



室蘭工業大学

学術資源アーカイブ

Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive



多重極限下における電気抵抗測定による強相関電子系反強磁性体の研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2007-06-12 キーワード (Ja): キーワード (En): electrical resistivity, high pressure, low temperature, antiferromagnetism 作成者: 関根, ちひろ, 木方, 邦宏, 稲葉, 匡, 富樫, 孝裕, 城谷, 一民, 本間, 徹生 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/159

多重極限下における電気抵抗測定による強相関電子系反強磁性体の研究

その他（別言語等） のタイトル	Study of Electrical Resistivity on Strongly Correlated Electron Antiferromagnet at Low Temperature, High Pressure and High Magnetic Field
著者	関根 ちひろ, 木方 邦宏, 稲葉 匡, 富樫 孝裕, 城谷 一民, 本間 徹生
雑誌名	室蘭工業大学紀要
巻	49
ページ	105-113
発行年	1999-11-30
URL	http://hdl.handle.net/10258/159

多重極限下における電気抵抗測定による 強相関電子系反強磁性体の研究

関根ちひろ^{*1}, 木方 邦宏^{*1}, 稲場 匡^{*1}, 富樫 孝裕^{*1}, 城谷 一民^{*1}, 本間 徹生^{*2}

Study of Electrical Resistivity on Strongly Correlated Electron Antiferromagnet at Low Temperature, High Pressure and High Magnetic Field

Chihiro SEKINE, Kunihiro KIHOU, Tadashi INABA, Takahiro TOGASHI, Ichimin SHIROTANI and Testuo HONMA

(原稿受付日 平成11年5月10日 論文受理日 平成11年8月31日)

Abstract

The results of electrical resistivity measurements at low temperatures ($2\text{ K} \leq T \leq 300\text{ K}$), high pressures ($0 \leq P \leq 2\text{ GPa}$) and high magnetic fields ($0 \leq B \leq 7\text{ T}$) are reported on two strongly correlated electron antiferromagnets; local-moment type antiferromagnet UPd_2Si_2 and itinerant antiferromagnet $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$. The obtained temperature-pressure phase diagram of UPd_2Si_2 is explained by the axial-next-nearest-neighbor Ising (ANNNI) model. A strong dependence on pressure for the antiferromagnetic state of $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ is consistent with the transition in being due to a Fermi-surface instability.

Keywords : Electrical resistivity, High pressure, Low temperature, Antiferromagnetism

1. はじめに

強相関電子系とは物質中の電子の間に働く相互作用が物理現象の本質に重要な役割を果たしている系である。強相関電子系物質は、従来のBCS理論の枠内では説明のつかない新しいタイプの超伝導（非BCS超伝導）、低温領域で有効質量が自由電子の100倍から1000倍にもおよび大きな準粒子を形成している「重い電子系」など、特異な物性を示すことが知られており、現在、精力的に研究されている。強相関電子系は物質によって、さまざまな基底状態が実現する。低温まで正常金属相のままで何の相転移も示さないもの、磁気秩序、四極子秩序、電荷秩序、超伝導など多彩である。代表的な強相関電子系物質にはセリウム、イッテルビウムなどの4f電子を持つ希

土類元素やウランなどの5f電子を持つアクチノイド元素を含む金属間化合物（これらはf電子系と呼ばれている）やTTF-TCNQ、TMTSF塩などの低次元有機導体などがある。この強相関電子系の物性を明らかにするための実験手段の一つとして高圧下における物性測定がある。系を記述するハミルトニアンのあるパラメータを変化させたとき、基底状態において起きる相転移を一般に量子相転移という。圧力を加えることによって、系を特徴付ける特性パラメータを変化させ、磁性体における秩序-無秩序転移、金属における正常相-超伝導相などの量子相転移を誘起させることが可能である。さらに、量子臨界点に近い状態に圧力をコントロールすることにより、スピンの臨界揺らぎが支配した特異な物性（非フェルミ液体状態）が観測されるなど興味深い。このように、高圧下の実験は非常に多くの情報を得ることができる有効な実験手段であるが、その技術的困難さから、一部の強相関電子系物質を除いてほとんど研究されていないのが現状である。

*1 電気電子工学科

*2 日本原子力研究所

本研究では、低温、高圧、強磁場という多重極限環境下において、電気抵抗、ホール効果等の物理量をできるだけ常圧力下と変わらぬ精度で測定できる装置（多重極限装置）を用い、強相関電子系物質の二つの反強磁性体 UPd_2Si_2 及び $Ce(Ru_{0.85}Rh_{0.15})_2Si_2$ について多重極限環境下における電気抵抗測定を行ったので、その成果を報告する。

2. 実験

2.1 試料作成

強相関電子系化合物 UPd_2Si_2 及び $Ce(Ru_{0.85}Rh_{0.15})_2Si_2$ の単結晶試料はそれぞれ北海道大学理学部、大阪大学理学部においてトリアーク炉を用いて Czochralsky 法で育成された。これらの化合物の結晶構造はともに体心正方晶 $ThCr_2Si_2$ 型である（図1）。各元素の層が、積み重なった層状構造を持っている。電気抵抗測定用試料は放電加工機を用いて c 軸方向、a 軸方向に切り出したものを用いた。典型的な試料の大きさは、 $0.3 \times 0.5 \times 4$ mm 程度である。

