



Title	1K以下の磁性研究
Author(s)	都, 福仁
Citation	大阪大学低温センターだより. 1995, 90, p. 11-15
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/9454
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

1 K以下の磁性研究

理学部 都 福仁 (内線5486)

これまで必要に応じて1 K以下の磁性研究を行ってきた。最近は益々この必要性が増大してきているようである。

スピングラス

ガラスのようなランダムな系では温度 T に比例した比熱が観測される。この性質はAnderson達により、エネルギーの2準位モデルで説明された[1]。温度 T に比例した比熱がスピングラスでも指摘されたが[2] スピングラスの磁気的なエネルギー(E)の状態密度が $E=0$ で有限なのか否か明らかでなかった。希薄合金CuMnのWenger達[3]の実験では有限温度で比熱がゼロになっている

る。この事は実験精度の問題なのかギャップの存在を示唆しているのかを調べるために希薄合金PtMnについて比熱の測定を行った(図1)[4]。今から見ると少し精度は悪いが、この実験からは温度に比例した比熱はスピングラスに本質的な物でない事が予想される。この問題はスピングラスの基底状態に関係した重要な研究であり、ハイゼンベルグ型、イジング型等それぞれについて研究する必要がある。しかし、その後、この問題について比熱測定による研究はあまりされていないようである。

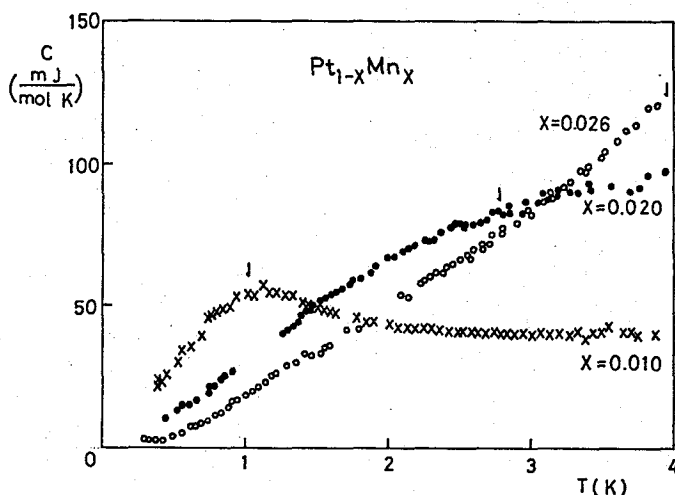


図1. 希薄合金 $Pt_{1-x}Mn_x$ の比熱。矢印は帯磁率のカスプで決めたスピンド結温度 T_{sg} 。

異方的スピングラス

62 ppmのMnを含むZnMnの単結晶の帯磁率をWassermann達[5]が測定しているのが目にとまった。1982年の磁気国際会議(ICM)の時に相談し共同研究することになった。

Znはhcp構造を持ちMnのスピントハミルトニアン結晶場定数 D は0.078 Kの大きさである。Znの単結晶は温度ブリッジマン法で容易に作れるが、不純物がなかなか入らない。不純物をいれようとする小さな単結晶しかできず、不純物濃度が一様でない。且つ、局所的なMn siteの結晶場の軸が巨視的な結晶軸と一致していないと、 $S_x S_z$ のようなcrosstermsが生じ、二段階の相転移は観測できない。ランダム系で逐次相転移を観測するにはこの点に注意して試料を作らなければならない。

修士1年として入学してきた横沢宏一君にしばらくつきあって試料の作り方を教えた。炉の温度勾配、温度の下げる速度など工夫すべき点を教えて彼に全て任せた。

丁度このとき、OrsayのAllouéの研究室で $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機を製作した経験のある村山茂幸君が私のグループに参加していた。彼の作った $^3\text{He}/^4\text{He}$ 希釈冷凍機を使用してWassermannが1994年に持参した260 ppm Mnを含むZnMn単結晶で研究を開始した。

