

軌道縮退を有する重い電子系の Grand Kadowaki-Woods 則

辻井直人^{1*}, 紺谷浩^{2†}, 吉村一良^{3‡}

¹ 物質・材料研究機構 305-0047 茨城県つくば市千現 1-2-1

² 名古屋大学大学院理学研究科 464-8602 名古屋市千種区不老町

³ 京都大学大学院理学研究科 606-8502 京都市左京区北白川追分町

(Received June 16, 2005)

金属の電子状態はフェルミ液体論によってよく記述されてきた。フェルミ液体論のなかで最も基本的な関係式として知られる Kadowaki-Woods 則が最近の我々の研究により、縮退度の大きな物質では破れることがわかった。理論的考察を行った結果、全ての縮退度において普遍的に成立する Grand Kadowaki-Woods 則の導出に成功した。この Grand Kadowaki-Woods 則は、極めて広範な重い電子物質に対して成立することが実験的にも示され、今後フェルミ液体系の研究において重要な役割を担うと考えられる。

KEYWORDS:

1. はじめに

1980年代以降、CeやUを含む化合物で電子比熱係数が通常金属の100倍から数1000倍にも達するような物質が次々と発見され、重い電子系として注目を集めてきた¹⁾。これらはランタノイド・アクチノイド元素のもつf軌道電子に由来する特異な状態である。f電子は内殻に位置するため他の電子軌道との混成が弱く、固体の中にあっても原子的な軌道を保ち、ほぼ局在した状態にある。しかし近藤効果によって伝導電子と混成し、低温では遍歴電子のように振る舞うことがある。その時f電子間の強いクーロン相互作用、すなわち電子相関のため、有効質量が非常に増大した遍歴電子となる。このような重い電子系の電子状態を記述するうえで最も有効なのが、ランダウによって提唱されたフェルミ液体論である^{2,3)}。

フェルミ液体論によると比熱 C や電気抵抗 ρ の温度 T 依存性は、 $C(T) = \gamma T$, $\rho(T) = \rho_0 + AT^2$ のように簡単に書けることが導かれる。そして実際にこのような振る舞いが多い物質で確認されている。ここで電子比熱係数 γ は電子の質量 m^* に比例しており、また電気抵抗の AT^2 項は電子-電子散乱の確率を表し、その係数 A は m^* の2乗に比例する。従ってこれらの波数依存性を無視すると、 A/γ^2 は電子の質量によらない定数となることが導かれる。

この A/γ^2 の不変性は、PdやOsなどの単体遷移金属において1968年に見出されていた⁴⁾。しかし1986年にKadowakiとWoodsにより⁵⁾、非常に多くの重い電子系においてほぼユニバーサルな関係式：

$$A/\gamma^2 = a_0 \equiv 1 \times 10^{-5} \mu\Omega\text{cm}(\text{Kmol}/\text{mJ})^2 \quad (1)$$

が成り立つことが報告されて以来、この重要性がより強く認識されるようになった。 A/γ^2 が電子の有効質量にほぼよらないといっても、実際は個々の重い電子系物質は超伝導や磁気秩序、メタ磁性など、様々な異なった特徴を有している。にもかかわらずこれほど多くの物質で普遍的に成り立つ法則が存在することは、これら多様な物質がフェルミ液体論を基礎として理解されうることが明確に示したのである。それ以来、この関係はKadowaki-Woods則(以下、KW則)と呼ばれ、金属の電子相関を議論する際には必ずといっていいほど引用される、フェルミ液体の最も基本的な性質と見なされるようになってきた。

2. 縮退系における Kadowaki-Woods 則からのずれ

ところが最近、多くのYb、Ce系重い電子系物質でKW則(1)が系統的に破れるということが明らかになった⁶⁾。それらは $\text{YbCu}_{5-x}\text{Ag}_x$ ⁷⁾、 YbCuAl 、 YbAl_3 、 YbAl_2 、 YbInCu_4 、 YbNi_2Ge_2 、 CeSn_3 、 CeNi_9Si_4 ⁸⁾などかなりの数にのぼった。しかもそれらの A/γ^2 はほぼ $0.04a_0$ となっており、‘もう一つのユニバーサリティ’を示していたのである。

