

遍歴メタ磁性体UCoAlに見られる強磁性臨界現象

Ferromagnetic critical phenomena in itinerant-electron metamagnet UCoAl

軽部 皓介

京都大学大学院理学研究科物理学第一分野

Kosuke Karube

Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University

In order to investigate the static and dynamic magnetic properties around a critical endpoint (CEP) and a tricritical point (TCP) in itinerant ferromagnetic systems, we have performed nuclear magnetic (quadrupole) resonance measurements for an itinerant metamagnet UCoAl. We observed the development of magnetic fluctuations around the CEP and TCP.

1. はじめに

遍歴強磁性体は古くから盛んに研究されてきたが、近年、従来では考えられないような物理現象が次々と発見され、再び注目を集めるようになった。例えば、2000年にブレイクスルーとなった UGe_2 [1]を始め、 URhGe [2]、 UCoGe [3]等のウラン系物質では、本来相反するはずの強磁性と超伝導が共存することが明らかになってきた。このような新奇な物理現象は d 電子や f 電子が持つ強い電子相関（強相関効果）が原因と考えられているが、それぞれの物質が非常に個性に富んでいるため、その物理を理解するには各々の複雑な強相関効果を明らかにする必要がある。では、もっとシンプルかつ統一的に理解することはできないだろうか？

その手がかりとして注目されているのが、Belitzら[4]が理論的に提唱した、遍歴強磁性体に普遍的な温度-磁場-圧力の三次元相図である（以下、単に「三次元相図」と呼ぶ。）。図1に模式的に示した三次元相図では、圧力を加えるなど電子相関パラメータを大きくしていくと、強磁性転移が通常の二次転移から一次転移に変化する。この境界点を「三重臨界点(TCP)」と呼び、一次転移のまま絶対零度の「量子相転移点(QTP)」に落ち込む。磁場を加えるとTCPとQTPを結ぶ一次転移線から有限磁場に向かって一次転移面が出現する。この面をよぎることは、磁場によって常磁性相から強磁性相へ一次転移（メタ磁性転移）することを意味する。また、TCPから有限磁場に延びる二次転移線は、一次のメタ磁性転移の「臨界終点(CEP)」となっており、最終的に絶対零度の「量子臨界終点(QCEP)」に落ち込む。

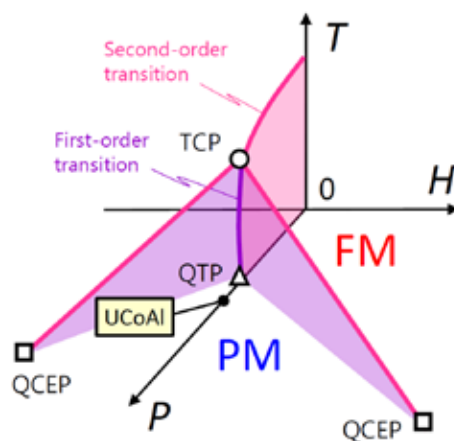


図1. Belitzらによる、遍歴強磁性体に普遍的な温度(T)-磁場(H)-圧力(P)の三次元相図。ピンク色の線は二次転移線（臨界線）、紫色の面は一次転移面を表す。UCoAlはQTP近傍に存在すると期待されている。

実際に、MnSi[5], ZrZn₂[6], UGe₂[7]等で実験的に三次元相図が報告されている。しかしながら、相図上の臨界点近傍における詳細な臨界現象はほとんど知られていない。その理由は、ほとんどの場合、高い磁場や圧力が必要となるためである。一方、本研究で扱う遍歴メタ磁性体 UCoAl は、わずかな磁場や圧力で強磁性が誘起されることから、三次元相図における臨界点近傍の振る舞いを調べるのに適した物質と期待されている。

2. 遍歴メタ磁性体 UCoAl

UCoAl は、図 2 のように ZrNiAl 型の六方晶の結晶構造を持っており、U-Co(1)層と Co(2)-Al 層が c 軸方向に交互に重なっている。U 原子は ab 面内に歪んだカゴメ格子を形成しており、空間反転対称性が破れている。電気抵抗は低温で金属的な振る舞いを示し、Co の $3d$ 電子スピンの効果は小さく、U の $5f$ 電子スピンの支配的な遍歴電子系である。UCoAl の基底状態は常磁性であるが、 c 軸方向にイジング的な強い磁気異方性を持ち、図 3 に示すように、低温で c 軸方向にわずか $\mu_0 H_c \sim 0.6$ T の磁場を加えるだけで $0.3\mu_B/U$ 程度の磁化の跳びを伴った一次のメタ磁性転移を示す[8 - 11]。一方、 ab 面内に磁場を掛けてもメタ磁性転移は起きない。また、 c 軸方向の磁化率は $T_{\max} \sim 20$ K にブロードなピークを持ち、メタ磁性体に特有な状態密度を反映している[10, 11]。UCoAl に静水圧を掛けるとメタ磁性転移磁場が上昇し強磁性から遠ざかるが[10, 11]、 c 軸方向の一軸圧を掛けると、メタ磁性転移磁場が減少し、わずか 40 MPa 程度でゼロ磁場でも強磁性が現れる[12]。また、元素置換、例えば、Co サイトにわずか 1% の Fe, Ru を置換するだけでも強磁性が現れる[13]。