初めはあまり期待していなかったが、c軸方向とc面内の交流帯磁率のカスプが異なる温度で観測され、1985年のサンフランシスコのICMで最初に発表した。その内に修士2年の学生になっていた横沢君が390 ppm, 600 ppmのMn濃度の大きなZnMn単結晶を作ること成功した。その交流帯磁率を図2に示す[6]。一軸性の結晶場(D)のあるスピングラスでは、 $D/J < 1$ ($J = \sqrt{J_{ij}^2}$)の時、二段階の相転移をする[7]。

最初、容易軸(c軸)方向のスピ成分が凍結し、次に垂直成分が凍結する。この研究は、何カ所かの研究室間で競争になっていたが結局、我々の観測が最初の物であった。

後に、イジング型の Fe_2TiO_5 単結晶を改良し、観測に成功している。しかし、Orsayで実験していた希土類金属系の試料では二段階の相転移の観測に成功しなかった。

図3は μSR の実験を解析した結果で μ^+ スピンの縦緩和時間とMnのランダム分布した凍結成分の温度依存性を表したものである[8]。思い出に残る研究である。

重い電子

1986年と1988年の夏にそれぞれ2カ月間ずつグルノーブルの低温研究所に滞在した。

1986年には、リエントラントスピングラス $\text{Rb}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Mn}$ 合金とか CeAg の構造相転移と磁気相転移につ

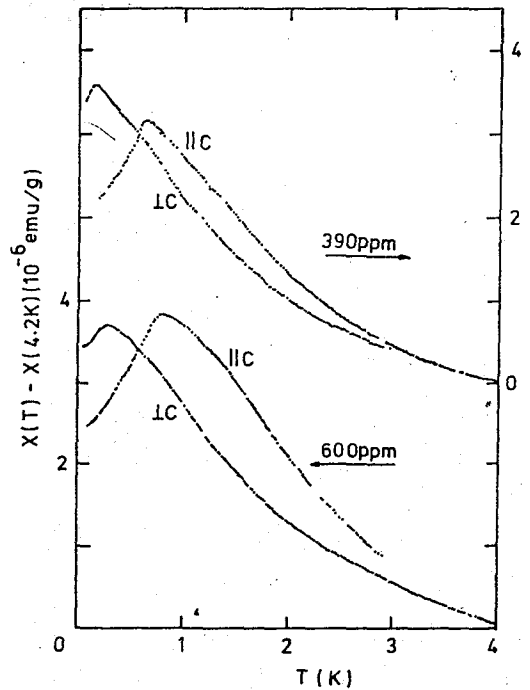


図2. 希薄合金ZnMn単結晶のc軸及びc面内の帯磁率。

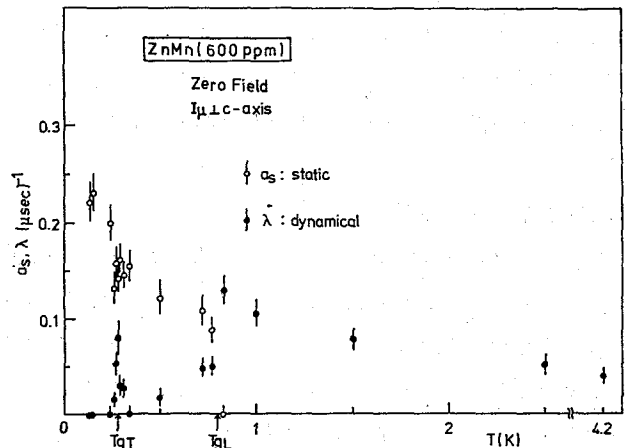


図3. μ^+ スピンの緩和率 λ と静的なスピ凍結成分 a_0 の温度変化。

いて研究した。このときの低温研究所の所長がFlouquet氏であり、 CeRu_2Si_2 の勉強をし、重い電子系の研究を始めることになった。 URu_2Si_2 は反強磁性と超伝導が共存する物質であり、磁性と超伝導との関係を調べることは興味あった。

図4に、RuをRhで一部置換したときの関係を示した[9]。 URu_2Si_2 の帯磁率、電気抵抗は約50 Kにpeakがあり、100 K以上の高温では不純物近藤状態で、約20 K以下ではFermi液体で近似される状態になっている。17.5

