮説である。相互作用のスケールが存在しないユニタリー極限の原子気体では様々な物性が普遍的になることが予想される。これまでに音速¹¹⁾や粘性¹²⁾、スピン拡散¹³⁾といった量が普遍的であることが実験的に確かめられている。我々はユニタリーフェルミ気体の熱力学的性質に注目し、その状態方程式を高い精度で決定する研究を行った。

2. ユニタリー極限と普遍的熱力学

十分低温で s 波散乱のみ許容される2種類の(たとえばスピン状態の異なる)フェルミ粒子系を考える。このとき二体の散乱振幅は $f(k) = 1/(-1/a_s + r_c k^2/2 - ik)$ で与えられる。ここで k は相対波数、 a_s は s 波散乱長、 r_c は有効距離である。 $k|a_s| \rightarrow \infty$ でかつ、 $k|r_c| \rightarrow 0$ の極限で散乱振幅は $f(k) = -(1/ik)$ となり、量子力学的に許される最大の散乱断面積 $\sigma = 4\pi k^2$ を持つ。この極限をユニタリー極限と呼ぶ。フェルミ粒子系における特徴的な長さスケールはフェルミ波数 k_F の逆数であり、これは平均粒子間間隔の逆数 $n^{-1/3}$ のオーダーである。よってユニタリー極限が満たす条件は $|r_c| \ll n^{-1/3} \ll |a_s|$ となる。フェルミ縮退したリチウム6原子の場合、典型的な平均粒子間距離は0.1-1 μm 程度であり、また s 波散乱長はフェッシュバハ共鳴を用いることで無限大にすることができる。リチウム原子間の相互作用の有効距離は5 nm程度である。よってフェッシュバハ共鳴点付近のリチウム6原子はユニタリー極限の条件を十分満たしている。

次にユニタリーフェルミ気体の熱力学について考える。ユニタリー極限では無限大に発散する散乱長や無視できるほど小さい相互作用の有効距離は熱力学量に入っていない。その結果、ユニタリーフェルミ気体の熱力学的性質はフェ

ルミエネルギーと温度だけの関数となり、^{14,15)}普遍的になるものと予想される(普遍性仮説)。

普遍性仮説によるとユニタリー気体の内部エネルギーは次のような普遍的熱力学関数で書くことができる。

$$E = N \epsilon_F f_E(k_B T / \epsilon_F) \quad (1)$$

ここで f_E は無次元の関数である。我々は実験的にユニタリーフェルミ気体の f_E を決定した。他の熱力学関数も同様に普遍的な形で表すことができ、化学ポテンシャル μ 、ヘルムホルツ自由エネルギー F 、エントロピー S について次の関係式が成立する。

$$\begin{aligned} \mu &= \epsilon_F f_\mu(k_B T / \epsilon_F) \\ F &= N \epsilon_F f_F(k_B T / \epsilon_F) \\ S &= N k_B f_S(k_B T / \epsilon_F) \end{aligned}$$

$T=0$ では理想フェルミ気体のエネルギーは $E_0^{\text{ideal}}/N = (3/5)\epsilon_F$ で与えられるが、普遍性仮説によると $T=0$ におけるユニタリーフェルミ気体のエネルギーは $E_0^{\text{unitary}}/N = (3/5)\epsilon_F(1+\beta)$ で与えられる。ここで、 β は無次元量であり、普遍パラメータと呼ばれる。この時理想フェルミ気体とユニタリーフェルミ気体の基底エネルギーの比は、 $E_0^{\text{unitary}}/E_0^{\text{ideal}} = 1+\beta = \xi$ となる。ここで、 ξ はBertschパラメータと呼ばれる普遍定数である。最新の量子モンテカルロ計算によると $\xi = 0.383(1)$ であり、¹⁶⁾実験結果もこれに近い値を示している。¹⁷⁻¹⁹⁾ $\xi < 1$ よりユニタリーフェルミ気体の相互作用は実効的に引力である。このことは実際の実験でもユニタリー極限の原子集団の大きさが同じ原子数の理想気体に比べて小さくなっていることから確かめられている。