このように、UCoAl は“ほんのひと押し”で強磁性に突入する物質であり、三次元相図における QTP 近傍に基底状態が存在していると期待されている。

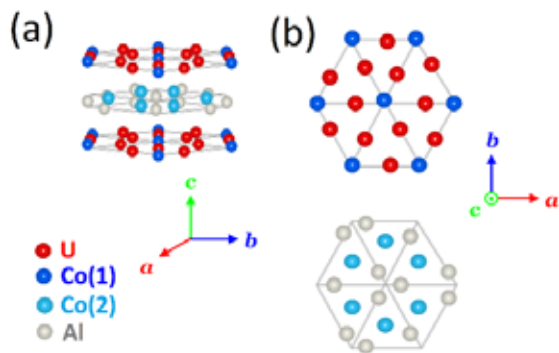


図 2. (a) UCoAl の ZrNiAl 型結晶構造。
(b) c 軸から見た U-Co(1)層と Co(2)-Al 層。

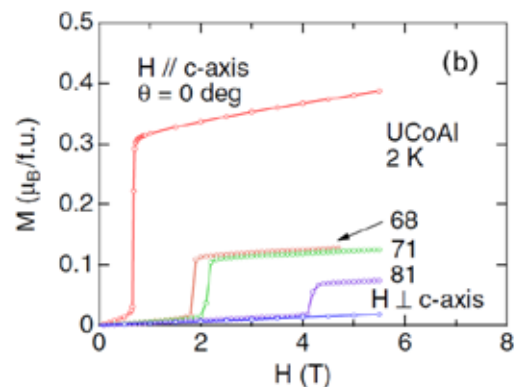


図 3. UCoAl における各磁場方向の磁化 M の磁場 H 依存性[11]。

3. UCoAl の強磁性臨界点

UCoAl が三次元相図に従うとすれば、いくつかの強磁性臨界点が存在するはずである。

まず、 c 軸磁場(H_c)を掛けたときのメタ磁性転移には図 4(a)のように CEP が存在し、CEP を超えると一次転移からクロスオーバーに変わるはずである。実際に、最近のマクロ測定[11, 14]により、CEP が $(T, \mu_0 H_c) \sim (12 \text{ K}, 1 \text{ T})$ に存在することが報告されている。この一次相転移と CEP の相図は、図 4(b) のように、我々の日常生活でも親しみのある気体液体転移によく似ている。気体液体転移では、粒子数密度ゆらぎが CEP で発達する臨界現象が古くから知られている。ところが、メタ磁性転移における CEP 近傍の磁気ゆらぎの振る舞いはほとんど知られていない。

また、一軸圧や元素置換などの負の圧力による強磁性転移には TCP が存在し、TCP より手前では強磁性転移は一次転移になっているはずである。ところが、実験的に TCP の存在を示唆する報告はなく、磁気ゆらぎの振る舞いも知られていない。

このように、UCoAl は三次元相図に従うと期待されているものの、臨界現象の性質など未知な部分が多いのが現状である。これらを解明することが本研究の目的である。

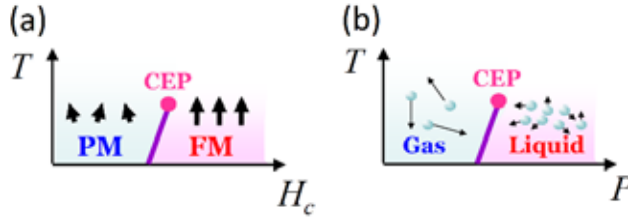


図 4. (a) UCoAl におけるメタ磁性転移の温度(T) – c 軸磁場(H_c)相図.

(b) 気体-液体転移の温度(T) – 圧力(P)相図.

