

擬一次元磁性体の不純物及び磁場効果

阪大 基礎工 竹 田 和 義

小 池 智 之

長谷田 泰一郎

平均場近似では、擬一次元磁性体 ($J' \ll J$) の転移点 T_C は、錯内スピン相関距離 $\xi_{1d}(T)$ と $k_B T_C \simeq zJ' \cdot \xi_{1d}(T_C)$ の関係にある。 $k_B T/J \ll 1$ で $\xi_{1d}(T)$ の非常に延びる物質では、不純物の存在又は磁場の効果は、もろに $\xi_{1d}(T)$ に反映され、 T_C の急激な移行や、磁気比熱 $C_M(H, T)$ の形の変化などにも観測される。

(1) 不純物効果；不純物 (dilution) によって一般に T_C は、その系固有の臨界濃度をめがけて下降する (第 1 図)。三次元、二次元格子では、微量の不純物に対して、 T_C は図の原点近くをめがけ (ほぼ濃度に比例して) 下降するのに対し、擬一次元系では、上述の理由でより急激に下降する。実験例として、 $(\text{CH}_3)_3\text{NHCOC}\ell_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}-\text{Mn}$ 系 ($J'/J \simeq 10^{-2}$)¹⁾、DMMC-Cu 系 (10^{-3})²⁾、及び TMMC-Cu 系 (10^{-4}) をとりあげ報告する。

(2) 磁場効果；一般にネール点 T_N は磁場 H により下降する。擬一次元系でも、異方性の強い $(\text{CH}_3)_3\text{NHCOC}\ell_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ では、第 3, 4 図に示すように弱磁場下で $T_N(H)$ は H^2 に比例して下降し、さらに $H \geq H_C$ では、 $C_M(H, T)$ は、isolated Ising linear chain に対する計算値で再現できる。しかし最近擬一次元ハイゼンベルグ反強磁性体 (1d-H-AF) 物質で $T_N(H)$ の上昇する現象が観測されはじめ、理論的にもその可能性が指摘されている³⁾。第 5, 6 図に TMMC の単結晶磁場中比熱を示す。 $T_N(H)$ は、第 7 図に示すように、 $H \perp c$ -axis 方向では、NMR, proton- T_1 ⁴⁾ 等による観測と、同一傾向を示し上昇する。 $H // c$ -axis では、 $H \leq 10 \text{ kG}$ では、 H に linear に上昇する。現象論的には、 H により、 $\xi_{1d}(T)$ が延び、 $T_N(H)/T_N(0) \simeq \xi_{1d}(H)/\xi_{1d}(0)$ の上昇を導びくであろうことが理解できるが、定量的な議論は、スピン相関の磁場依存性に関する知識が要求される。

(3) 不純物を含む 1d-H-AF 系の磁場効果；我々は $T_N(H)$ の H による上昇を 1d-H-

AF系に一般的な特徴と考え、他の系でも観測しつつあるが⁶⁾、その原因は $\xi_{1d}(H)$ の延びにあると思われる。このことを実験的に確立するために Cu^{2+} 約0.5%を impurity として含む TMMC 単結晶磁場中比熱を測定した。この場合 ξ_{1d} の長さは、物理的に impurity で有限長に切断されていると考えられるので、 H がかけられても、もはや ξ_{1d} は延びようがなく、従って $T_N(H)$ も上昇しないはずである。結果は、第8図にみるように、 $H=0$ では、 Cu^{2+} 約0.5%のため T_N は、10%下った温度に、巾広い山を示すが、 $H=5, 10, 15, 20$ kG では、この山は、Pure systemとは対称的に、高温側へは移行せず(500 Gではむしろやや下る!)、低磁場で broad out する。 $C_p(H, T)$ が $C_p(0, T)$ より大きい点は Pure system の場合と同様である。理論的には、 $k_B T/J < 1$ に対し、同一 $k_B T/J$ に対し Heisenberg chainより X-Y chainの方が $C_p(0, T)$ が大きくなる($s=1/2$ or 1)ことを考えあわせると、磁場下で実効的にスピン空間の次元数が $3 \rightarrow 2$ と変わる可能性があると思われる。