3. ユニタリー極限におけるこれまでの熱力学量の測定

絶対零度におけるユニタリー極限でのフェルミ原子気体の内部エネルギーは $(1+\beta)\epsilon_F$ と書けるが、この β はユニタリー原子気体の密度分布や原子集団に密度変調を加えたときにそれが伝搬する速度(音速)から実験的に決定できる。また、異なる原子種での実験においてもほぼ同じ β の値が得られている。¹⁷⁻¹⁹⁾

Duke大学のThomasのグループは、ユニタリーフェルミ気体の比熱が超流動転移の前後で変化する様子を観測することに成功した。¹⁷⁾彼らはわずかな時間だけユニタリーフェルミ気体をトラップから解放し、拡散させてから再びトラップすることで原子気体に所与のエネルギーを与えて、エネルギーと温度の関係を精密に測定した。さらに同グループは、調和ポテンシャル中のユニタリー原子気体の全エネルギーがポテンシャルエネルギーの2倍に等しいこと(ビリアル定理)を証明し、この性質を利用して原子集団の全エネルギーとエントロピーの関係を実験的に決定した。エントロピーをエネルギーで微分したものが温度の逆数で

あるという熱力学の関係を用いると、エントロピー、エネルギー、温度の間の関係を実験的に決定することができ、3つのうちの一つが分かれば他のすべてが決定できる。²⁰⁾ またHuらは調和ポテンシャル中の原子集団の1原子あたりの平均エネルギーと平均エントロピーについて、Duke大学とRice大学が⁶Liを用いて取得した実験データとJILAが⁴⁰Kを用いて取得した実験データを同じ図にプロットし、それらがすべて同じ曲線上にのることを示した。²¹⁾ これは得られた熱力学量が有限温度においても原子種やトラップ形状などに依らずに普遍的に振る舞うことを示している。

しかしながら、これらの結果はいずれも原子集団全体にわたる熱力学量の積分値または平均値から得られたものであり、この結果から前節で示した普遍的熱力学関数の具体的な関数形を直接決定することはできていない。前節で述べたように熱力学関数は $k_B T/\epsilon_F$ を引数に持つ関数である。原子間衝突は十分高い頻度で起こるために原子の温度は気体全体にわたって一様である一方、調和ポテンシャル中の原子気体は密度が空間的に一様ではないため ϵ_F は原子集団の位置に依存する。従って、 $k_B T/\epsilon_F$ は空間的に一様ではない。それゆえ、熱力学関数を具体的に決定するためには、不均一な原子気体の局所的な熱力学量とその点での $k_B T/\epsilon_F$ の関係を調べることが不可欠である。

4. 普遍的熱力学関数の決定

ユニタリーフェルミ気体は、レーザー冷却されたりチウム6原子を光双極子トラップに移行し、外部のヘルムホルツコイルにより散乱長が発散する834 Gaussの一様磁場を印加することにより実現される。気体の温度は光双極子トラップの深さを変えることにより変化させることができる。本研究でユニタリー極限における普遍的熱力学の決定を可能にした主な理由は、光双極子トラップによる三次元調和ポテンシャル中に不均一に分布している粒子系から、局所的なエネルギー密度を局所的な粒子密度と温度を用いて決定する方法を確立したことである。

局所的な熱力学関数として(1)式を体積で割り、局所内部エネルギー $\epsilon(r)$ についての関数

$$\epsilon(r) = n\epsilon_F(n(r))f_E[k_B T/\epsilon_F(n(r))]$$

を決定することを考える。この式の中で、実験的に決定しなければならないものは、密度分布 $n(r)$ 、局所内部エネルギー密度 $\epsilon(r)$ 、および、原子集団の温度 T である。位置 r における局所原子密度 $n(r)$ は共鳴光による原子の吸収イメージ像から計算することができる。内部エネルギー密度 $\epsilon(r)$ はユニタリー極限においてフェルミ原子気体に従う状態方程式 $p(r) = 2\epsilon(r)/3$ によって圧力 $p(r)$ と関係づけられる。¹⁵⁾ $p(r)$ はトラップ中のフェルミ原子気体において成立する力のバランス方程式 $\nabla p(r) + n(r)\nabla V_{\text{trap}}(r) = 0$ を利用することによって、密度分布 $n(r)$ とトラップポテンシ

