

## 異才性の競合する混晶のくりこみ群理論

東大・教養 奥 通 敬

## §1. 序

磁気異才性の直交する2種の磁性体から成る混晶における相転移は、くりこみ群による Fishman-Aharony<sup>1)</sup>、及び平均場近似を用いた松原-猪苗代<sup>2)</sup>の理論的研究をきっかけとして、この10年来、国内・外において、理論・実験の両面から、活発に議論されてきた。初期の相図・相転移の性質から、最近では、ミクロスコピックに、エネルギースペクトルや、各サイトのスピンの配向までを議論するまでに発展した。今後は、更に、スピン緩和などの動的性質の研究へと進展するきざしを見せている。単なる学者のペダントイズムかも知れないが、プラクティカルな応用への貧困をさておけば、この発展過程そのものが、科学の展開の一つのミニチュア版を具現していて、たずさわっている研究者としては、実に楽しい。ここでは、さやふながら、我々の、この分野における貢献に関して報告する。<sup>3)</sup>

現実の物質としては、Ising-Ising型混晶 ( $Fe_{1-x}Co_xCl_2 \cdot 2H_2O$ ,  $CuMn_{1-x}Co_xCl_3 \cdot 2H_2O$ ) と、XY-Ising型混晶 ( $Fe_{1-x}Co_xCl_2$ ,  $Fe_{1-x}Co_xBr_2$ ,  $Fe_{1-x}Co_xTiO_3$ ,  $Fe_{1-x}Ni_xCl_2$ ,  $K_2Mn_{1-x}Fe_xF_4$ ,  $Ni_{1-x}Co_xCl_2 \cdot 6H_2O$ ,  $Fe_{1-x}Co_xCO_3$ ) が、現在のところ知られている。これらの混晶系では、ランダムな交換相互作用と、ランダムな異才交換相互作用に加えて、結晶格子の対称性の低下を、スピンの対称性に反映して、非対角な交換相互作用・非対角な異才性エネルギーなど、純粋系にはなかった項が現れる。<sup>\*\*)</sup> 我々は、異才性の非対角項が、混晶の相転移の性質をどう変えるか調べた。

\*) 昨年7月開かれた、基研研究会「スピンガラスとその周辺」での、石川先生の、  
“なぜ、多くの理論家・実験家が、この問題をこれ程までにとりざたするのは、全く不可解だ” というコメント(?)も、幾分この辺りの実りなさを示唆していたのであろうか。

\*\*\*) これらの物理的起源に関しては、文献(4), (5), (6), (3)などを参照されたい。

## §2. モデル

競合する異才性をもつ混晶系のモデルとして、Fishman-Aharonyが提唱したのは

$$H_{FA} = -\frac{1}{2} \sum_{\langle ij \rangle} (J_{ij} + D_{ij}) \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \frac{1}{2} \sum_{\langle ij \rangle} (J_{ij} - D_{ij}) \vec{S}_i^x \cdot \vec{S}_j^x, \quad (2 \cdot 1)$$

である。  $J_{ij}$ ,  $D_{ij}$  は、それぞれ、ランダムな交換相互作用、異才交換相互作用である。

$$J_{ij} = \bar{J}_{ij} + \Delta J_{ij} \quad \text{and} \quad D_{ij} = \bar{D}_{ij} + \Delta D_{ij}. \quad (2.2)$$

これらの平均値からの偏差の配置平均は、Gauss型に仮定されている：

$$[\Delta J_{ij}] = [\Delta D_{ij}] = 0, \quad [\Delta J_{ij} \Delta J_{kl}] \neq 0 \quad \text{and} \quad [\Delta D_{ij} \Delta D_{kl}] \neq 0 \quad \text{only if } (ij) = (kl). \quad (2.3)$$

図1に示したように、 $\bar{D} > 0$  のとき、横方向、 $\bar{D} < 0$  のとき、縦方向の長距離秩序ができ、中間濃度域では、低温側で mixed 相 (OAF 相) というスピンの傾いた相が出現することを予想された。その後、実験的に  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Cl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  で、このような相を観測された。<sup>7)</sup>

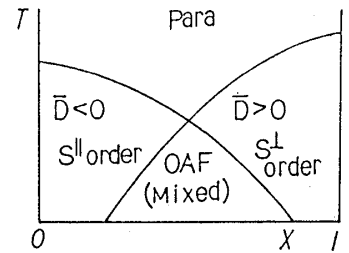


図 1

しかし、その後行なわれた他の多くの混晶についての実験は、 $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Cl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  は、(2.1) のハミルトニアンで記述できる唯一の例で、混晶のような格子の対称性が低くなる系では、スピンの対称性が悪くなり、(2.1) よりも更に一般化された、非対角交換相互作用・非対角異方性エネルギーを含むハミルトニアンを扱う必要があることを判明した。そこで、我々は、(2.1) に、異方性エネルギーの非対角項：

$$H_{\text{RAM}} = -\sum_{\mu, \nu=1}^N D_{\mu\nu} S_i^+(\mu) S_i^+(\nu) - \sum_{\mu, \nu=1}^N D_{\mu\nu}^{\perp} S_i^{\parallel}(\mu) S_i^{\parallel}(\nu) - 2\sum_{\mu=1}^N \sum_{\nu=1}^N D_{\mu\nu}^{\perp} S_i^+(\mu) S_i^{\parallel}(\nu). \quad (2.4)$$