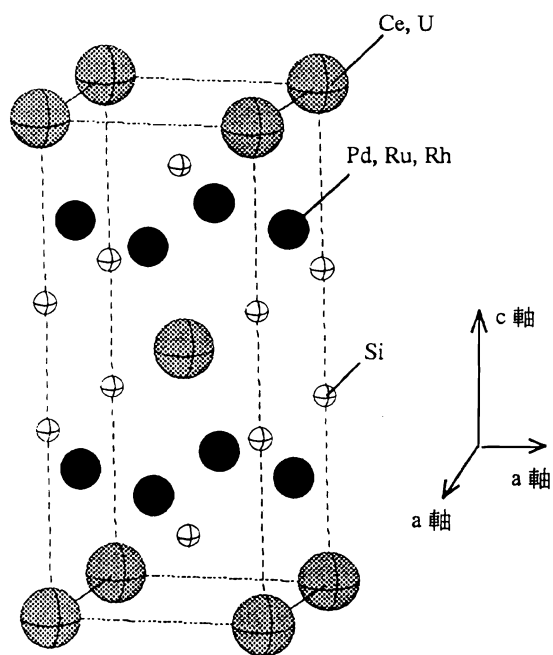


図1 UPd_2Si_2 、 $Ce(Ru_{0.85}Rh_{0.15})_2Si_2$ の結晶構造

2.2 多重極限装置概略

多重極限装置は温度、圧力、磁場を制御し、低温、高圧、強磁場という多重極限環境下での物性測定を行う

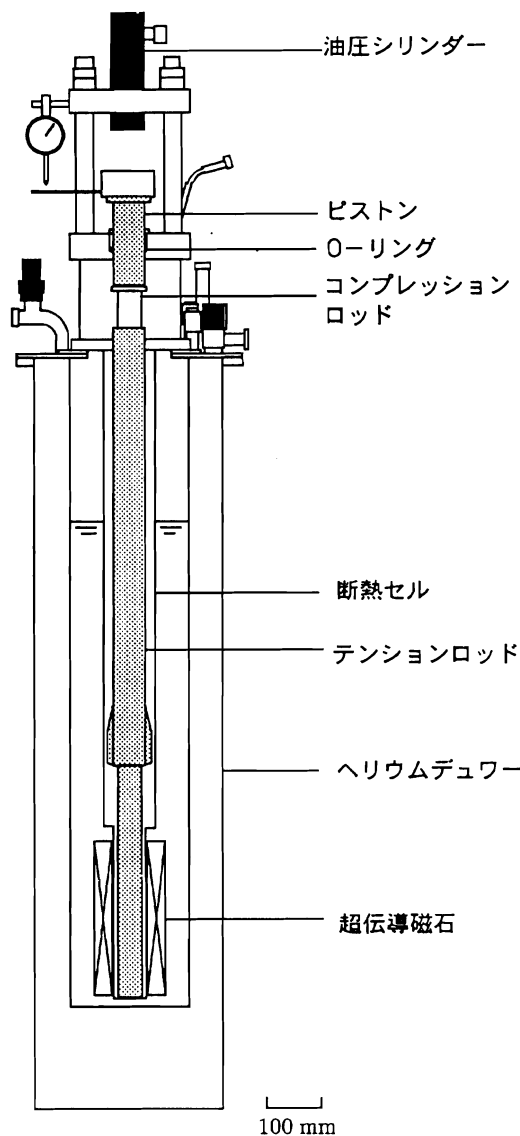


図2 装置本体概略図

ことを目的として開発した装置である。図2に装置本体の概略図を示す。この装置は Swenson 型の変加圧式高圧発生装置を基に改良を加えたものである⁽¹⁾⁽²⁾。

圧力発生には静水圧性の高いピストンシリンダー方式を用いている。主要部分は 20 トン油圧シリンダー、ステンレス製ピストン、圧力伝達棒（コンプレッションロッド）、圧力を保持するためのステンレス製厚肉円筒（テンションロッド）、タンガステンカーバイド（WC）製ピストン（図3）、BeCu 製圧力セル（図3）から構成される。圧力は油圧シリンダーにより加えられた荷重をコンプレッションロッドを通して圧力セルに伝達することにより発生させ、発生荷重はテンションロッドで保持される。圧力セル内の圧力はシリンダー

内の油圧をコントロールすることにより常に一定に保持することができる。クランプ型の圧力セルでは温度を下げた時、体積の減少にともなう圧力の低下は避けられない。しかし、本装置は温度が変化しても、圧力は精密に保持され、特に圧力に敏感な強相関電子系物質の測定には適していると考えられる。試料部を低温に保つためコンプレッションロッドには断熱性に優れ、強度の大きいFRP樹脂を使用している。

測定可能な温度範囲は2 K ~ 300 K、圧力範囲は常圧から8 mmφのピストンシリンダーを用いた場合、静水圧で最大2 GPaまでの測定が可能となる。磁場範囲は超伝導磁石の使用により高圧下において最大9 Tの磁場印加が可能である。装置の詳細は文献(3)を参照。

2.3 ピストンシリンダー型高圧装置

本実験で使用した8 mmφのピストンシリンダー型高圧装置の断面図を図3に示す。圧力セルはタングステンカーバイド(WC)製ピストン、BeCu製シリンダー、フッ素樹脂製セル、キャップ(真ちゅう)、ヘッド(WC)等から構成される。油圧シリンダーの圧力はコンプレッションロッドを介し、WCピストンに伝わり試料に圧力がかかる。Cuシーリングリングはフッ素樹脂製セルが高圧で流れることによる圧力媒体のものを防ぐためのものである。圧力媒体にはフロリナート(FC70とFC77の1:1の混合液、住友スリーエム社製)を使用した。電気抵抗などを測定するためのリード線はキャップに開けられた穴から取り出し、穴をエポキシ樹脂でシールすることで圧力を保持する。試料の温度計測はフッ素樹脂製セル内に入れた金鉄-クロメル熱電対を使用した。また、モニター用温度計として、シリンダーにとりつけた白金抵抗温度計、酸化ルテニウム温度計を用いた。温度制御にはシリンダーに取り付けた、金鉄-クロメル熱電対とマンガニヒーターを用いた。