ヤルの形状 $V_{\text{trap}}(r)$ から決定できる。従って、状態方程式から $\epsilon(r)$ を決定することができる。

一方、原子集団の温度 T の決定は容易ではない。原子間相互作用が比較的弱いときには、原子集団の温度は気体を拡散させることで得られる運動量分布を、量子統計性を考慮して解析することで決められる。しかしこの方法は原子間の相互作用エネルギーが運動エネルギーに比べて十分小さい時にのみ適用可能であり、ユニタリー極限には適用できない。ユニタリー極限において用いられている温度評価法の一つに原子の全エネルギーから温度への較正曲線を利用する方法がある。²⁰⁾ ユニタリー極限のフェルミ原子気体では全エネルギーとエントロピーの関係が実験的に決定されている。このプロットの微分をとり、 $1/T = \partial S/\partial E$ の関係を適用することにより全エネルギーと温度の関係(T/T_F と E/E_F の関係)を得ることができ、全エネルギーが分かれば温度が分かる。ビリアル定理によると、ユニタリー極限では調和ポテンシャル中の原子の全エネルギーはポテンシャルエネルギーの2倍に等しい。²²⁾ ポテンシャルエネルギーはポテンシャル形状と原子気体の吸収イメージから計算できるので全エネルギーも計算可能であり、Duke大学が実験的に決定した全エネルギーと温度の関係を利用して温度を決定することができる。我々はDuke大学が作成した温度較正曲線を利用して温度を決定しており、温度の精度は較正曲線の精度により決まる。2009年に出版されたDuke大学の温度較正曲線は2011年に訂正が加えられ、²³⁾ それに従って我々のデータも変更を受けている。

上述のエネルギーと温度の測定方法を用いて実験的に決定した f_E を図2に示す。○は相互作用のない理想フェルミ気体の内部エネルギーについての熱力学関数測定の結果である。前述の局所内部エネルギーの測定方法はユニタリー極限だけでなく相互作用のない理想フェルミ気体にも適用可能なので(普遍的熱力学関数の形のみから導かれる状態

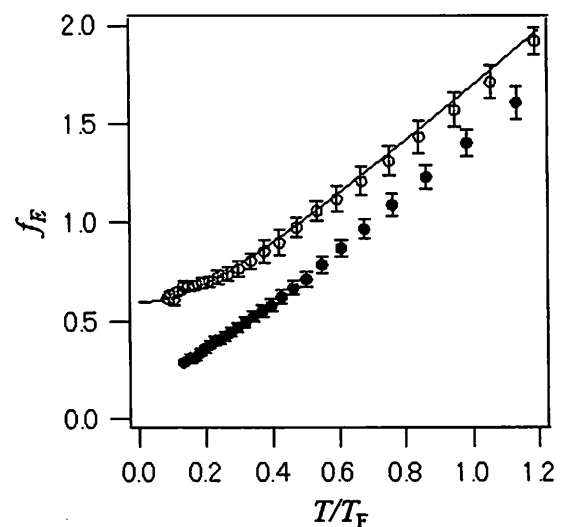


図2 内部エネルギーの普遍関数の温度依存性。実線は理論的に求められる理想気体の熱力学関数。○は実験的に求めた理想気体の熱力学関数。●はユニタリーフェルミ気体の熱力学関数を示す。

方程式 $p(r) = 2\epsilon(r)/3$ もユニタリーフェルミ気体と理想フェルミ気体の両者について成立している。実際に実験で理想フェルミ気体の条件 ($a_s = 0$) を実現し測定することができる。そして理想フェルミ気体の場合は熱力学関数形が既知なので、実験結果をチェックすることができる。図2の実線が理論曲線を示す。実験結果と理論曲線が実験精度の範囲で一致しており、理想フェルミ気体について局所内部エネルギーが正しく測定されていることが分かる。同じ方法をユニタリーフェルミ気体に適用した結果が図2の●で示すデータである。これは理想フェルミ気体とは明らかに異なる振る舞いをしており、常に理想気体よりも小さい値を示している。これはユニタリー極限のフェルミ原子気体は同じ密度で同じ温度 (つまり同じ T/T_F) の理想気体と比べて内部エネルギーが小さいことを示しており、相互作用エネルギーが負であるということを示している。内部エネルギーについての熱力学関数 f_E が決定できると、一般の熱力学の関係式から

$$f_E(\theta) = f_F(\theta) - \theta f'_F(\theta), \quad f_\mu(\theta) = |5f_F(\theta) - 2\theta f'_F(\theta)|/3, \\ f_S(\theta) = -f'_F(\theta)$$