KW則が多くの物質で系統的に破れる原因は、フェルミ液体の普遍性という点で極めて重要である。そこでこのずれの原因を明らかにするために、KW則に従うものと従わない物質の特徴を調べてみると、基底状態の縮退度に違いが見られることがわかった。前者、例えば CeCu_2Si_2 、 CeAl_3 、 CeCu_6 など多くのCe系重い電子物質では、 Ce^{3+} がもつ全角運動量子数 $J = 5/2$ の縮退度 $N = 2J + 1 = 6$ が結晶場によって三つの二重項に分裂し、低温の物性は最低二重項による近藤効果が主要な役割を果たしていることが知られている⁹⁾。ところが後者、例えば YbAgCu_4 や YbCuAl などでは結晶場分裂が観測されず、磁化率、比熱などが $J = 7/2$ のモデル計算でよく説明されている⁶⁾。 CeNi_9Si_4 でも $J = 5/2$ のKondoモデルで物性がよく再現されている⁸⁾。これらは、近藤温度 T_K が結晶場分裂 Δ より大きい場合は結晶場の効果がほぼ無視でき、系が $2J + 1$ 重の大きな縮退度をもったフェルミ液体と見なせることを意味している。

では縮退度の違いによってフェルミ液体の基本則であるKW則が異なるということがあるのだろうか？KW則などの基本則は縮退度に関わらず不変であろうという思い込みがあったためか、この可能性を議論した理論はこれまでなかった。しかし筆者の一人はこの問題をフェルミ液体論に基づいて考察した。その結果、確かにKW比は縮退度の影響を受け、その依存性は大変明快な式で書けることが明らかになった¹⁰⁾。次節でその理論の概略を紹介する。

3. フェルミ液体論に基づく微視的理論

Ce系($4f^1$, $J = 5/2$)やYb系($4f^{13}$, $J = 7/2$)重い電子系の有効模型は、f軌道の縮退を考慮した周期的アンダーソン模型¹¹⁾

$$H = \sum_{\mathbf{k}} \epsilon_{\mathbf{k}\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{k}M} E_f f_{\mathbf{k}M}^\dagger f_{\mathbf{k}M}$$

*E-mail address: TSUJII.Naohito@nims.go.jp

†E-mail address: kon@slab.phys.nagoya-u.ac.jp

‡E-mail address: kyhv@kuchem.kyoto-u.ac.jp

$$\begin{aligned}
& + \sum_{kM\sigma} \left(V_{kM\sigma}^* f_{kM}^\dagger c_{k\sigma} + \text{h.c.} \right) \\
& + \frac{U}{2} \sum_{iM \neq M'} n_{iM}^f n_{iM'}^f \quad (2)
\end{aligned}$$

で記述される。第一項、第二項はそれぞれ伝導電子、f 電子の運動項を表し、第三項は f 電子と伝導電子との混成を与える。(Yb 系に対してはホール描像を採用する。) f 電子、伝導電子の縮退度はそれぞれ $N = 2J + 1$ 、2 である。混成ポテンシャル $V_{kM\sigma}$ は $l = 3$ の球面調和関数 $Y_3^{M-\sigma}(\hat{\Omega}_k)$ に比例する。最終項は f 電子間のクーロン斥力を与える。模型 (2) に基づき、異常ホール効果や巨大なバンプレック帯磁率など、f 軌道の自由度に由来する重い電子系に特徴的な振舞いが再現できる^{12,13}。

我々は模型 (2) を局所近似 (無限次元 ($d = \infty$) 近似、dynamical-mean-field 近似) に基づき解析する。局所近似とはエネルギーや規約パーテックス補正を局所関数とみなす手法で $d = \infty$ の極限で厳密であるが、一般の 3 次元系に対しても定量的に良い近似であり、強相関電子系の解析に精力的に応用されている^{14,15}。また $U = \infty$ の強結合極限の解析の際には、1970 年代に日本で発展した不純物アンダーソン模型に対する U の摂動理論を参考にする。強結合極限では f 電子がほぼ 1 サイトあたり一つ局在するので、f 電子の電荷感受率 $\chi_c = \partial n / \partial \mu$ は非常に小さくなるはずである。山田・芳田は $\chi_c = 0$ を仮定した上でワード恒等式を駆使し、不純物アンダーソン模型の強結合極限における Wilson 比 $R \equiv (\chi / \chi_0) / (\gamma / \gamma_0)$ が正確に 2 になることを導いた¹⁶。ただし χ は帯磁率で χ_0 、 γ_0 は相互作用がない場合の値である。この結果は後に Bethe 仮説法による厳密解で確認された。山田・芳田の手法は軌道縮退模型にも拡張され、Wilson 比やコリンハ・ス波の規則などの重要な厳密な関係式が導かれた^{17,18}。