圧力セル内に発生する圧力は原理的にはピストンに加えた荷重を圧力セルの断面積で割ることにより知ることができるが、実際はピストンとシリンダー間の摩擦やシリンダーの変形などにより計算どおりの圧力が発生しない場合がある。そこで、加えた荷重と実際に圧力セル内に発生している圧力の関係を調べておく必要がある。圧力定点として二つの構造相転移を起こす、 NH_4F を用いて校正した⁽¹⁾。

2.4 電気抵抗測定

電気抵抗測定は直流4端子法で行った。試料に取り付

けるリード線は25~50 μmの金線を用い、銀ペースト又は金ペーストで接着した。図4(a)に一般的なサンプリング方法を示す。短冊型の薬包紙は金線に力が加わり金ペーストがはがれるのを保護するためのものである。図4(b)は結晶軸と磁場印可方向を合わせるために用いた方法である。試料に接着した金線と高圧セルの中から常圧に取り出す銅のリード線はインジウムを用いて半田付けを行った。

また、小さな試料を測定するために図5のような電極のパターンをプリントした基盤を用いた。

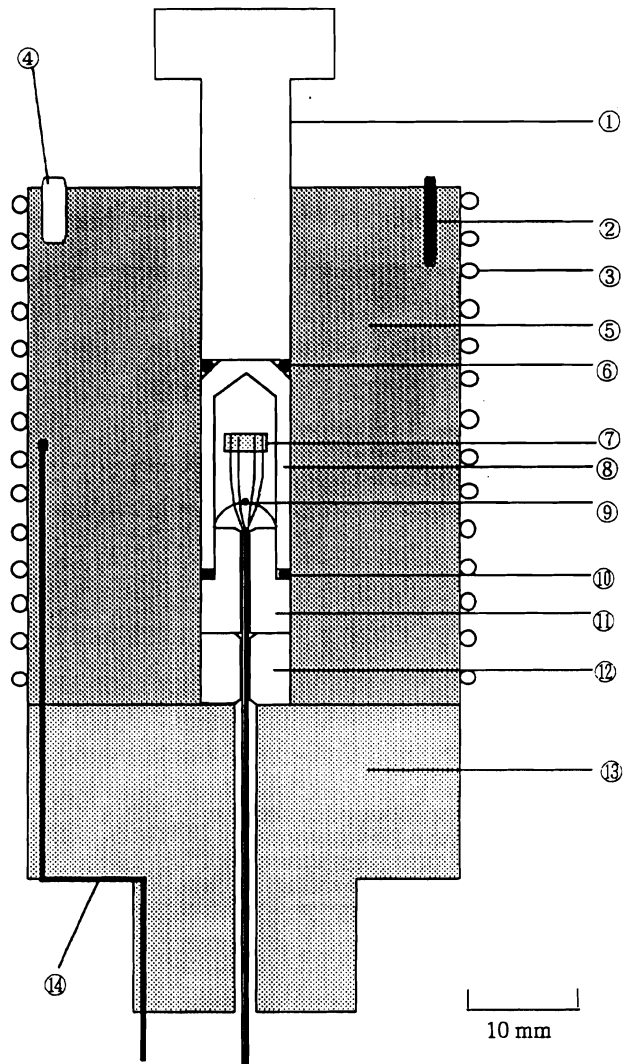


図3 ピストンシリンダー型高圧セル(8 mmφ)

- ①ピストン(WC)、②白金抵抗温度計、③マンガニヒーター、④酸化ルテニウム温度計、⑤シリンダー(BeCu)、⑥、⑩シーリングリング(Cu)、⑦試料、⑧フッ素樹脂製セル、⑨、⑭金鉄-クロメル熱電対、⑪キャップ(真ちゅう)、⑫ヘッド(WC)、⑬台座(BeCu)

3 実験結果と考察

3.1 UPd_2Si_2

体心正方晶 $ThCr_2Si_2$ 型の結晶構造を持つ三元系ウラン化合物 UT_2Si_2 (T =遷移金属) は、長距離的な強い Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) 相互作用を持ち、また、 c 軸方向に大きな磁気異方性を持っている。これらの相互作用により、多彩な磁気基底状態を示すことから近年、特に注目されている物質群である。この中には、低温で超伝導と反強磁性秩序が共存する重い電子系化合物 URu_2Si_2 も含まれている⁽⁴⁾。

UPd_2Si_2 は約 $2 \mu_B/U$ の比較的大きな磁気モーメントを持ち、複雑な磁気相図を示すことからウランの局在モーメント間の相互作用を調べる上で適当な物質と考えられている。 UPd_2Si_2 は常圧下の比熱、電気抵抗、磁化率の測定から $T_{N_b}=133$ K と $T_{N_l}=110$ K に二つの連続する相転移が観測されている⁽⁵⁾。これらの転移は異なる反強磁性相への転移と考えられ、磁気構造は中性子散乱の実験から T_{N_b} 以下で結晶格子と非整合な磁気構造 (IC) をとり、さらに T_{N_l} 以下で整合なタイプ 1 の反強磁性構造 ($\langle 1 \rangle$) に転移することが報告されている⁽⁶⁾。そこで、これら二つの磁気相転移に及ぼす圧力効果と圧力誘起による新たな磁気秩序相の出現の有無を調べるために、温度範囲 2 K $< T < 300$ K、圧力 1.6 GPa までの電気抵抗及び磁気抵抗測定を行った。