4. 実験方法

本研究には、東北大学理学研究科の木村憲彰氏、小松原武美氏によってチョクラルスキー法で作成された UCoAl の単結晶試料を用いた。また、東北大学金属材料研究所アルファ放射体実験室にて合成した Fe 置換物質 $U(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Al}$ の多結晶試料を粉末状に砕いたものを用いた。

これらの試料に対し、温度、磁場、一軸圧を制御しながら核磁気共鳴測定を行った。特に、スプリット型の超伝導磁石で発生させた横磁場中で試料を角度回転させることで、磁場と結晶軸の角度を精密に制御した。

5. 核磁気共鳴測定

本研究の測定手段である核磁気共鳴法 (NMR) について簡単にまとめる。

NMR の一般的なハミルトニアンは原子核スピン $\mathbf{I}$ と局所磁場 $\mathbf{H}$ の相互作用 $\mathcal{H}_Z$ (ゼーマン相互作用) と、核電気四重極モーメントと電場勾配の相互作用 $\mathcal{H}_Q$ (電気四重極相互作用) の和で次のように与えられる。

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_Z + \mathcal{H}_Q = -\gamma_n \hbar \mathbf{I} \cdot \mathbf{H} + \frac{\hbar \nu_{zz}}{6} \left\{ (3I_z^2 - I^2) + \frac{\eta}{2} (I_+^2 + I_-^2) \right\} \quad (1)$$

ここで、 ν_{zz} は電場勾配の主軸方向の共鳴周波数、 η は電場勾配の主軸周りの非対称性を表すパラメータである。 $\nu_{zz} \neq 0$ の場合は、磁場を掛けなくても電気四重極相互作用のみで共鳴現象が起こる。この場合を特に、NMR と区別して核四重極共鳴 (NQR) と呼ぶ。

(1) 式の $\mathbf{H}$ は外部磁場 $\mathbf{H}_0$ と電子が核位置に作る内部磁場 $\Delta \mathbf{H}$ の和 ($\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \Delta \mathbf{H}$) であり、この $\Delta \mathbf{H}$ の存在によって、共鳴磁場が設定周波数からシフトする。このシフトをナイトシフト K と呼び、次のように、超微細相互作用定数 A で電子スピンの静的磁化率 $\chi(\mathbf{q} = 0, \omega = 0)$ と結びついている。

$$K \equiv \frac{\Delta H}{H_0} = A \chi(\mathbf{q} = 0, \omega = 0) \quad (2)$$

また、 $\Delta \mathbf{H}$ は時間的にゆらいでおり、そのゆらぎ部分 $\delta \mathbf{H}(t)$ が、いわゆる緩和率を与える。核スピン-格子緩和率 $1/T_1$ は、次のように、量子化軸 (z 軸) と垂直方向の磁気ゆらぎで表すことができる。

$$\frac{1}{T_1} = \frac{\gamma_n^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta H_-(t) \delta H_+(0) \rangle \exp(-i\omega t) dt \quad (3)$$

また、(3)式は、電子スピンの動的帯磁率 $\chi''(\mathbf{q}, \omega)$ と結びつく磁気ゆらぎ S を用いて次のように書き直すことができる。

$$\left(\frac{1}{T_1 T}\right)_z = S_x + S_y, \left[S_i \equiv \frac{\gamma_n^2 k_B}{(\gamma_e \hbar)^2} \sum_{\mathbf{q}} \frac{|A_{\mathbf{q}}^i|^2 \chi_i''(\mathbf{q}, \omega)}{\omega} \right] \quad (4)$$

一方、核スピン-スピン緩和率 $1/T_2$ は、次のように、量子化軸と平行方向の磁気ゆらぎに対応する。

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{\gamma_n^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta H_z(t) \delta H_z(0) \rangle dt \quad (5)$$

ただし、 $1/T_2$ はその名の通り核スピン間の双極子相互作用など他の効果にも依存してしまうことが多いので、結果の解釈には注意が必要である。

このように、NMR/NQR は原子核をプローブとしてミクロな視点から電子を見ることができるため、相分離などマクロ測定では検出困難な情報まで得ることができる。しかも、動的な磁気ゆらぎの情報まで検出できることが大きな強みである。

本研究で扱う UCoAl は、NMR に有効な ^{59}Co 核および ^{27}Al 核を含んでおり NMR に好都合な物質である。磁場下での測定では、最も信号強度の大きい ^{27}Al 核の NMR を、ゼロ磁場下での測定は、 ν_{zz} が 4.3 MHz と比較的大きい $^{59}\text{Co}(2)$ 核の NQR 測定を行った。