が得られ ($\theta = T/T_F$)。これらを利用して決定した f_E から熱力学関数 f_μ, f_F, f_S を求めることができる。それらを示したのが図3である。このようにすべての熱力学量が実験的に決定でき、一様系ユニタリーフェルミ気体の理論と実験結果を初めて直接比較することができるようになった。相互作用が摂動で扱えないユニタリー極限の理論計算は多体問

題の挑戦的課題であり、本研究でその領域での理論と実験の結果が直接比較できるようになった。表1に普遍パラメータと転移温度、転移点における熱力学量の実験結果と理論の予測値をまとめたものを表に示す。

我々に続いて、ENSのNascimbèneらもユニタリーフェルミ気体の普遍的熱力学関数の測定に成功した。¹¹ 彼らは原子の密度分布を2次元的に積分して得られる原子集団の密度分布が原子集団の中心軸上の点の圧力と関係づけられるという性質を利用することで、温度 T と化学ポテンシャル μ の圧力依存性を実験的に決定した。²⁴ 温度の測定はリチウム原子のボース同位体である ^7Li を ^6Li 気体に混合し、両者の熱平衡状態を実現することで ^7Li の time of flight の様子から温度を測定した。我々が採用した温度校正曲線を用いた温度測定法の精度は校正曲線を決定する実験の精度の制約を受けるが、ENSが開発した ^7Li による温度測定法はより直接的である。もう一つのパラメータである化学ポテンシャルは最も高温側のデータ領域 (フガシティが0.3程度) において2次のビリアル展開の表現が正しいと仮定し、温度の異なる原子集団から得られる同じ T/T_F のデータ点が重なるようにデータを接続することで低温側に解析を徐々に広げ、超流動転移温度以下まで $P(\mu, T)$ を決定している。このように我々とENSでは測定方法は全く異なるが、我々が決定した熱力学関数とENSの熱力学関数は図4に示すように良い一致を示しており、ユニタリーフェルミ気体の熱力学関数が同定されたと言える。