測定結果の一部は参考文献(3)で報告しているが、新たな解析も含めてもう一度詳しく報告する。図6は

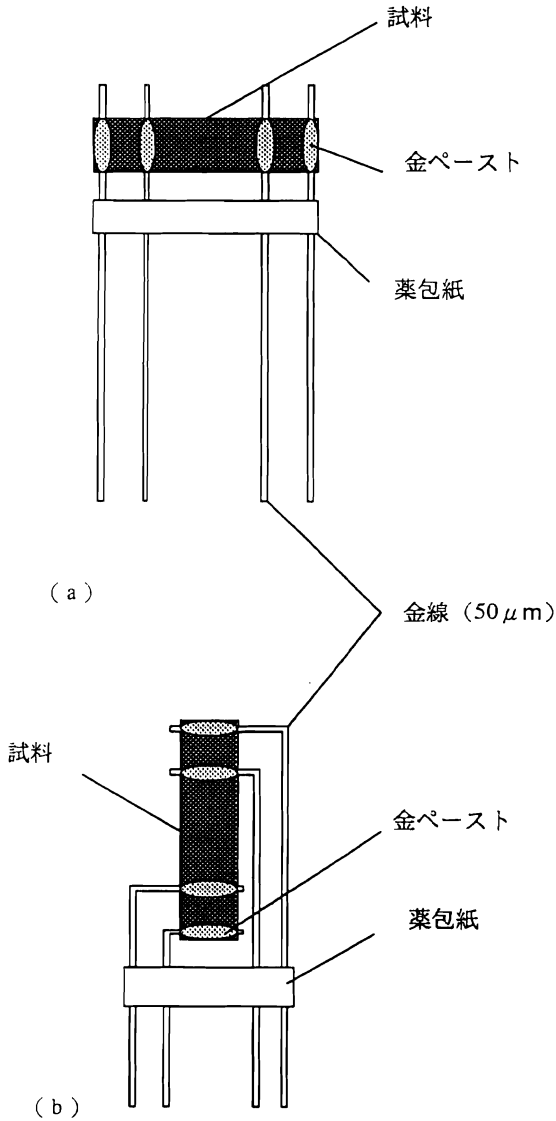


図4 高圧セルの中の試料配置

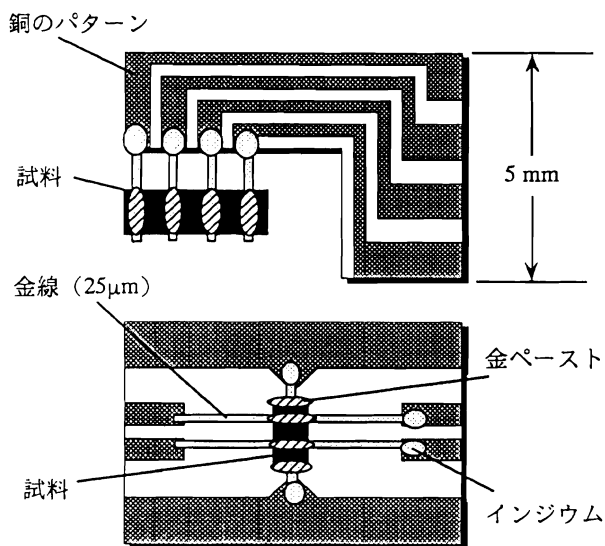


図5 基盤を用いた試料配置

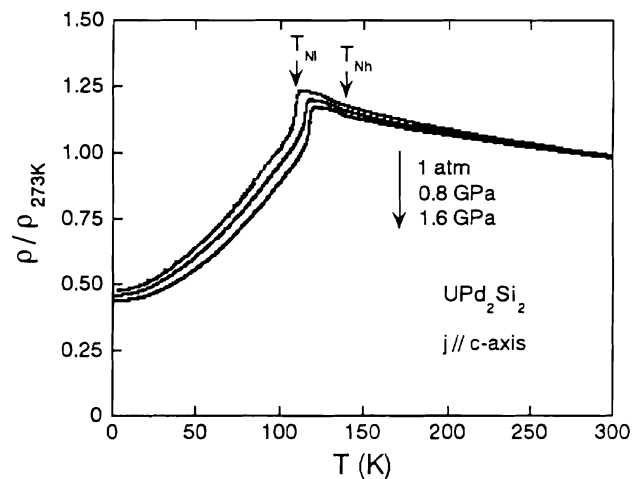


図6 各圧力における UPd_2Si_2 の電気抵抗の温度依存性 (電流方向は c 軸に平行、圧力は上から常圧、0.8 GPa、1.6 GPa)

UPd₂Si₂の常圧、0.8 GPa、1.6 GPaにおけるc軸方向の電気抵抗の温度依存性を示したものである。電気抵抗は273 Kの値で規格化してある。二つの反強磁性転移に伴い電気抵抗にはっきりとした異常が見られる。圧力増加とともにT_{N1}は高温側にシフトし、一方、T_{Nb}はほとんど変化していない。また、1.6 GPaまでの圧力では圧力誘起の新しい磁気秩序相は観測されなかった。さらに、各圧力において7 Tまでの磁気抵抗測定を行ったが、新しい磁気秩序相の出現による異常は観測されなかった。

二つの磁気転移の圧力効果を詳しく見るために、図7(a)、(b)にUPd₂Si₂のa軸方向及びc軸方向に電流を流したときの各圧力における磁気転移温度近傍の電気抵抗の温度変化を示す。各電気抵抗は273 Kの値で規格化してある。a軸、c軸ともT_{Nb}、T_{N1}で異常が観測された。圧力増加にともないT_{N1}における転移は~6.1 K/GPaの割合で高温側にシフトし、対照的にT_{Nb}における転移は圧力でほとんど変化しない。図8にa軸方向、c軸方向の電気抵抗の異常から決定した圧力-温度相図を示す。