上記の手法に基づく解析の結果、 $\chi_c \approx 0$ の強相関極限で比熱係数、自己エネルギーの虚数部分はそれぞれ以下の表式で与えられる¹⁰。

$$\gamma = N_A k_B^2 \frac{\pi^2}{6} N(N-1) \Gamma_{\text{loc}}(0,0) \rho^f(0)^2, \quad (3)$$

$$\text{Im}\Sigma(0) = \frac{\pi^3 (k_B T)^2}{2} (N-1) \Gamma_{\text{loc}}^2(0,0) \rho^f(0)^3. \quad (4)$$

ここで N_A はアボガド口数、 $\Gamma_{\text{loc}}(0,0)$ はフェルミ準位上の規約 4 点パーテックス関数であり、繰り込まれた準粒子間相互作用を表す。 $\rho^f(0)$ は一軌道あたりのフェルミ準位上の f 電子状態密度、 $N = 2J + 1$ は縮退度である。なお因子 N は f 電子の軌道和をとる際に生じ、 $N - 1$ に含まれる -1 はパウリの排他律 (同じ M を持つ f 電子間には U が働かない) を反映している。電気伝導度は久保公式より、

$$\sigma = \frac{e^2}{h} (3/\pi)^{1/3} n^{4/3} a^3 (N \rho^f(0) \cdot \text{Im}\Sigma(0))^{-1} \quad (5)$$

で与えられ、 n は単位体積あたりの電子数、 a は格子定数である。式 (3)-(5) より $\gamma \propto N(N-1) \Gamma_{\text{loc}} \rho^f$ 、 $A \propto N(N-1) \Gamma_{\text{loc}}^2 \rho^f$ 、であり、一般の縮退度 N で成り立つ KW 則

$$\begin{aligned}
A\gamma^{-2} &= \frac{h}{e^2 k_B^2} \cdot \frac{9(3\pi^2)^{-1/3}}{n^{4/3} a^3 N_A^2} \frac{1}{\frac{1}{2} N(N-1)} \\
&\approx \frac{1 \times 10^{-5}}{\frac{1}{2} N(N-1)} \mu\Omega\text{cm}[\text{mol} \cdot \text{K}/\text{mJ}]^2 \quad (6)
\end{aligned}$$

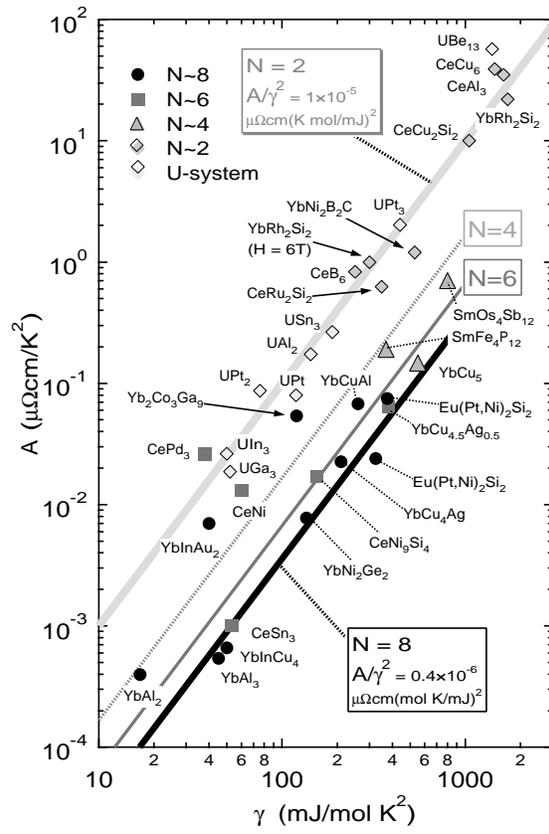


Fig. 1. 様々な縮退度を持つ重い電子系の A 対 γ プロット。データは文献^{5-8,22-24}から引用した。直線は紺谷による理論計算の結果¹⁰ $N = 2$ の直線が KW 則に対応する。