6. イジング型の強い磁気異方性

図 5 に、UCoAl の結晶軸の a 軸および c 軸方向に磁場を掛けたときのナイトシフトと $(T_1 T)^{-1}$ の温度依存性を示す。ナイトシフトは c 軸方向が a 軸方向に比べはるかに大きい。これは、 c 軸方向にイジング的な磁化 ($M_c \gg M_a$) を持っていることを意味する。一方、 $(T_1 T)^{-1}$ は a 軸方向が c 軸方向に比べはるかに大きい。これは、(4)式のように $(T_1 T)^{-1}$ が磁場方向と垂直方向の磁気ゆらぎを検出するためであり、磁気ゆらぎも c 軸方向にイジング的な強い異方性 ($S_c \gg S_a$) を持つことを意味する。また、 $(T_1 T)_a^{-1} \sim S_c$ は $T_{\max} \sim 20$ K にブロードなピークを持ち、バルク磁化率の温度依存性[11]と良くスケールする [$S_c \propto \chi(\mathbf{q}=0)$]。これは、三次元強磁性ゆらぎが支配的であることを意味している。また、 $(T_1 T)_a^{-1} \sim S_c$ は a 軸方向の磁場の大きさに依らないことも確認した。

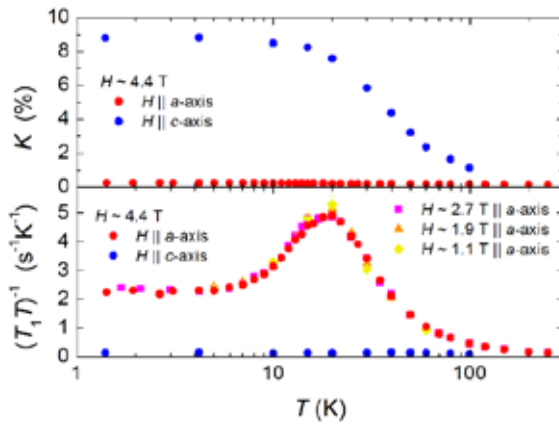


図 5. 磁場を a 軸方向(赤), c 軸方向(青)にかけたときの、ナイトシフトと $(T_1 T)^{-1}$ の温度依存性。

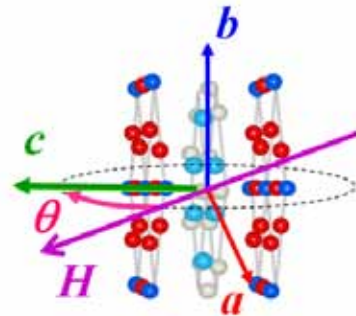


図 6. 横磁場中で UCoAl を ac 面内で角度回転させる様子。

7. メタ磁性臨界終点における臨界現象

異方性の測定から、秩序パラメータとそのゆらぎは、 c 軸方向の磁化 M_c 、 c 軸方向の磁気ゆらぎ S_c であることが分かった。次に、これらの c 軸方向の磁場 H_c 依存性から、メタ磁性転移の臨界現象を調べる。そのために、 c 軸方向に掛けた磁場の大きさを変えていく方法が考えられるが、これでは、 $(T_1T)^{-1}$ は常に ab 面内の磁気ゆらぎを見ることになり、肝心の S_c を検出することができない。そこで我々は、図 6 のように磁場の大きさ H は変えずに磁場と c 軸方向の角度 θ を回転させることで $H_c (= H \cos \theta)$ を制御した。 a 軸方向の磁場成分 $H_a (= H \sin \theta)$ も存在するが、 M_c と S_c が a 軸方向の磁場の大きさに依らないことを既に確認しているので問題にならない。むしろ、 H_a が存在するおかげで、 $(T_1T)^{-1}$ から S_c を検出することができる。角度 θ のときのナイトシフト $K(\theta)$ と $(T_1T)^{-1}(\theta)$ から、 M_c と S_c は具体的に次の計算式で与えられる。

$$M_c = K_c \cdot H_c = \frac{K(\theta) - K_a \sin^2 \theta}{\cos \theta} \cdot H \quad (6)$$

$$S_c = \frac{1}{\sin^2 \theta} \left\{ (T_1T)^{-1}(\theta) - \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} (T_1T)^{-1}_c \right\} \quad (7)$$