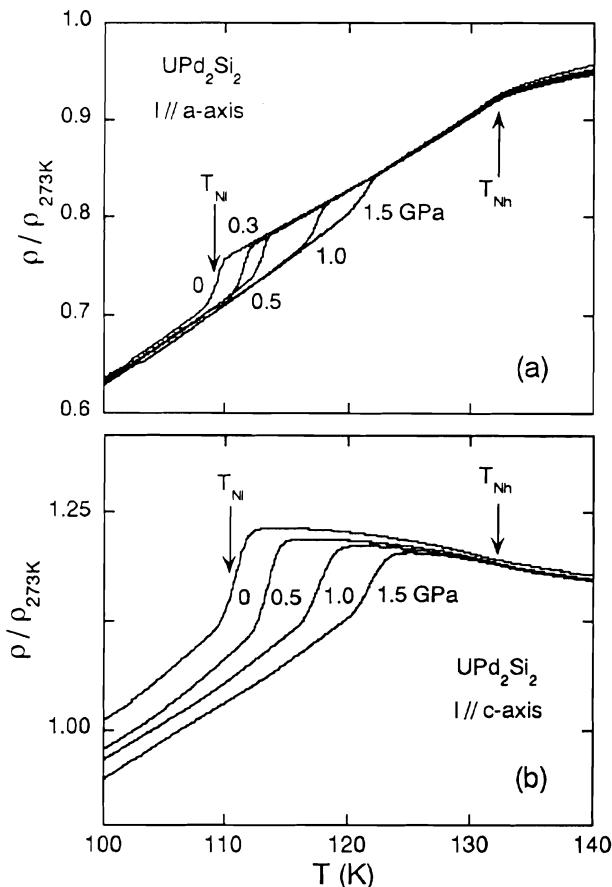


図7 UPd₂Si₂の各圧力における転移点近傍の電気抵抗の温度依存性（電流方向は(a) a軸方向 (b) c軸方向に平行)

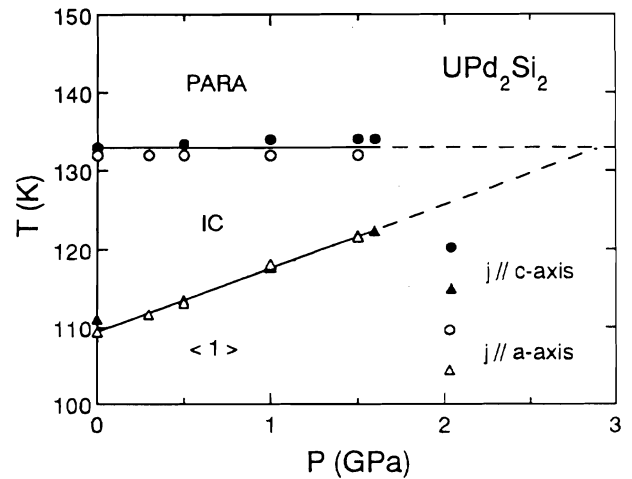


図8 UPd₂Si₂の圧力-温度相図（図中の記号はPARAは常磁性相、ICは非整合反強磁性相、<1>はタイプ1の反強磁性相）

1.6 GPa以上は、それぞれの転移温度の圧力依存性を直線的に外挿したものである。二つの転移点は~3 GPa、~133 K付近で一致し、中間相の非整合相(IC)が消失し、常磁性相(PARA)から直接、タイプ1の反強磁性相(<1>)への転移が起こることが予想される。

UPd₂Si₂の強磁場実験によって決定された磁場-温度相図は、この系をUイオン間の相互作用が競合するIsing系として扱う、axial-next-nearest-neighbor Ising (ANNNI)モデルを適用することにより、よく説明されている⁽⁵⁾。そこで同様に、この系の磁気転移の圧力効果をANNNIモデルを用いて考察する。一般に圧力の増加にともない、原子間距離は小さくなり、Uイオン間の相互作用は変化する。この系における相互作用の起源としてはRKKY相互作用が考えられる。この相互作用は距離の関数で大きさと符号を変化させるため、Uイオン間距離の変化により磁気構造も変化することが予想される。ここで、UPd₂Si₂のUの5fモーメント間の相互作用を記述するモデルとして以下のように仮定する。それぞれのスピンは正方晶のc軸に対してIsing(S=±1/2)的であるとする。この系の相互作用としてc面内の相互作用J₀を強磁性的であるとする。また、低温でタイプ1の反強磁性が安定化することからc面間の第一近接相互作用(J₁)を反強磁性的、揺らぎの効果として第二近接相互作用(J₂)を反強磁性的、第三近接相互作用(J₃)を強磁性的であるとする。J₀とJ₃を一定としたときの、J₁とJ₂の競合比κ=(J₂/J₁)と転移温度の相図(図9)がSelkeにより与えられている⁽⁷⁾。圧力-温度相図はこのκ-T相図に対応すると考えられる。つまり、圧力増加にともない、c面間の距離が小さくなり、κ=(J₂/J₁)が小さくなり、図9の相図中のL点(Lifshitz点)に達すると考えると説明できる。

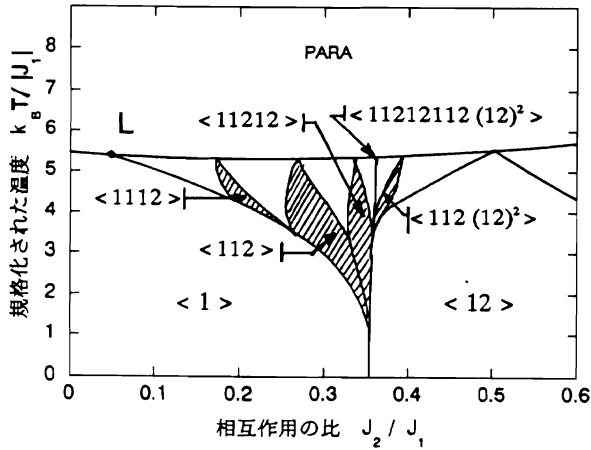


図9 ANNNIモデルによる相図（おもな整合相のいくつかを示している、図中の記号は配列の仕方を表す）

今後は、実際に T_{N1} 、 T_{N2} における二つの転移が 3 GPa 付近で一致することの確認、及び、さらに高压での新たな磁気秩序相の有無の確認等が課題であるが、現在の装置では 2 GPa までの測定が限界であり、測定法を含めた装置の改良が必要となる。