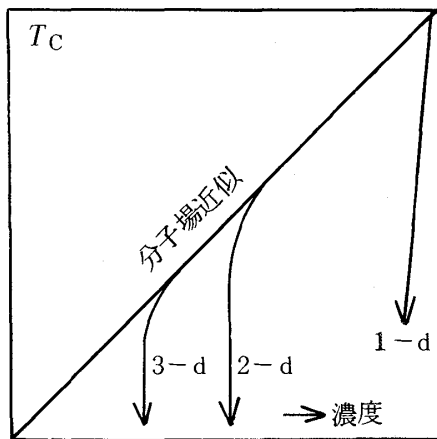


図1. T_C の濃度依存性と次元数

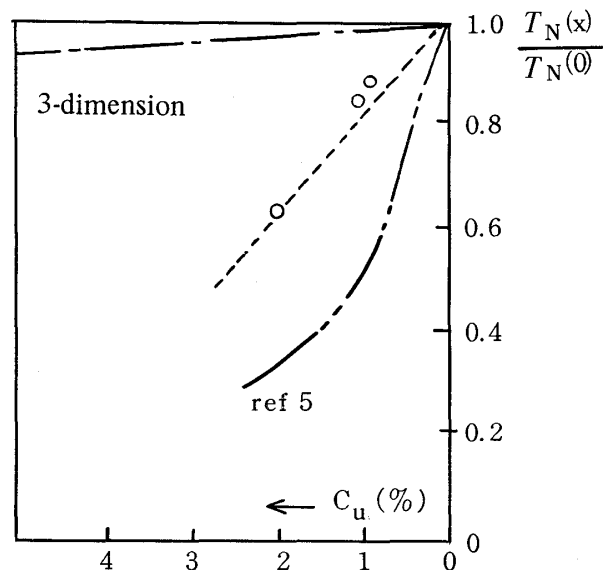


図2. DMMC(○)及び TMMC (……) の T_N の不純物(Cu^{2+})依存性
(---は $J_{\text{Mn} \sim \text{IMP}} \equiv 0$ とした理論値⁵⁾($J'/J \simeq 10^{-4}$))

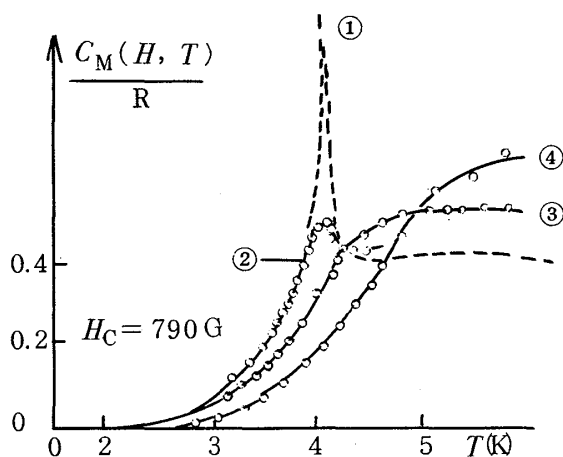


図 3. $(\text{CH}_3)_3\text{NHCocl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ($J'/J \approx 10^{-2}$) の $C_M(H, T)$

① $H/H_C = 0$, ② 0.78 ③ 1.10
④ 2.31。

実線は, $g_c = 6.42$, $J/k_B = 14\text{ K}$
とした理論値。

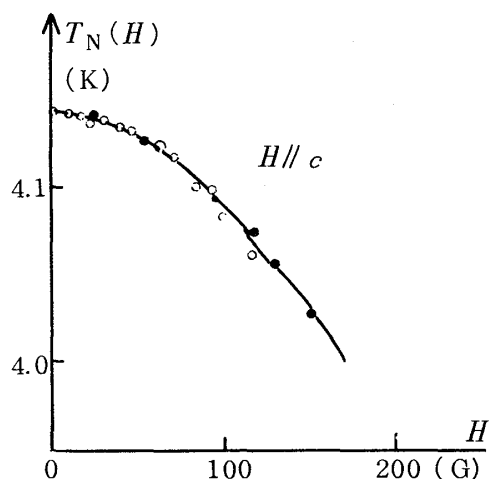


図 4. $(\text{CH}_3)_3\text{NHCocl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$
の $T_N(H)$