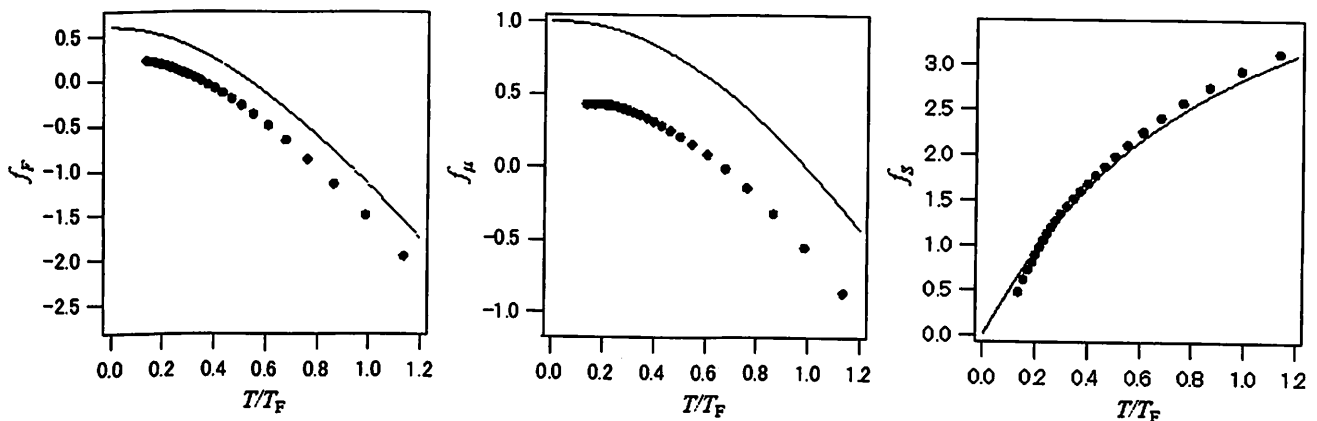


図3 各種熱力学関数の温度依存性。●は実験的に決定されたヘルムホルツ自由エネルギー (左)、化学ポテンシャル (中央)、エントロピー (右) の熱力学関数を示す。実線は理想フェルミ気体の熱力学関数。

表1 普遍パラメータ、転移温度、転移点における熱力学量の実験結果と理論の予測値。

		β	T_c/T_F	$E(T_c)/N\epsilon_F$	$\mu(T_c)/T_F$	$S(T_c)/Nk_B$
Experimental results	Horikoshi, <i>et al.</i> ⁸¹	-0.59	0.17(1)	0.32(2)	0.43(1)	0.7(1)
	Nascimbène, <i>et al.</i> ⁹¹		0.157(15)		0.49(2)	
Calculated values	Sá de Melo, <i>et al.</i> ¹¹		0.224		0.333	
	Perali, <i>et al.</i> ²⁷¹	-0.545	0.24			
	Hu, <i>et al.</i> ²⁸¹	-0.599	0.225	0.4	0.459	0.91
	Nishida ²⁹¹		0.249	0.212	0.18	0.698
	Hausmann, <i>et al.</i> ³⁰¹	-0.64	0.16	0.304	0.394	0.71
	Burovski, <i>et al.</i> ³¹¹		0.152(7)	0.31(1)	0.493(14)	0.16(14)

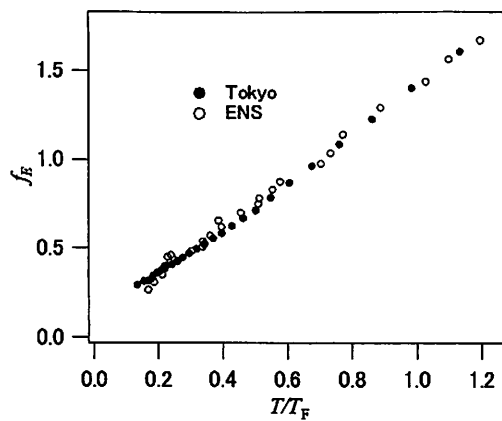


図4 ENSと我々のエネルギー熱力学関数の比較。●が我々が実験的に決定した内部エネルギーの熱力学関数、○がENSの実験結果。

5. おわりに

本稿ではユニタリー極限においてフェルミ粒子系が示す普遍的な熱力学的性質とその実験的な決定方法について述べた。本稿で紹介した局所的な物理量を直接観測することにより、「密度と温度が与えられたときにエネルギーがいくらか」という熱力学の問いに忠実な測定ができるようになり、不均一な密度分布を持つ原子気体の実験結果を一様系の理論と直接比較することができるようになった。

最後に当該分野の最近の研究動向について述べる。ENSのNascimbèneらはユニタリーフェルミ気体の圧力と温度の関係について、超流動転移温度より高温側で比熱が温度に対して線形に依存することを実験的に示し、ユニタリー極限におけるフェルミ原子気体がフェルミ統計に従う準粒子として振る舞うフェルミ液体で記述できることを示唆する結果を報告している。⁹⁾ またMITのSommerらが行った磁化率の温度依存性の測定では転移温度以上において励起エネルギーにギャップがないことが示されており、¹³⁾ フェルミ液体論と整合する結論を得ている。一方、Gaeblerらは原子のエネルギーと運動量の両方が測定可能なRF分光法を開発し、その手法を用いてユニタリー気体の分散を測定し、超流動転移温度より高温において擬ギャップの存在を確認したと主張している。²⁵⁾ この結果は励起エネルギーにギャップがないフェルミ液体と相反する結果であり、活発な論議が行われている。このように超流動転移近傍での熱力学特性の詳細な理解はユニタリーフェルミ気体におけるペア形成や擬ギャップのメカニズムの理解に直結する重要な問題である。ENSのグループはボース原子気体についても同様に局所内部エネルギーの測定を行い、 $T=0$ における一様系の状態方程式を決定した。²⁶⁾ その結果、エネルギーと原子間相互作用、密度の間の関係を定量的に検証することができるようになり、 $T=0$ での気体のエネルギーが原子間相互作用が強くなるにつれて平均場からずれ、Lee-Huang-Yang補正が現れることを定量的に示した。ボ