3.2 $Ce(Ru_{0.85}Rh_{0.15})_2Si_2$

典型的重い電子系化合物である $CeRu_2Si_2$ は 20 mK の低温まで磁気秩序を示さず、常磁性状態のままであるが、低温、強磁場でメタ磁性的な磁化過程を示すことから注目され、これまで多くの研究が行われている⁽⁸⁾。各サイトの元素置換の研究も行われており、興味深い結果が

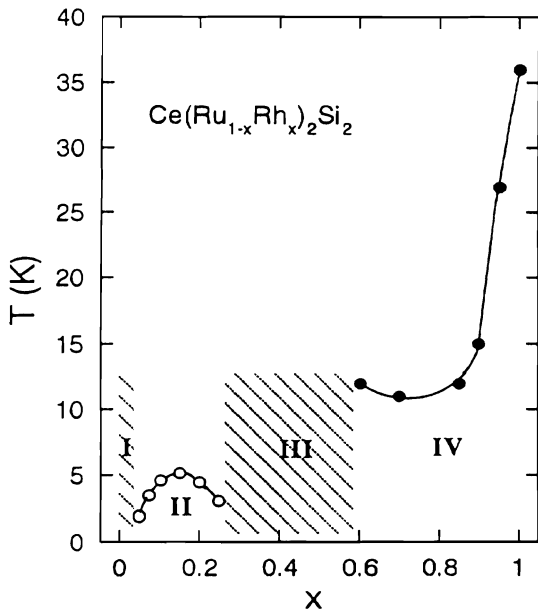


図10 $Ce(Ru_{1-x}Rh_x)_2Si_2$ の x - T 相図

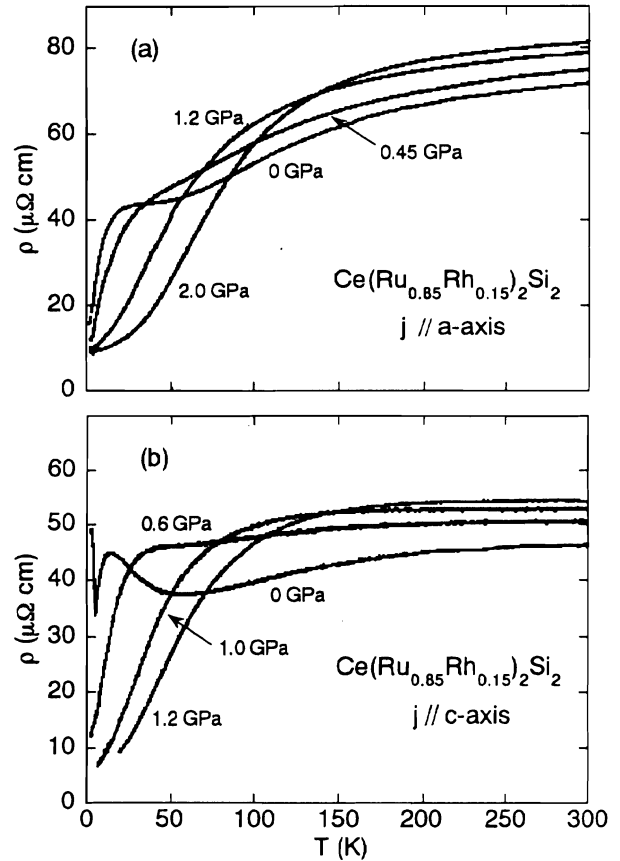


図11 $Ce(Ru_{0.85}Rh_{0.15})_2Si_2$ の各圧力における電気抵抗の温度依存性（電流方向は (a) a 軸方向 (b) c 軸方向）

得られている。図10にRuサイトをRhで置換した系 $Ce(Ru_{1-x}Rh_x)_2Si_2$ の x - T 相図を示す⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。擬三元系化合物 $Ce(Ru_{1-x}Rh_x)_2Si_2$ はRh濃度 (x)、磁場、圧力を変化させることで、重い電子状態 (I相)、非フェルミ液体 (III相)⁽¹¹⁾⁽¹²⁾、局在型反強磁性 ($x > 0.5$, IV相)⁽¹⁰⁾、超伝導 ($x=1$, 高压下)⁽¹³⁾ などといった多彩な物性を示す。さらに、Rh低濃度側 ($0.05 < x < 0.3$, II相) では弱い反強磁性磁気秩序を示すことが明らかとなった⁽⁹⁾。反強磁性転移温度 (T_N) は、 $x = 0.15$ のとき最大値 5.5 K をとる。 $x = 0.15$ に関する中性子散乱実験によると、この反強磁性相は波数ベクトル $\tau = (0, 0, 0.42)$ の非整合サイン波構造であり、磁気モーメントの振幅はc軸方向に $0.65 \mu_B / Ce$ の大きさである⁽¹⁰⁾。常圧の電気抵抗の測定ではc軸方向の電気抵抗に転移点以下でスピン密度波 (SDW) 転移を示すと考えられている金属クロムで見られるような異常が観測された⁽¹⁴⁾。金属クロムのSDW相の研究において圧力実験は強力な実験手段であった⁽¹⁵⁾。そこで、この系の反強磁性相の性質を調べるために高压下における電気抵抗測定を行った。

図11はそれぞれc軸方向、a軸方向に切り出した試料

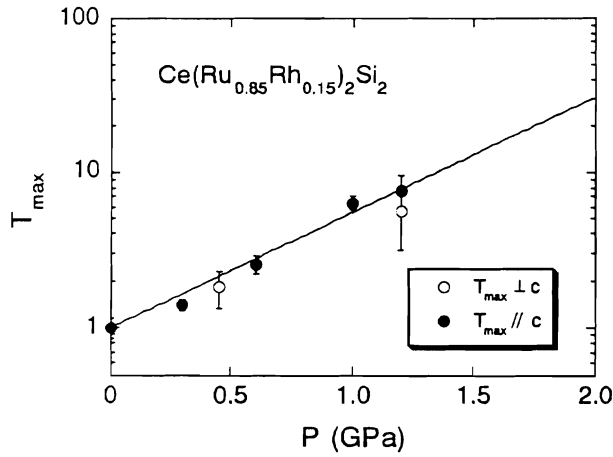


図12 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の電気抵抗の T_{max} (最大値あるいは肩を示す温度、常圧の値で規格化してある) の圧力依存性 (直線は CeRu_2Si_2 のグリューナイゼン定数 $\Gamma = \partial \ln E^* / \partial P = 171 \text{ Mbar}^{-1}$ を示したもの)