K(T_N)でフェルミ面の一部(約60%)にギャップを生じ反強磁性に相転移するがordered momentは $0.03 \mu_B$ と非常に小さい。 CePb_3 や、 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ のCe化合物では $T_N \sim 5$ Kでordered moment $0.6 \mu_B$ のSDW(スピン密度波)である。単に磁気的な交換相互作用の大きさが違うとするには差が大きすぎる。Ce化合物中のCeイオンは3価で4fが基底状態であり、近藤効果により低温で準粒子バンドの重い電子状態になっているとして理解される。図5は重い電子のSDWによるBragg散乱である。磁気波数ベクトル $q(0 \ 0 \ 0.42)$ と三倍の高周波成分 $3q$ の温度変化を示している。 T_N の約1/10の低温まで $3q$ 成分がなくitinerant electronsによるSDWであることを示している。

これに反して、U化合物の場合は、希土類金属の場合ほどf電子の局在性は良くなく5f電子の拡がり4f電子と3d電子の中間的な状態にある。また、f電子数も多く、Ceの場合ほど簡単ではない。

Uイオンの基底状態を調べるために、 $\text{U}_x\text{La}_{1-x}\text{Ru}_2\text{Si}_2$ ($x \sim 5\%$)の希薄合金の磁性を研究した。図6は

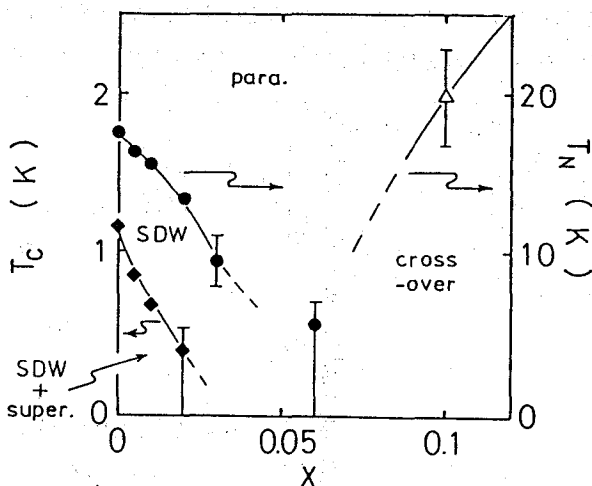


図4. $\text{U}(\text{Ru}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{Si}_2$ のSDW(T_N)及び超伝導(T_c)相転移温度のRh濃度変化。

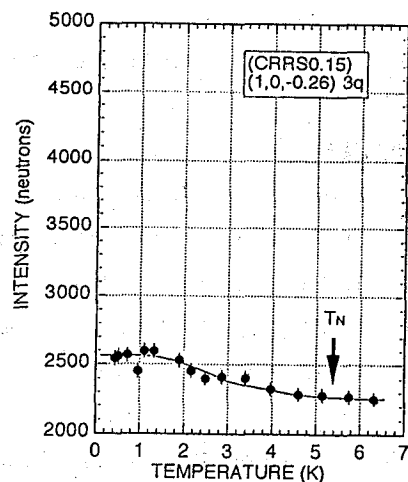
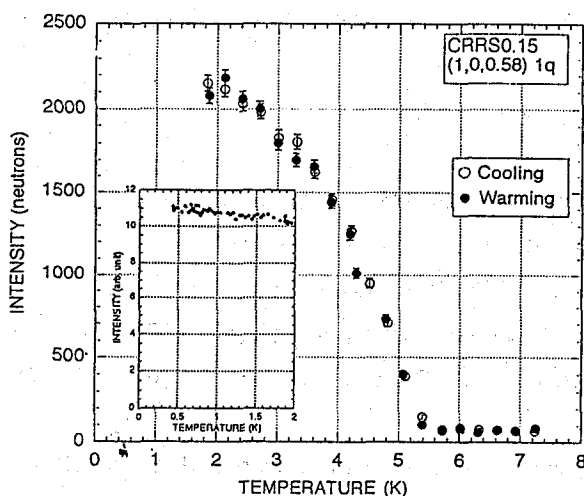


図5. $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ 単結晶のブラッグ散乱強度の温度変化。
1q及び3qは磁気波数ベクトルとその高調波成分。