が得られる。ここで $h/e^2 = 2.6 \times 10^4 \Omega$ 、 $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ である。また $n^{4/3} a^3 \approx 1 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$ を仮定した¹⁹。なお上式で $N = 2$ とおくと従来の KW 則 (1) 式が再現される。この式は山田・芳田によりフェルミ液体論に基づき導出されている²⁰。

なお重い電子系の Wilson 比も重要な関係式の一つである。微視的フェルミ液体論によると、模型 (2) の Wilson 比は $R \approx 1 + 2/N$ である¹³。多くの非磁性の Ce 系では $R \approx 2$ が成り立つことから $N = 2$ が、一方 Yb 系では $R \approx 1$ であることが多く $N \gg 2$ がそれぞれ示唆される²¹。この結果は、式 (6) に基づき KW 比の実験値から導かれる軌道縮退度とコンシステントである。本研究により、Yb 系重い電子系における軌道縮退の重要性がより明らかになった。また式 (6) を用いると、縮退度が未知の物質に対しても KW 比からおよその縮退度を予想することができ、有意義である。

4. 実験結果との比較

図 1 に、前節で得た (6) 式を、実験データ^{5-8,22-24} とともに示す。個々の物質は、縮退度に応じて異なった記号を用いている。この縮退度は、第 1 節で述べたように、結晶場分裂がはっきり観測されている場合は $N = 2$ がよい近似と考えられる²⁵。それ以外の系では磁化率や比熱の温度変化をモデル計算²⁶と比較することにより、縮退度を見積もることができる。

図には最近報告された新しい重い電子物質である $\text{SmFe}_4\text{P}_{12}$ 、²²⁾ $\text{SmOs}_4\text{Sb}_{12}$ 、²³⁾ および $\text{Eu}(\text{Pt},\text{Ni})_2\text{Si}_2$ ²⁴⁾

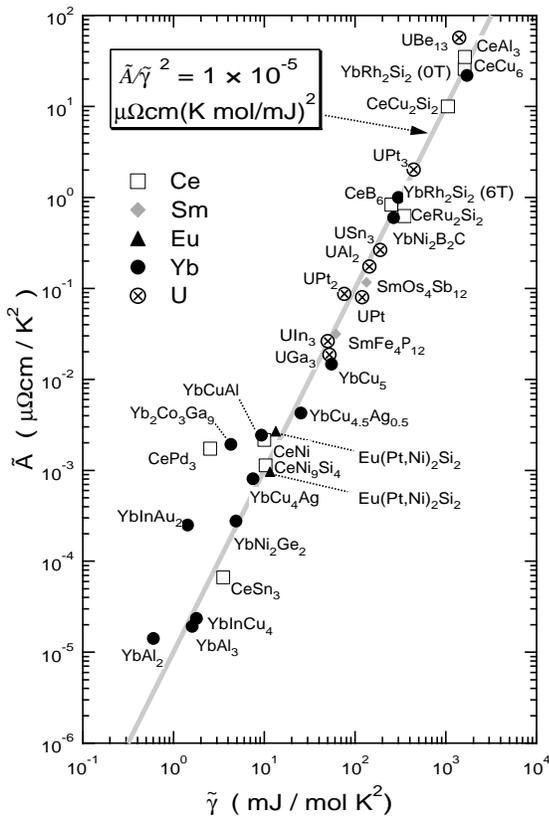


Fig. 2. 重い電子系の \tilde{A} 対 $\tilde{\gamma}$ プロット.²⁷⁾ ウラン系では $N = 2$ を仮定した。直線は grand Kadowaki-Woods 則: $\tilde{A}/\tilde{\gamma}^2 = 1 \times 10^{-5} \mu\Omega\text{cm}(\text{K mol/mJ})^2$ を表す。