についての2 GPaまでの各圧力における電気抵抗の温度依存性である。それぞれの軸方向の電気抵抗は非常に異方的である。常圧では20 K付近に肩が見られる。これは近藤効果によるものと考えられる。この肩は圧力増加とともにブロードになりながら高温側にシフトしていく。これは近藤温度が圧力によって上昇しているものと解釈できる。同様の振舞は CeRu_2Si_2 においても観測されている。

図12は電気抵抗の最大値あるいは肩を示す温度 (T_{max}) を圧力の関数で示したものである。直線は CeRu_2Si_2 の同様な測定⁽¹⁶⁾ から求められた特性エネルギー E^* (この場合近藤温度に相当すると考えられる) の圧力変化 $\Gamma = \partial \ln E^* / \partial P = 171 \text{ Mbar}^{-1}$ を示したものである。 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$

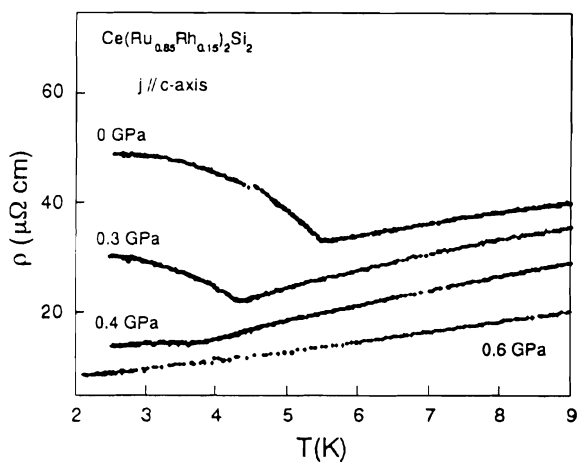


図13 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の転移温度付近の各圧力下での c 軸方向の電気抵抗の温度依存性

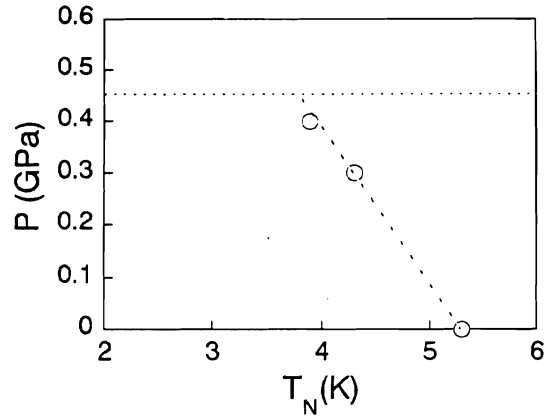


図14 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の圧力に対する転移温度の変化

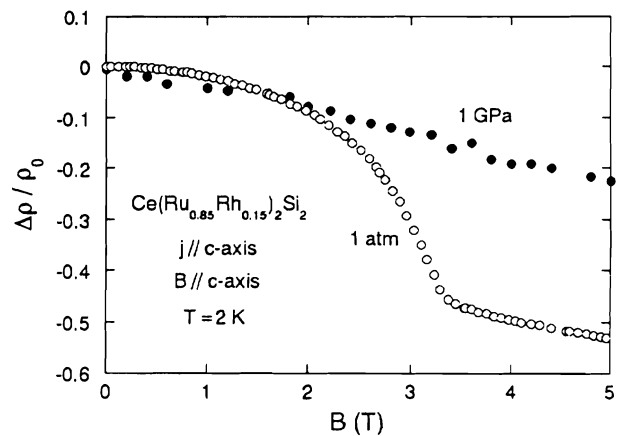


図15 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の2 Kにおける常圧および1 GPaの磁気抵抗効果 (電流、磁場方向はともにc軸方向)

の近藤温度の圧力による変化の割合 (グリューナイゼン定数) は CeRu_2Si_2 とほとんど同じであることがわかる。

図13は転移温度近傍の電気抵抗の圧力依存性である。転移点は圧力増加とともに低温側にシフトし、0.4から0.6 GPaの間で消失していると思われる。図14は転移温度の圧力依存性である。転移温度は直線的に圧力とともに低下している。点線は $(dT_N/dP)_{P \rightarrow 0} = -3.9 \text{ K/GPa}$ の傾きを表したものである。図15は2 Kにおける常圧および1 GPa加圧したときの磁気抵抗効果である。零磁場の値 ρ_0 からの変化分 $\Delta\rho = \rho(B) - \rho_0$ を示している。電流、磁場方向はともにc軸方向である。常圧では磁場増加とともに電気抵抗は特徴的な曲線を描き減少し、3.2 T付近で折れ曲がりが見える。この異常は磁場による反強磁性相から常磁性相への転移に対応していると考えられる。1 GPaでは、このような異常は観測されず、この圧力では反強磁性相は消失しているものと考えられる。

$\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の反強磁性相の性質を考察するため、スピン密度波 (SDW) 転移を示すと考えられている他の物

表1 スピン密度波 (SDW) 転移を示す物質の各パラメータ

	Cr ⁽¹⁵⁾	YbBiPt ⁽¹⁷⁾	Ce(Ru _{0.85} Rh _{0.15}) ₂ Si ₂
結晶構造	体心立方晶	面心立方晶	体心正方晶
T _N (K)	311	0.4	5.5
(dT _N /dP) _{P→0} (K/GPa)	-0.55	-0.0014	-0.039
(dT _N /dP) / T _N	-0.0016	-0.0035	-0.0071