図 7 に温度を固定したときの ^{27}Al -NMR スペクトルの角度 θ (c 軸磁場 H_c) 依存性を示す。 $T = 10 \text{ K}$ では、常磁性スペクトルと強磁性スペクトルが相分離されており、 $\theta \sim 78^\circ$ ($\mu_0 H_c \sim 0.9 \text{ T}$) 付近で両者が共存している。これは一次相転移の振る舞いである。一方、 $T = 20 \text{ K}$ では、スペクトルが連続的にシフトしている。これはクロスオーバーの振る舞いである。このように、NMR スペクトルを見ると一次相転移とクロスオーバーを簡単に見分けることができる。このようにして、様々な (T, H_c) に対してナイトシフトと $(T_1T)^{-1}$ を測定し、(6)(7)式から見積もった M_c と S_c を (T, H_c) 相図上にカラープロットした結果が図 8 である。 M_c の振る舞いからメタ磁性転移の CEP が $(T, \mu_0 H_c) = (12 \text{ K}, 1.0 \text{ T})$ に存在し、更に、CEP で S_c が大きく発達していることが分かる。これは、気体-液体転移における粒子数密度ゆらぎが CEP で発散する臨界現象と同じ振る舞いである。また、CEP 近傍での振る舞い ($m_c \sim |h_c|^{1/\delta}$, $m_c \sim |t|^\beta$, $S_c \sim |t|^\gamma$: ここで m_c, h_c, t は CEP を基準とした M_c, H_c, T) から臨界指数を求めると $(\delta, \beta, \gamma) \sim (5.4, 0.26, 1.2)$ となり、臨界ユニバーサリティクラスのうちの「三次元イジング」の臨界指数 $(\delta, \beta, \gamma) \sim (4.8, 0.33, 1.2)$ と近い値になっている。これは、

UCoAl の持つイジング性と三次元強磁性ゆらぎから考えても自然な結果である。実は、この三次元イジングクラスは気体-液体転移の臨界現象でも成り立つことが古くから知られており[15]、近年、 V_2O_3 におけるモット転移[16]でも報告されている。すなわち、UCoAl のメタ磁性臨界現象は、全く異なる系である気体-液体転移やモット転移の臨界現象と普遍的に理解できることを意味している[17]。

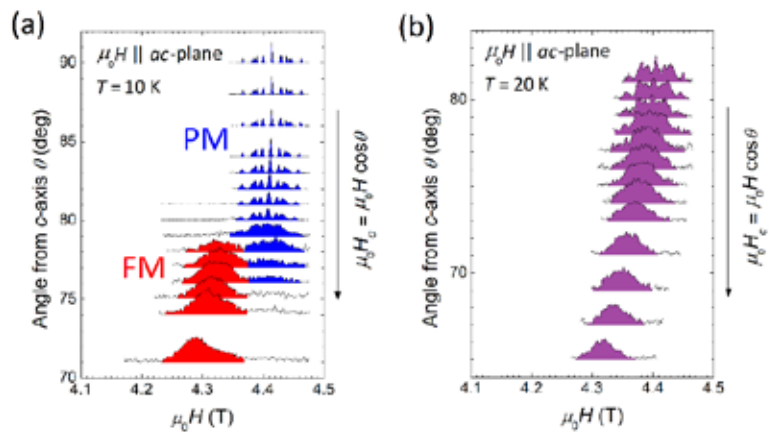


図 7. 温度を(a)10 K (b) 20 K に固定したときの ^{27}Al -NMR スペクトルの角度 θ (c 軸磁場 H_c) 依存性. (a)では常磁性、強磁性のスペクトルをそれぞれ青、赤で示している。

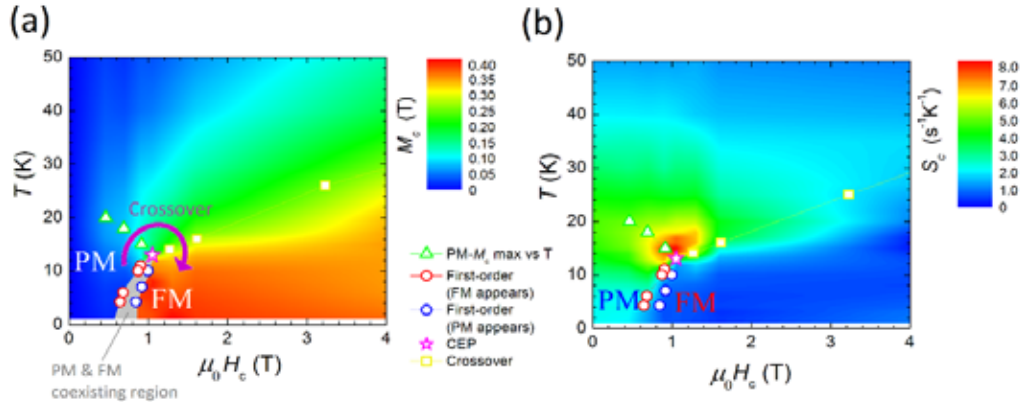


図 8. (a) 秩序パラメータである c 軸磁化 M_c と(b)そのゆらぎである c 軸磁気ゆらぎ S_c の (T, H_c) 相図上でのカラープロット.