も含まれている。一見してわかるように、様々な縮退度をもつ重い電子系が式 (6) で非常によく説明できる。また Eu 系と Yb 系がほぼ同じ直線上に乗っていることから、KW 比は縮退度によってスケールされるということが実験からも確かめられた。

5. 縮退を有する系の Grand Kadowaki-Woods 則

前節で説明した A と γ の $N(N-1)$ 依存性によりフェルミ液体の不変則と思われる KW 則が、実際は変化するという事実が判明した。そこで A と γ を $N(N-1)$ で規格化し、下のように \tilde{A} , $\tilde{\gamma}$ を定義しよう。

$$\tilde{A} = \frac{A}{\frac{1}{2}N(N-1)}, \quad \tilde{\gamma} = \frac{\gamma}{\frac{1}{2}N(N-1)}. \quad (7)$$

その結果、前節の式 (6) は

$$\tilde{A}/\tilde{\gamma}^2 \approx 1 \times 10^{-5} \mu\Omega\text{cm}(\text{Kmol/mJ})^2. \quad (8)$$

と書き表され、右辺の N 依存性が消える。この式は全ての縮退度に対して普遍的に成り立つ公式である。しかも見かけ上、KW 則と全く同じ形をしている。そこでこれを grand Kadowaki-Woods 則と呼ぶことにしよう。

図 2 に、この grand-KW 則を、実験データとともにプロットした²⁷⁾。ただしウラン系では $N = 2$ を仮定した。図からほぼ全ての領域に渡って grand-KW 則が成り立っており、任意の縮退度に対して成立する普遍則であることがわかる。なお U 系では 5f 電子が遍歴的であることが多く、 $N = 2$ の正当性をはっきり示すことは難しいが、U の

5f 軌道は空間的に広がっており結晶場の影響を受けやすいのでこの仮定は十分妥当ではないかと考えている。

また圧力によって T_K が大きく変わる物質では、結晶場分裂 Δ との競合により縮退度が変化する可能性がある。例えば CeCu_2Ge_2 や YbNi_2Ge_2 で、 AT_{max}^2 が圧力下で約 20 倍変化することが報告されている^{28,29)}。ここで $T_{\text{max}} \propto T_K \propto 1/\gamma$ であるので、これは A/γ^2 の圧力変化に対応する。これは式 (6) から縮退度の変化によるものと結論づけられ、これまでの議論の正当性が圧力実験からも確認できる。

興味深いことに、 CeCu_2Ge_2 では 15GPa 付近で AT_{max}^2 が急激に減少するが、ちょうどそこで超伝導転移温度 T_c が最大値をとることが報告されている²⁸⁾。縮退度が変化する臨界圧力において T_c が最大となるという事実は、軌道揺らぎ (あるいは電荷揺らぎ?) が超伝導に關与していることを示唆するかもしれない。

6. どこまで普遍則が成り立つか

Grand-KW 則は既存の重い電子系物質のほぼ全ての領域にわたって、非常によく成り立つことがわかった。しかしこの法則にはいくつかの理論的制約があり、万能ではない。この節では、どこまで普遍性が満たされるのかについて考察する。

6.1 小数キャリア系

図 2 において、 CePd_3 , $\text{Yb}_2\text{Co}_3\text{Ga}_9$, YbInAu_2 などで、grand-KW 則からの顕著なずれが見られる。このうち CePd_3 は従来の KW 則 (すなわち $N = 2$ の限定則) に従う典型物質とみなされていたが、中性子散乱の実験³⁰⁾ などから、 CePd_3 の縮退度は $N = 6$ とみなすべきであり、従って図 1 でも CePd_3 が $N = 6$ の理論値から大きくずれていることが問題である。