質と圧力依存性の比較を行う。表1はSDW転移を示す典型物質Cr⁽¹⁵⁾、重い電子系化合物 YbBiPt⁽¹⁷⁾の各パラメータをCe(Ru_{0.85}Rh_{0.15})₂Si₂の値と一緒に示したものである。エネルギースケールを同じにするため、T_Nで規格化した圧力依存性((dT_N/dP)/T_N)で比較すると、Ce(Ru_{0.85}Rh_{0.15})₂Si₂の転移温度は圧力に対して最も敏感であることがわかる。このような圧力に敏感な変化は、この転移がSDWのようなフェルミ面の不安定性に起因したものであることを強く示唆する結果である。

SDW転移を示す低次元有機導体(TMTSF)₂PF₆の圧力-温度相図では圧力増加とともにSDW転移温度は低下し、圧力が1 GPa以上になると、SDW状態にとってかわり超伝導状態が出現する⁽¹⁸⁾。Ce(Ru_{0.85}Rh_{0.15})₂Si₂の今回の測定範囲では圧力誘起の超伝導相は見つからなかった。しかし、さらに2 K以下の温度範囲を調べることで超伝導相が見つかる可能性は高いと思われる。また、この系の反強磁性相が壊れる臨界圧力において非フェルミ液体的な振舞が観測されるか否かも興味深い問題であり、さらに詳しい研究が必要である。

4 まとめ

本研究では、低温、高圧、強磁場という多重極限環境下において、物性測定を精密に行える装置(多重極限装置)を用いて、強相関電子系化合物 UPd₂Si₂及びCe(Ru_{0.85}Rh_{0.15})₂Si₂の多重極限環境下における電気抵抗測定を行った。本研究により、局在型反強磁性体 UPd₂Si₂の二つの磁気転移点の圧力依存性を調べ、初めてこの物質の圧力-温度相図を得た。さらに、定性的にはこの相図はANNNIモデルを用いて説明できることを示した。また、遍歴型反強磁性体Ce(Ru_{0.85}Rh_{0.15})₂Si₂の転移温度の圧力依存性から、この系の磁気秩序状態がスピン密度波(SDW)状態であることを強く示唆する結果を得た。

このように多重極限装置を用いた低温、高圧、強磁場下における電気抵抗測定は、反強磁性転移などの磁性、

超伝導等の電子物性を調べるための強力な手段であると考えられる。今後の課題としては、さらに高い圧力での測定を可能にすること、電気抵抗以外の物理量、特に磁性体、超伝導体の研究に欠かせない磁化率の測定法を確立することである。さらに、ホール係数、熱膨張係数や磁歪などの測定も可能であり、基礎研究だけでなく電気電子材料の物性評価などの応用にも使用でき、多重極限装置の利用は今後大いなる発展が期待できる。

謝 辞

本研究を遂行するに当たり、Ce(Ru_{0.85}Rh_{0.15})₂Si₂の純良単結晶試料を提供して頂いた大阪大学理学部の大貫惇睦先生ならびに強相関電子系全般の物理について、いろいろな教えを受けた本学材料物性工学科の村山茂幸先生に深く感謝する。

参考文献

- (1) R.I. Beecroft and C.A. Swenson, J. Appl. Phys. **30** (1959) 793.
- (2) G. Oomi, T. Kagayama and Y. Uwatoko, Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) Suppl. 31-1, 349.
- (3) 関根ちひろ, 清水学志, 城谷一民, 巨海玄道, 室蘭工業大学紀要, 第47号 (1997) 73.
- (4) C. Broholm, J.K. Kjems, W.J.L. Buyers, P. Matthews, T.T.M. Palstra, A.A. Menovsky and J.A. Mydosh, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1464.
- (5) T. Honma, H. Amitsuka, T. Sakakibara, K. Sugiyama and M. Date, Physica B **186-188** (1993) 684.
- (6) B. Shemirani, H. Lin, M. F. Collins, C. V. Stager, J. D. Garrett and W. J. L. Buyers, Phys. Rev. B **47** (1993) 8672.
- (7) W. Selke, Phys. Rep. **170** (1988) 213.
- (8) P. Haen, J. Flouquet, F. Lapierre, P. Lejay and

- G. Remenyi, *J. Low Temp. Phys.* **67** (1987) 391.
- (9) C. Sekine, T. Sakakibara, H. Amitsuka, Y. Miyako, T. Goto, *J. Phys. Soc. Japan* **61** (1992) 4536.
- (10) S. Kawarazaki, Y. Kobashi, J.A. Fernandez-Baca, S. Murayama, Y. Onuki and Y. Miyako, *Physica B* **206 & 207** (1995) 298.
- (11) T. Taniguchi, Y. Tabata, H. Tanabe, Y. Miyako, *Physica B* **230-232** (1997) 123.
- (12) T. Graf, J.D. Thompson, M.F. Hundley, R. Movshovich, Z. Fisk, D. Mandrus, R.A. Fisher, and N.E. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3769.
- (13) R. Movshovich, T. Graf, D. Mandrus, J.D. Thompson, J.L. Smith and Z. Fisk, *Phys. Rev. B* **53** (1996) 8241.
- (14) S. Murayama, C. Sekine, A. Yokoyanagi, K. Hoshi and Y. Onuki, *Phys. Rev. B* **56** (1997) 11092.
- (15) D.B. McWhan and T.M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 846.
- (16) J.M. Mignot, A. Ponchet, P. Haen, F. Lapierre and J. Flouquet, *Phys. Rev. B* **40** (1990) 10917.
- (17) R. Movshovich, A. Lacerda, P.C. Canfield, J.D. Thompson and Z. Fisk, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 492.
- (18) D. Jerome, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **79** (1982) 155.