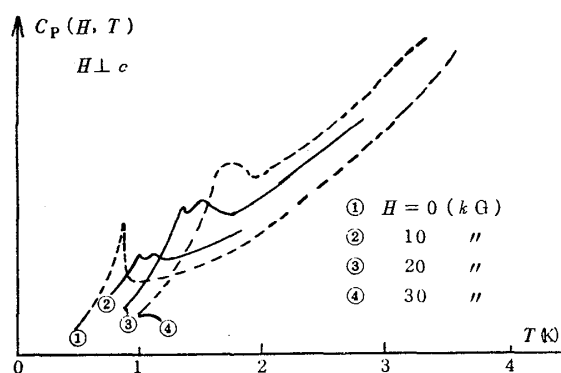


図 5. TMMC pure

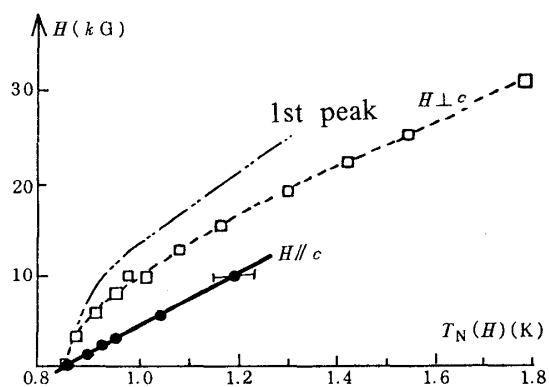


図 7. TMMC の $T_N(H)$

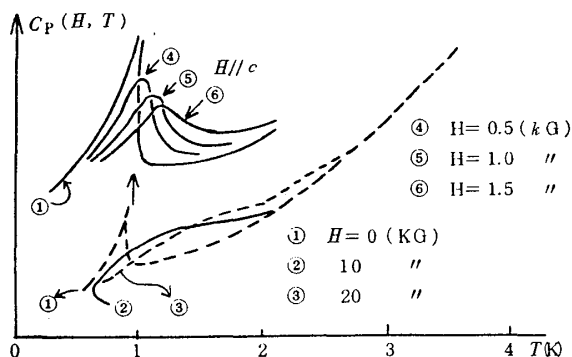


図 6. TMMC pure

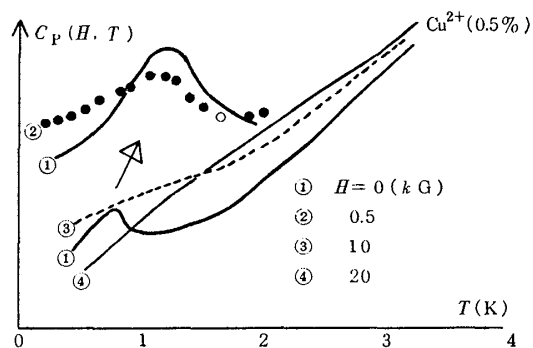


図 8. TMMC with

注：図 5, 6, 8 の $C_P(H, T)$ は arbitrary unit.

参 考 文 献

- 1) K. Takeda: J. Phys. Soc. Japan **40** (1976) 1781.
- 2) K. Takeda, J. C. Schouten, K. Kopinga and W. J. M. de Jouge: Phys. Rev. **B17** (1978) 1285.
- 3) J. Villain and J. M. Loveluck: J. Phys. (Paris) Lett. **38** L77 (1977).
- 4) F. Borsa and J-P. Boucher: Phys. Lett. **A64** (1977) 256.
- 5) T. Tonegawa, H. Shiba and P. Pincus: Phys. Rev. **B11** (1975) 4683 など.
- 6) J. P. A. M. Hèjmans, K. Kopinga, F. Boersma and Wim J. M. de Jonge: Phys. Rev. Lett. **16** (1978) 1108.

“ スピングラス ” の実験と理論の問題点

名大 理 金 吉 敬 人

“ スピングラス ” も実験的にはかなり整理され問題点も明瞭になって来ました。しかし実験結果の解釈となると、大別して二つの流れ（相転移派と Néel model 派）に分れ、百花咲きみだれております。ここでは総ての花の収集を避け、相転移派の立場に立って“ スピングラス ” の問題を鑑賞したいと思います。

まず“canonical”と言われるスピングラス Cu Mn, AuFe の実験結果を述べるのが適当でしょう (Mydosh)。

(i) $T = T_f$; χ , M , メスバウワー効果, μ^+ 異常ホール効果等に明確な相変化が見られる。それに対し c , ρ , s , 電子スピン共鳴等にはそのような変化がみられない。

(ii) $T \gg T_f$; 温度が T_f に向って減少するにつれて $T \sim 2 T_f$ 程度の所から短距離の磁氣的相関 (cluster) が成長しはじめる。ここで注目すべき点は主に(ii)と中性子散乱の結果がNéel派に有利に働いておりました(Murani)。従って相転移派にとっては、その非弾性中性子散乱の解釈は一つの大きな問題点でもありました。