ここで CePd_3 は近藤格子の典型例と思われるが、実は単位格子あたりのキャリアが 0.2-0.3 個程度と非常に小さい物質であることに注意したい³¹⁾。式 (6) に示したように A/γ^2 には $n^{-4/3}$ 依存性が含まれているため、 CePd_3 の大きな A/γ^2 はキャリア密度の小ささによるものであると考えられる。なお $n^{-4/3}$ 項は、 A の k_F^{-4} 依存性から自由電子近似 ($k_F^3 = 3\pi^2 n$) を用いて導かれる³²⁻³⁴⁾。同様に近藤半導体として有名な CeNiSn も $A/\gamma^2 \sim 3000a_0$ と異常に大きな A/γ^2 値をとり³⁵⁾、キャリア密度の効果は非常に重要であることがわかる。なお同様の計算を 2 次元系に対して行うと、 $A/\gamma^2 \propto k_F^{-2}$ となり、ここから $A/\gamma^2 = (h/N_A^2 e^2 K_B^2)(9/\pi)(b/a^2 n)(1/N(N-1)/2)$ という結果が導かれる (ここでの n は面内キャリア密度、 b は面間距離)。

では A や γ のキャリア密度依存性も考慮して新しい係数を定義すれば、さらにユニバーサルな法則が得られるのだろうか? 残念ながらこれは理論・実験両方の点から現実的でない。上で述べたようにキャリア密度依存性は k_F 依存性に球状のフェルミ面を仮定して出てきたものであるから、仮に n を実験で正確に求めたとしても、実際のフェルミ面は自由電子的ではないから、厳密なユニバーサリティは保障されないであろう。しかも n を実験的に求めるには、重い電子系の場合、異常ホール効果などのため、正確な値が得られにくい。重い電子系に関するかぎり、縮退度 N の依存性が最も顕著かつ重要であり、信頼性の高い定量的解析が可能であると信じている。

$\text{Yb}_2\text{Co}_3\text{Ga}_9$ や YbInAu_2 に関しては、キャリア数のデータがなく、grand-KW 則からずれる原因はまだ不明である。

6.2 強相関極限 (量子臨界点) と弱相関の場合

磁気秩序寸前の量子臨界点での振る舞いは非常に精力的に研究されている分野である。この状態では T_K が非常に低い結晶場分裂の効果が大きく、本質的に $N = 2$ の場合を考えればよい。しかし非常に臨界点に近い場合には、サイト間の相互作用によって有限の波数ベクトルをもったスピン揺らぎが発達するため自己エネルギーが顕著な波数依存性を持ち、そのため式 (6) が変更を受ける可能性がある。一方、スピン揺らぎの効果を考慮した $N = 2$ の場合の計算結果によると、反強磁性揺らぎが発達しても KW 比はほぼ一定であることが示されている^{33,34)}。実験でも、例えば YbRh_2Si_2 において A/γ^2 の磁場依存性が調べられているが、量子臨界点近くでも (ごく近傍を除いて) KW 則がほぼ成り立つことが確かめられている³⁶⁾。従って grand-KW 則も、量子臨界に近い状態でも成り立つと考えられる。

次に電子相関が弱い極限 ($m^*/m \sim O(1)$) ではどうであろうか。式 (6) は $m^*/m \gg 1$, $\chi_c \sim 0$ の強相関であることを前提に導出したため、この場合は grand-KW 則が成り立つ保証がない。事実 KW 比は $U = 0$ の極限では 0 になり、弱相関系では KW 比は小さくなくなると考えられる。例えば遷移金属の Pd や Os では、 A/γ^2 が $0.04a_0$ と、 $N = 8$ の KW 比と非常に近い値となっている。しかし遷移金属では $N = 2$ とみなすべきであろうから、grand-KW 則からはかなり下にずれていることになる。これらの遷移金属に対しては Miyake らによるフェルミ液体論に基づく理論がある³⁷⁾。

6.3 低次元系、酸化物など

近年、遷移金属酸化物でも LiV_2O_4 や Ru 酸化物、 Na_xCoO_2 系などにおいて γ の大きい重い電子的振る舞いが報告され、KW 則を用いた議論が行われることが多くなっている³⁸⁻⁴⁰⁾。この場合も結晶場分裂が大きいので $N = 2$ と見なしてよさそうである。強相関条件 $m^* \gg m$ も満たされていると思われる。しかしこれらの酸化物は、低次元構造を有するものが多いうえ、電気伝導は d 軌道と酸素 p 軌道の混成軌道が主要であるため、非常に異方的なバンド構造をもっている。3 節で述べたように、我々の理論では自己エネルギーの波数依存性が弱いとする局所近似を用いているが、バンド構造の異方性が強くなると局所近似が悪くなることが多いと考えられる。さらにこれらの酸化物はキャリア密度が小さい場合が多いうえ、格子体積にも大きな分布があるため、重い電子系に比べて KW 則からのずれが大きくなりやすいと考えられる。このため酸化物に対して grand-KW 則のような「ただ一つの物差し」を当てはめることは、かなり困難であると思われる。