ース気体においてもフェルミ気体と同様にユニタリー極限では普遍的熱力学が成立することが次元解析から推測されるが、その実験的検証は三体衝突による粒子数の素早い減少の問題等のためにいまだなされていない。

この1年あまりで局所的熱力学量を測定する実験技術が目覚ましい進展を見せている。今後はこの技術が基本的な実験手法の一つとして広く用いられるようになり、より高い精度で理論と実験の比較が行われるようになるものと考えられる。不均一な密度分布という冷却原子系の宿命的な課題が克服されつつある今、極低温原子気体を用いた強相関物理の研究に新たな可能性が開けてきた。

参考文献

- 1) C. A. R. Sa de Melo, M. Randeria and J. R. Engelbrecht: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 3202.
- 2) M. E. Gehm, *et al.*: Phys. Rev. A **68** (2003) 011401(R).
- 3) K. M. O'Hara, *et al.*: Science **298** (2002) 2179.
- 4) M. Bartenstein, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 120401.
- 5) C. Chin, *et al.*: Science **305** (2004) 1128.
- 6) C. Regal, M. Greiner and D. S. Jin: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 040403.
- 7) M. Zwierlein, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 120403.
- 8) M. Horikoshi, *et al.*: Science **327** (2010) 442.
- 9) S. Nascimbène, *et al.*: Nature **463** (2010) 1057.
- 10) The Many-Body Challenge Problem (mbx) formulated by G. F. Bertsch (1999).
- 11) J. Joseph, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 170401.
- 12) C. Cao, *et al.*: Science **331** (2011) 58.
- 13) A. Sommer, *et al.*: Nature **472** (2011) 201.
- 14) H. Heiselberg: Phys. Rev. A **63** (2001) 043606.
- 15) T.-L. Ho and E. J. Mueller: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 160404.
- 16) M. M. Forbes, S. Gandolfi and A. Gezerlis: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 235303.
- 17) T. Bourdel, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 050401.
- 18) J. Kinast, *et al.*: Science **307** (2005) 1296.
- 19) J. T. Stewart, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 220406.
- 20) L. Luo and J. E. Thomas: J. Low Temp. Phys. **154** (2009) 1.
- 21) H. Hu, P. D. Drummond and X.-J. Liu: Nature Phys. **3** (2007) 469.
- 22) J. E. Thomas, J. Kinast and A. Turlapov: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 120402.
- 23) C. Cao, *et al.*: New J. Phys. **13** (2011) 075007.
- 24) T.-L. Ho and Q. Zhou: Nature Phys. **6** (2010) 131.
- 25) J. P. Gaebler, *et al.*: Nature Phys. **6** (2010) 569.
- 26) N. Navon, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2005) 135301.
- 27) A. Perali, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 220404.
- 28) H. Hu, Xia-Ji Liu and P. D. Drummond: Phys. Rev. A **73** (2006) 023617.
- 29) Y. Nishida: Phys. Rev. A **75** (2007) 063618.
- 30) R. Haussmann, *et al.*: Phys. Rev. A **75** (2007) 023610.
- 31) E. Burovski, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 160402.

(2011年10月24日原稿受付)

Universal Thermodynamics of a Unitary Fermi Gas

Munekazu Horikoshi, Takashi Mukaiyama and Masahito Ueda

abstract: Inter-particle interaction reaches maximum allowed by quantum mechanics at the unitarity limit. At the limit, thermodynamic properties of the system depend only on the temperature and density, but does not depend on any material-specific parameters. In this article, we describe the experimental determination of universal thermodynamics of an ultracold Fermi gas at the unitarity limit.