8. 強磁性三重臨界点における臨界現象

次に、強磁性転移の TCP を探るため、 $\text{U}(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Al}$ ($x = 0, 0.5, 1, 2\%$) について外部磁場ゼロの下で $^{59}\text{Co}(2)\text{-NQR}$ 測定を行った. まずスペクトルを見ると、図 9 に示すように、 $x = 1, 2\%$ では、シャープな常磁性スペクトルに加え、ブロードな強磁性スペクトル (内部磁場 $\mu_0 \Delta H \sim 1$ T) が出現する. 注目すべきは、常磁性スペクトルに連続的なシフトは観測されず、強磁性スペクトルと相分離 (共存) していることである. これは、強磁性転移は二次転移ではなく、一次転移であることを意味している.

次に磁気ゆらぎの測定を行った. 今の NQR では、量子化軸は電場勾配の主軸 (および内部磁場) 方向、すなわち c 軸方向である. そのため、 $1/T_1$ では c 軸方向の磁気ゆらぎ S_c を検出できない. そこで、この NQR では $1/T_2$ を測定することで S_c を見積もった. その結果、 $1/T_2$ には $T_{\max} \sim 20$ K に、磁化率 χ や NMR の $(T_1 T_a)^{-1}$ で見られたブロードなピークに対応する異常が観測され、 x を大きくするにつれ、異常の大きさが増大していくことを観測した.

これらの結果を (T, x) 相図上にまとめると図 10 のようになる. 注目すべきは、 $T_{\max}$ の線と一次転移線 (強磁性スペクトルが出現する温度) を外挿すると $(T, x) \sim (20 \text{ K}, 2.5\%)$ で交わり、ここに向かって $1/T_2$ が増大していることである. 次に紹介する Yamada 理論によると、実は、この交差点が TCP であることが分かる.

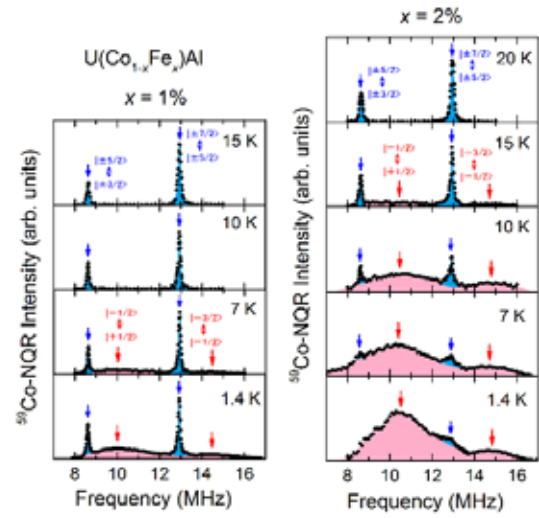


図 9. $\text{U}(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Al}$ ($x = 1, 2\%$) の $^{59}\text{Co}\text{-NQR}$ スペクトルの温度依存性.

常磁性、強磁性のスペクトルをそれぞれ青、赤で示している.

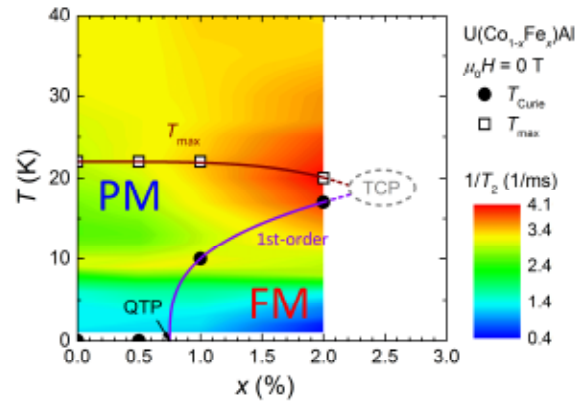


図 10. $\text{U}(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Al}$ ($0 \leq x \leq 2\%$) における (T, x) 相図と $1/T_2$ のカラープロット. 10 K 付近に x に依存しない異常があるが、これは磁気ゆらぎとは別の T_2 固有の起源によるものと思われる.