なおいくつかの有機導体で KW 則より大きな A/γ^2 が見られているが、円筒状のフェルミ面を仮定して計算を行うことにより説明できることが示されている⁴¹⁾。低次元系や酸化物に対しては、今後より具体的な仮定に基づいた計算を行い物性を説明する必要があるだろう。

7. おわりに

このように従来フェルミ液体の普遍則と思われていた KW 則が、実は縮退度によって変化することが実験・理論的に明らかになった。理論式 (6) は従来の KW 則からずれていた多くの Yb 系や Ce 系フェルミ液体に対して定量的に満足すべき結果を与えた。さらには (7) 式によって規格化された係数 $\tilde{A}, \tilde{\gamma}$ を導入することによって、全ての縮退度で普遍的に成立する grand-KW 則: $\tilde{A}/\tilde{\gamma}^2 = a_0$ が導出された。Grand-KW 則は等方的な周期的アンダーソン模

型 (2) に基づき、更に局所近似を用いて導出されたので、その妥当性に疑問を抱く読者もいるかもしれない。しかし図 2 に示したように grand-KW 則は非常に広いスケールに渡り成り立つことから、逆に重い電子系における模型 (2) や局所近似の妥当性が示されたとも言えよう。

現在、強相関電子系の物質開発は、Sm 系や Eu 系、さらには超ウラン元素化合物など、これまでの枠組みを超えて掘りを見せているが、その中で今回の grand-KW 則は重要な役割を担うものと思われる。また近年進展が著しい重い電子系の圧力効果の実験においても、圧力によって縮退度が変化し、そこで超伝導が出現するなど興味深い結果も報告されている。これらを理解するためには常伝導相の縮退度の変化を正しく取り扱う必要があり、grand-KW 則を用いた議論が有効となるだろう。一方で、有機導体や遷移金属酸化物などにおいては波数依存性が顕著になるためユニバーサル性は破れる可能性があり、更なる研究が必要である。

「物理学は普遍性を明らかにする学問」とよく言われるが、こと物性物理に関しては個々の物質の「多様性」に難しさがああり、同時に面白さがあるといえる。一方、今回のように様々な個性をもつ重い電子系物質の中に grand-KW 則という普遍的法則が存在したという事実は、自然科学の他の分野の人が物性物理を眺めるときにも興味深いガイド役となり得るのではないかと期待している。

