

すのに対し、Au-Fe, Cu-Mn の傾向とは大きく異っている。更に Cu-Fe 合金は他の合金系と異り、より強い反強磁性的な相互作用によりスピンの凍結が生じていると考えられる。

References

- 1) See for example J. Magn. Magn. Mat. **31-34** (1983) 1289-1431, J. Appl. Phys. **53** (1982) 2168-2239.
- 2) S. Crane, D. W. Carnegie, Jr. and H. Claus, J. Appl. Phys. **53** (1982) 2179.
- 3) A. F. J. Morgownik and J. A. Mydosh, Solid State Commun. **47** (1983) 321, 325.
- 4) M. Hansen and K. Anderko, *Constitution of Binary Alloys* (McGraw-Hill book company, New York, 1958) p. 580.
- 5) D. Korn and G. Zibold, J. Magn. Magn. Mat. **15-18** (1980) 145.
- 6) V. Cannella and J. A. Mydosh, AIP Conf. Proc. **18** (1974) 651.
- 7) A. V. Vedyayev and V. A. Chrenkov, Sov. Phys. JETP **55** (1982) 287.
- 8) B. R. Coles, B. V. B. Sarkissian and R. H. Taylor, Phil. Mag. **B37** (1978) 489.
- 9) C. A. M. Mulder, A. J. van Duyneveldt and J. A. Mydosh, Phys. Rev. **B23** (1981) 1384.
- 10) E. F. Wassermann, Physica **109+110B** (1982) 1936.

濃厚絶縁体スピングラス $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{TiO}_3$ の磁性

お茶の水大・理 伊藤 厚子

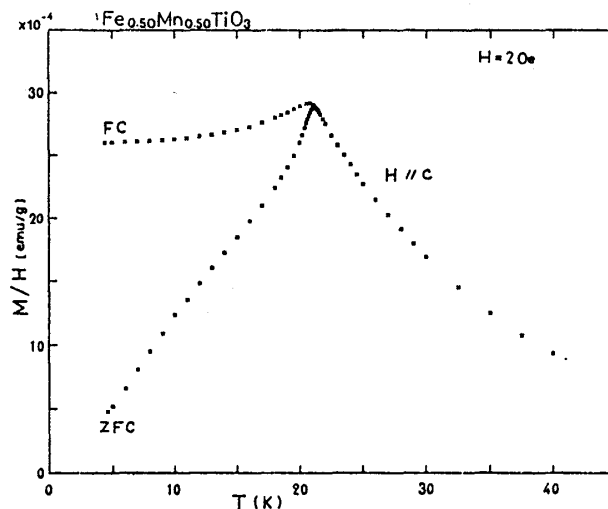
スピングラスと呼ばれる状態は合金や稀釈絶縁体化合物で広く見出されており、理論・実験の両面から活発な研究が行われている。その結果、スピングラスは変換相互作用が RKKY であるか、超交換相互作用であるかによらず共通な性質を示すことなど、現象的には多くのことがわかって来ている。しかし、スピングラスへの転移は真の相転移なのか、スピングラス転移温度はどのように定義したらよいのかといった基本的な点に関して共通の理解が得られていないのが現状である。これらの点に関して研究を進めるためには、交換相互作用の性質がよくわかっていて濃厚絶縁体スピングラスがもっとも望ましい系であると考えられる。そのような系として、これまでに $\text{Rb}_2(\text{Mn}, \text{Cr})\text{Cl}_4$, $\text{FeTiO}_3\text{-Fe}_2\text{O}_3$ などの系が研究されているが、それらには交換相互作用以外の競合も共存している。我々が新しく見出したスピングラス ($\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{TiO}_3$) は、反強磁性体同志の混晶であるが、両者の磁気構造を考えると、本質的には強

磁性相互作用と反強磁性相互作用の競合する系になっている。 FeTiO_3 , MnTiO_3 共にスピンの容易軸は六方晶のC軸であって、異方性に競合はない。我々は Ising スピングラスの典型的な例ではないかと考えている。

今回は $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{TiO}_3$ の結果を中心に報告する。SQUID 磁束計を用いて行った磁化測定から得られた結果を以下にまとめる。試料は単結晶、測定磁場は主としてC軸に平行にかけた。