Yamada は、遍歴強磁性における Landau 展開を 6 次まで拡張し $[F_0(M) = (a_0/2)M^2 + (b_0/4)M^4 + (c_0/6)M^6]$, スピンゆらぎの効果を取り入れて有限温度に拡張することで, Belitz らの三次元相図と定性的に同じ結果を既に示している[18]. このとき, 圧力に相当する電子相関パラメータは $\Gamma \equiv a_0 c_0 / b_0^2$ で与えられ, イジング系の場合[10]には $\Gamma = 3/20 (= 0.15)$ のときに TCP が現れる. 興味深いことに, 図 11 に示すように, 磁化率が最大となる温度 $T_{\max}$, 一次転移線, 二次転移線がこの TCP で集結する. 更に, 磁化率の最大値 $\chi(T_{\max})$ は次式で与えられ, TCP に近づくにつれ ($\Gamma \rightarrow 3/20$) 発散的に増大する.

$$\chi(T_{\max}) = \chi(0) \frac{\Gamma}{\Gamma - 3/20} \quad (8)$$

このように, NQR から得られた図 10 の (T, x) 相図は図 11 の Yamada 理論の相図と定性的に一致しており, TCP の存在とその近傍での磁気ゆらぎの発達を強く示唆している[19]. このような, ゼロ磁場において “有限温度” の TCP で臨界性が現れる描像は, $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ ($x \sim 0.1$)[20]などの反強磁性体でよく見られる “絶対零度” の量子臨界点で臨界性が現れる描像とは大きく異なる.

また, 詳細は省くが, 筆者は単結晶 UCoAl に対し c 軸方向の一軸圧下での ^{27}Al -NMR 測定も行っており, 図 12 に示すように, $(T_1 T_a)^{-1}$ から見積もった磁気ゆらぎにも同様の増大が観測されている[21]. このように, UCoAl には, 負の圧力として働くパラメータの種類に依らず, 普遍的に TCP が存在していると考えられる.

9. おわりに

以上の研究結果から, UCoAl には確かに三次元相図が存在し, UCoAl に支配的な三次元イジング型の強磁性ゆらぎが, 相図上の CEP や TCP 等の臨界点で発散的に増大していると結論づけることができる. 今回, UCoAl に限定して強磁性臨界現象を調べたが, 三次元相図の普遍性から, このような臨界的性質は他の遍歴強磁性体にも普遍的に成り立つと期待することができる. 筆者は, この特徴的な三次元相図に存在する強い強磁性臨界ゆらぎが, 例えば UGe_2 に見られる強磁性と共存可能な超伝導など, 新奇な物理現象の原因になっていると期待している.

10. 謝辞

この研究は, 筆者が京都大学理学研究科に在籍していたときの成果です. 研究にあたり, 指導教官である石田憲二教授, 試料を提供していただいた東北大学理学研究科の木村憲彰准教授および小松原武美名誉教授には大変お世話になりました. 更に, 筆者の所属研究室の前野悦輝教授, 米澤進吾助教,

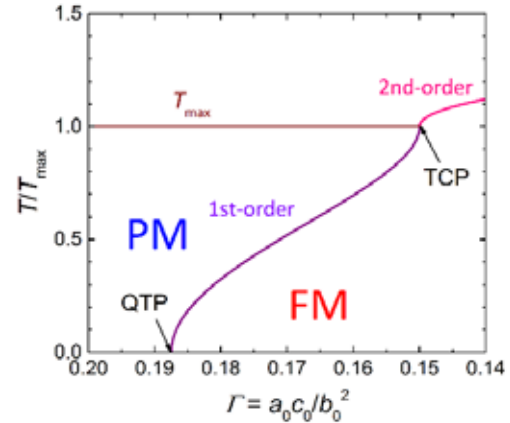


図 11. Yamada 理論[10,18]による, $T_{\max}$ で規格化した温度 $(T/T_{\max})$ と電子相関パラメータ ($\Gamma \equiv a_0 c_0 / b_0^2$) の相図上での強磁性転移曲線.

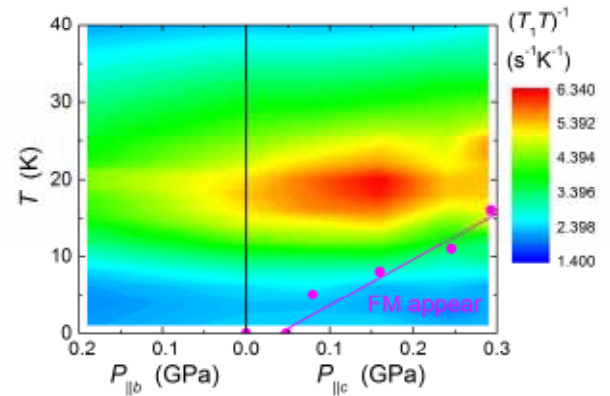


図 12. UCoAl における温度 (T) - $c(b)$ 軸方向の一軸圧 $(P_{\parallel c(b)})$ 相図と $(T_1 T)^{-1}$ のカラープロット. 磁場は a 軸方向に掛けており, $H_c = 0$ である.