本研究を進めるにあたり、山田耕作先生、青木勇二氏、光田暁弘氏から有益な助言を頂きました。この場を借りて感謝致します。

- 1) 大貫惇睦、上田和夫、小松原武美 編: 物理学論文選集 IV 「重い電子系」(日本物理学会 1994 年)、J. Phys. Soc. Jpn. **74**, No.1 (2005), 近藤効果 40 周年特集号。
- 2) 山田耕作: 岩波講座 現代の物理学 16 「電子相関」(岩波書店、1993)。
- 3) 斯波弘行: パリティ物理学コース 「固体の電子論」(丸善、1996)。
- 4) M.J. Rice: Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1439.
- 5) K. Kadowaki and S.B. Woods: Solid State Commun. **58** (1986) 507.
- 6) N. Tsujii, K. Yoshimura and K. Kosuge: J. Phys.: Condens. Matter **15** (2003) 1993, およびそのリファレンス参照。
- 7) N. Tsujii, J. He, K. Yoshimura, K. Kosuge, H. Michor, K. Kreiner and G. Hilscher: Phys. Rev. B **55** (1997) 1032, N. Tsujii, J. He, F. Amata, K. Yoshimura, K. Kosuge, H. Michor, G. Hilscher and T. Goto: Phys. Rev. B **56** (1997) 8103.
- 8) H. Michor et al.: Phys. Rev. B **67** (2003) 224428.
- 9) M. Laewenhaupt and K.H. Fischer: Handbook on the Phys. and Chem. of Rare Earth, **16** (1993), Chapter 105, ed. K.A. Gschneidner Jr. and L. Eyring, Elsevier Science Publishers B.V.
- 10) H. Kontani: J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2004) 515.
- 11) K. Hanzawa, K. Yosida and K. Yamana: Prog. Theor. Phys. **77** (1987) 1116; K. Hanzawa, K. Yosida and K. Yamana: Prog. Theor. Phys. **81** (1989) 960.
- 12) H. Kontani and K. Yamada: J. Phys. Soc. Jpn. **63** (1994) 2627.
- 13) H. Kontani and K. Yamada: J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 172.
- 14) A. Georges, G. Kotliar, W. Krauth, and M. J. Rozenberg: Rev. Mod. Phys. **68** (1996) 13.
- 15) G. Kotliar and D. Vollhardt: Physics Today **57** (2004) 53.
- 16) K. Yamada: Prog. Theor. Phys. **53** (1975) 970; K. Yamada and K. Yosida: Prog. Theor. Phys. **53** (1975) 1286; K. Yamada and K. Yosida: Prog. Theor. Phys. **54** (1975) 316.
- 17) H. Shiba: Prog. Theor. Phys. **54** (1975) 967.
- 18) A. Yoshimori: Prog. Theor. Phys. **55** (1976) 67.
- 19) この仮定は、格子定数 $a = 5\text{\AA}$ なら単位格子あたり 3.3 個、 $a = 4\text{\AA}$ なら 2.8 個のキャリア電子に相当するので、妥当であろう。ここで単位格子はただ一つの f 元素を含むようにとっている。
- 20) K. Yamada and K. Yosida: Prog. Theor. Phys. **76** (1986) 621.
- 21) N. Sato, H. Vbe, M. Kontani, S. Yamagata, K. Adachi and T.

- Komatsubara: Physica B **163** (1990) 325.
- 22) N. Takeda and M. Ishikawa: J. Phys.: Condens. Matter **15** (2003) L229.
- 23) S. Sanada, Y. Aoki, H. Aoki, A. Tsuchiya, D. Kikuchi, H. Sugawara and H. Sato: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 246.
- 24) A. Mitsuda et al: in preparation.
- 25) CeB₆ の基底状態は 4 重項と考えられているが、この系は低温で四重極転移を起こし、フェルミ液体的振る舞いが観測されるのはさらに低温に限られている。そのため四重極子の自由度はすでに凍りついていると考えるのが妥当であり、 $N = 2$ とした。
- 26) V.T. Rajan: Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 308.
- 27) N. Tsujii, H. Kontani and K. Yoshimura: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 057201.
- 28) D. Jaccard, H. Wilhelm, K. Alami-Yadri and E. Vargoz: Physica B **259-261** (1999) 1.
- 29) G. Knebel, D. Braithwaite, G. Lapertot, P.C. Canfield and J. Flouquet: J. Phys.: Condens. Matter **13** (2001) 10935.
- 30) A.P. Murani, R. Raphael, Z.A. Bowden and R.S. Eccleston: Phys. Rev. B **53** (1996) 8188.
- 31) B.C. Webb, A.J. Silvers and T. Mihalisin: Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1951.
- 32) 文献,²⁾ p.174 参照。
- 33) T. Takimoto and T. Moriya: Solid State Commun. **99** (1996) 457.
- 34) M.A. Continentino: Eur. Phys. J. B **13** (2000) 31.
- 35) T. Terashima, C. Terakura, S. Uji, H. Aoki, Y. Echizen and T. Takabatake: Phys. Rev. B **66** (2002) 075127.
- 36) P. Gegenwart, J. Custers, O. Trovarelli and F. Steglich: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 056402.
- 37) K. Miyake, T. Matsuura and C.M. Varma: Solid State Commun. **71** (1989) 1149.
- 38) 浦野千春、高木英典：物性研究 **76** (2001) 559, 近藤眞一郎：固体物理 **37** (2002) 483.
- 39) Y. Maeno et al.: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 1405, S.I. Ikeda et al.: Phys. Rev. B **62** (2000) R6089.
- 40) S. Li et al.: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 056401.
- 41) 深澤英人、南方雅成：物性研究 **70** (1998) 465.