$U_{0.95}La_{0.05}Ru_2Si_2$ 単結晶のc軸方向の帯磁率である。c軸方向の帯磁率は非常に小さく、温度変化しない。
 URu_2Si_2 同様、異方性が非常に大きくイジング型の磁性を示している [10]。

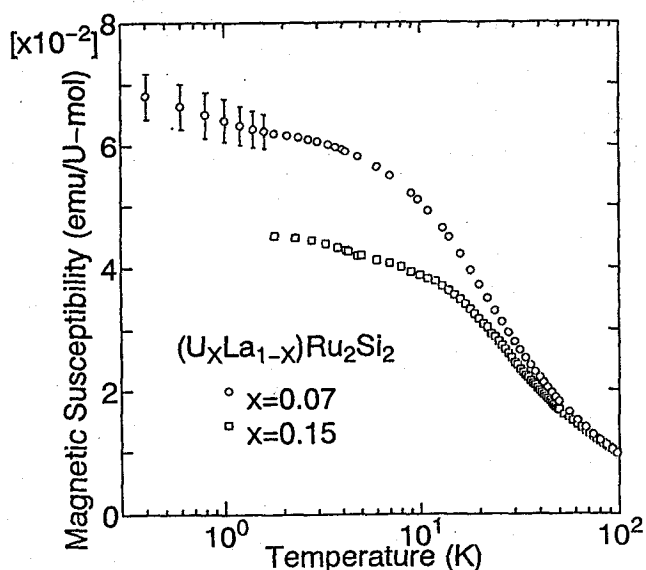


図6. $U_xLa_{1-x}Ru_2Si_2$ 単結晶のc軸方向の帯磁率の温度変化。

この帯磁率は低温で、図6のように一定値に近づく。比熱では25 K付近にpeakのあるSchottky型の異常がある。 $\gamma = C/T$ の値はUモル当たりによれば、 URu_2Si_2 の値とほぼ一致し、局所的な5f電子のモーメントのscreening効果があるように思える。 $T > 100$ Kの高温帯磁率に合うように U^{4+} ($J=4$)を仮定し、実験を説明しようとする、基底状態は2重縮退になり、1500 K上に励起状態があることになる。基底状態は、 $\langle G | J_z | G \rangle \neq 0, \langle G | J_x | G \rangle = \langle G | J_y | G \rangle = 0$ になりこのような単純な結晶場モデルでは近藤効果は生じない。最近議論されている、4重極近藤効果のような、電荷の多重極モーメントによるscreening効果として説明することも難しいように思える。しかし、実験は局所的screening効果を示しており、今後更に詳しい研究が必要になる。

参考文献

- [1] P.W.Anderson, B.I.Halperin and C.M.Varma, Phil.Mag. **25** (1972) 1
- [2] D.Sherrington and S.Kirkpatrick, Phys.Rev.Lett. **35** (1975) 1792
- [3] L.E.Wenger and P.H.Keesom, Phys.Rev.B **13** (1976) 4053
- [4] Y.Kimishima, M.Kobayashi, R.Seto and Y.Miyako, J.Phys.Soc.Jpn **43** (1977) 1577
- [5] H.Albrecht, E.F.Wassermann, F.T.Hedgcock and P.Monod, Phys.Rev.Lett. **48** (1982) 819
- [6] S.Murayama, K.Yokosawa, Y.Miyako and E.F.Wassermann, Phys.Rev.Lett. **57** (1986) 1785
- [7] D.M.Cragg and D.Sheerington, Phys.Rev.Lett. **49** (1982) 1190

- [8] S.Murayama,K.Yokosawa,Y.Miyako,T.Matsuzaki,K.Nagamine, T.Yamazaki and E.F.Wassermann, Solid State Commun. 61 (1987) 755.
- [9] H.Amitsuka,T.Sakakibara,Y.Miyako,K.Sugiyama, A.Yamagishi and M.Date, J.Magn.Mater. 90&91 (1990) 47.
- [10] K.Marumoto,T.Taniguchi,T.Takeuchi and Y.Miyako, Physica B. (1995) to be published.