1. 零磁場冷却 (ZFC) 後, 2 Oe の磁場を印加して磁化を昇温で測定すると, 21.1 K に鋭いカスパが見られる, $T_g = 21.1 \text{ K}$ (第1図)。
2. 磁場中冷却 (FC) の磁化 M_{FC} は 21.1 K 以下ではほぼ一定である (第1図)。
3. M_{ZFC} は時間と共に増大するが, M_{FC} は時間によらない。
4. M_{ZFC} は時間変化を等温残留磁化 M_{ITR} の成長として測定した。 M_{IRM} は時間 t のべき乗で変化すること, 無限大時間後に M_{FC} に達することを見出した。

$$M_{\text{IRM}} = M_{\text{FC}} - A t^{-n}.$$
5. M_{FC} について, 磁場を零にした後の減少の様子を時間の関数として測定した。これは熱残留磁化 M_{TRM} と呼ばれる量で, M_{IRM} と同じく t のべき乗で変化する。
6. 測定磁場 H を大きくすると, M_{ZFC} のカスパが鈍ってくる。更に H を大きくすると, M_{ZFC} と M_{FC} の分かれる温度が低温側へずれる。一方, M が最大になる温度は, H と共に, 一旦は上昇するが, 10 kOe あたりから再び減少する。
7. $M_{\text{IRM}} = M_{\text{FC}} - A t^{-n}$ の A と n の温度変化を, 一定の磁場の下で測定した。 A は温度と共に直線的に減少し, M_{ZFC} と M_{FC} の一致する温度でゼロになる。又, n は温度と共に急激に増大し, その温度で発散するように見える (第2図)。
8. $n(M_{\text{IRM}}) > n(M_{\text{TRM}})$ であって, 外力が働いている場合の緩和の方が速いことを示している。
9. $A(M_{\text{TRM}})$ もほぼ直線的に温度と共に減少する。ゼロになる温度は $A(M_{\text{IRM}})$ より少し上。



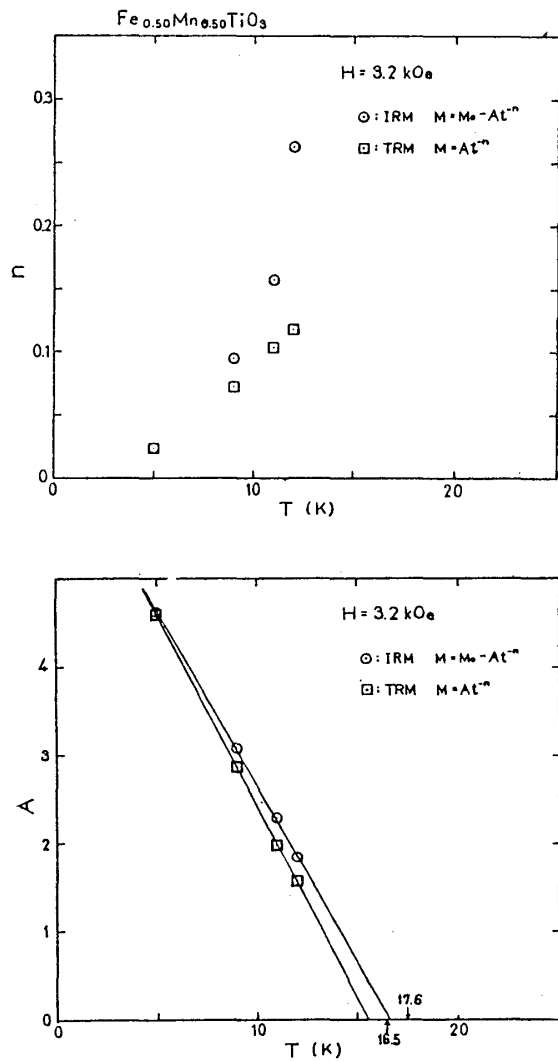
第 1 図

以上の結果から次のような結論が得られる。

1. 磁場中冷却で到達した状態は、真の平衡状態ではないにしても、それに近い状態であると考えられる（有限時間（5分程度）で冷却）。これはこれまで、等温残留磁化の減少を測定することが広く行われていたが、今回、その磁場中での成長を測定することにより、初めて明らかになったことである。
2. M_{IRM} の A と n の温度変化から、 M_{ZFC} と M_{FC} の分れる温度が、磁場中におけるスピングラス転移温度 $T_g(H)$ であると結論できる。特に A の温度変化は、 $T_g(H)$ の決め方の一つを示唆している。
3. $H \propto \tau^{1.3}$, $\tau \equiv (T_g(0) - T_g(H)) / T_g(0)$ となり、実験誤差を考慮しても、理論の予測 $H \propto \tau^{1.5}$ からはずれているように思う。
4. FCの場合 $T_g(H)$ よりやや上からクラスターが成長していると考えられる。

以上の他に、中性子散乱、メスバウアー分光の測定も行いつつある。詳細は省略するが、中性子散乱の実験から、1. この系は Ising スピングラスに近いこと、2. スピン間の相関距離は数 10 Å 程度であり、方向依存性があること、3. スピン間の相関が T_g よりずっと上の温度まで認められること、などの結果が得られている。

今後、いろいろな測定手段を用いて、スピンの時空相関について研究を進めたいと考えている。



第 2 図