北川俊作氏，服部泰佑氏，谷口晴香氏，また，東北大学金属材料研究所の青木大教授，神戸大学理学研究科の小手川恒准教授，チェコ科学アカデミーの A. V. Andreev 氏には有意義なご意見をいただき，本研究を進めることができました．また，本研究の低温実験は LTM センターが供給する液体窒素と液体ヘリウムなしでは成り立たないものでした．この場をお借りして感謝申し上げます．

参 考 文 献

- [1] S. S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan, F. M. Grosche, R. K. W. Haselwimmer, M. J. Steiner, E. Pugh, I. R. Walker, S. R. Julian, P. Monthoux, G. G. Lonzarich, A. Huxley, I. Sheikin, D. Braithwaite, and J. Flouquet, *Nature* **406**, 587 (2000).
- [2] D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche, D. Braithwaite, J. Flouquet, J-P. Brison, E. Lhotel, and C. Paulsen, *Nature* **413**, 613 (2001).
- [3] N. T. Huy, A. Gasparini, D. E. de Nijs, Y. Huang, J. C. P. Klaasse, T. Gortenmulder, A. de Visser, A. Hamann, T. Gorlach, and H. v. Lohneysen, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 067006 (2007).
- [4] D. Belitz, T. R. Kirkpatrick, and J. Rollbuhler, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 247205 (2005).
- [5] C. Pfleiderer, S. R. Julian, and G. G. Lonzarich, *Nature* **414**, 427 (2001).
- [6] M. Uhlarz, C. Pfleiderer, and S. M. Hayden, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 256404 (2004).
- [7] V. Taufour, D. Aoki, G. Knebel, and J. Flouquet, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 217201 (2010).
- [8] A. V. Andreev, R. Z. Levitin, Yu. F. Popov, and R. Yu. Yumaguzhin, *Sov. Phys. Solid State* **27**, 1145 (1985).
- [9] T. D. Matsuda, Y. Aoki, H. Sugawara, H. Sato, A. V. Andreev, and V. Sechovsky, *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 3922 (1999).
- [10] N. V. Mushnikov, Y. Aoki, H. Sugawara, T. Goto, K. Kamishima, H. Yamada, A. V. Andreev, Y. Shiokawa, A. Iwao, and V. Sechovsky, *Phys. Rev. B* **59**, 6877 (1999).
- [11] D. Aoki, T. Combier, V. Taufour, T. D. Matsuda, G. Knebel, H. Kotegawa, and J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **80**, 094711 (2011).
- [12] Y. Ishii, M. Kosaka, Y. Uwatoko, A. V. Andreev, and V. Sechovsky, *Physica B* **334**, 160 (2003).
- [13] A. V. Andreev, L. Havela, V. Sechovsky, M. I. Bartashevich, T. Goto, and K. Kamishima, *J. Magn. Magn. Mater.* **169**, 229 (1997).
- [14] H. Nohara, H. Kotegawa, H. Tou, T. D. Matsuda, E. Yamamoto, Y. Haga, Z. Fisk, Y. Onuki, D. Aoki, and J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **80**, 093707 (2011).
- [15] L. Kadanoff, W. Gotze, D. Hambley, R. Hecht, E. A. S. Lewis, V. V. Palciauskas, M. Rayl, and J. Swift, *Rev. Mod. Phys.* **39**, 395 (1967).
- [16] P. Limelette, A. Georges, D. Jerome, P. Wzietek, P. Metcalf, and J. M. Honig, *Science* **302**, 89 (2003).
- [17] K. Karube, T. Hattori, S. Kitagawa, K. Ishida, N. Kimura, and T. Komatsubara, *Phys. Rev. B* **86**, 024428 (2012).
- [18] H. Yamada, *Phys. Rev. B* **47**, 11211 (1993).
- [19] K. Karube, T. Hattori, K. Ishida, and N. Kimura, *Phys. Rev. B* **91**, 075131 (2015).
- [20] A. Schroder, G. Aeppli, R. Coldea, M. Adams, O. Stockert, H. v. Lohneysen, E. Bucher, R. Ramazashvili, and P. Coleman, *Nature* **407**, 351 (2000).
- [21] K. Karube, S. Kitagawa, T. Hattori, K. Ishida, N. Kimura, and T. Komatsubara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **83**, 084706 (2014).

著者略歴



軽部 皓介 (Kosuke Karube)

2006年 栃木県立真岡高等学校 卒業
 2010年 京都大学理学部 卒業
 2012年 京都大学大学院理学研究科修士課程 修了
 2015年 京都大学大学院理学研究科博士後期課程 修了