が、加わったときの四重臨界点近傍の相転移を、場のくりこみ群と、<sup>8)</sup> レプリオ法<sup>9)</sup> を手段にして研究した。横方向  $S^{\perp}$  は  $N_1$  成分、縦方向  $S^{\parallel}$  は  $N_2$  成分で、合わせて  $N (= N_1 + N_2)$  成分のスピン空間と、 $d$  次元超立方格子へと、一般化して考えた。又、(2.4) において、 $D_{i\mu\nu}^{\perp}$  は、やはり Gauss 型に仮定している：

$$[D_{i\mu\nu}^{\perp}] = 0, \quad [D_{i\mu\nu}^{\perp} D_{i\alpha\beta}^{\perp}] \neq 0 \quad \text{only if } \alpha = \beta, i = j \quad \text{and} \quad (\mu\nu) = (\alpha\beta). \quad (2.5)$$

分配関数は

$$Z \propto \int \prod_i [d\vec{S}_i W(\vec{S}_i)] \exp[-(H_{\text{FA}} + H_{\text{RAM}})/k_B T], \quad (2.6)$$

となる。  $W(\vec{S}_i)$  は、通常の  $S^{\perp}$  理論の重みである。(2.6) の  $n$  個のレプリオを考えた、 $\Delta J_{ij}$ ,  $\Delta D_{ij}$ ,  $D_{i\mu\nu}^{\perp}$  について、2 次まで摂動展開し、配置平均を取った後の有効ハミルトニアンは

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^n [m_i^{\alpha} \phi_i^{\alpha} + (\nabla \phi_i)^{\alpha}]^2 + \frac{1}{4!} \sum_{\alpha=1}^n [u_1 (\phi_1^{\alpha})^2 (\phi_1^{\alpha})^2 + u_2 (\phi_2^{\alpha})^2 (\phi_2^{\alpha})^2 \\ & + 2u_3 (\phi_1^{\alpha})^2 (\phi_2^{\alpha})^2] + \frac{1}{4!} \sum_{\alpha=1}^n [u_4 (\phi_1^{\alpha})^4 + u_5 (\phi_2^{\alpha})^4 + 2u_6 (\phi_1^{\alpha})^2 (\phi_2^{\alpha})^2] \\ & + \frac{1}{4!} \sum_{\alpha, \beta=1}^n [u_7 (\phi_1^{\alpha} \cdot \phi_1^{\beta})^2 + u_8 (\phi_2^{\alpha} \cdot \phi_2^{\beta})^2 + 2u_9 (\phi_1^{\alpha} \cdot \phi_1^{\beta}) (\phi_2^{\alpha} \cdot \phi_2^{\beta})], \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。ここに、サブスクリプトの 1 は横成分、2 は縦成分に対応する。(2.7)

研究会報告

に現れるパラメータと、(2.6)中のパラメータとの関係については、文献3)を、参  
照願いたい。  $u_7 = u_8 = u_9 = 0$  の場合や、Fishman-Aharony が議論したモデルに他な  
らない。

§ 3.  $\beta$ 関数と、固定点の安定性

波動関数・結合定数などをくりこんだ後、 $\beta$ 関数を、2-ループまで計算すると  
次のようになる。

$$\begin{aligned} \beta_1 = & -\varepsilon g_1 + (C/6)[(nN_1+8)g_1^2 + 2(N_1+2)g_1g_4 + nN_2g_3^2 + 2N_2g_3g_6 + 2N_2g_3g_9 + 3g_7^2 \\ & + 2g_4g_7 + 2(N_1+1+n)g_1g_7] + 2\eta_1g_1 - (1/18)\left\{[(5nN_1+22)g_1^3 + 12(N_1+2)g_1^2g_4 \right. \\ & + 3(N_1+2)g_1g_4^2 + 2nN_2g_3^3 + 6N_2g_3^2g_6 + 2N_2g_3g_6^2 + 3nN_2g_1g_3^2 + 6N_2g_1g_3g_6 \\ & \left. + N_2g_1g_6^2\right]_{FA} + \left[\frac{3(N_1+3+n)}{2}g_7^3 + \frac{3(N_1+nN_1+15+n)}{2}g_1g_7^2 + (N_1+8)g_4g_7^2 \right. \\ & + 2g_4^2g_7 + 12(N_1+1+n)g_1^2g_7 + 6(N_1+4)g_1g_4g_7 + N_2g_7g_9^2 + \frac{N_2}{2}g_9^3 + (1+n)N_2g_3g_9^2 \\ & + \frac{N_2}{2}g_6g_9^2 + \frac{(1+n)N_2}{2}g_1g_9^2 + \frac{N_2}{2}g_4g_9^2 + 4N_2g_3g_6g_9 + 6N_2g_3^2g_9 + 6N_2g_1g_3g_9 \\ & \left. + 2N_2g_1g_6g_9\right]_{oi}\}, \end{aligned} \tag{3.1a}$$

$$\begin{aligned} \beta_3 = & -\varepsilon g_3 + (C/6)[4g_3^2 + \{(nN_1+2)g_1 + (nN_2+2)g_2\}g_3 + \{(N_1+2)g_4 + (N_2+2)g_5\}g_3 \\ & + (N_1g_1 + N_2g_2)(g_6 + g_9) + g_6^2 + \{(N_1+1+n)g_7 + (N_2+1+n)g_8\}g_3 + (g_6 + g_9)(g_7 + g_8)] \\ & + (\eta_1 + \eta_2)g_3 - (1/18)\left\{\left[\frac{N_1+N_2}{2}g_3g_6^{2**}\right] + (N_1g_1^2 + N_2g_2^2)g_6^{**} + \frac{3}{2}\{(N_1+2)g_4^2 \right. \\ & + (N_2+2)g_5^2\}g_3 + 3\{(N_1+2)g_1g_4 + (N_2+2)g_2g_5\}g_3 + \frac{3}{2}\{(nN_1+2)g_1^2 + (nN_2+2)g_2^2\}g_3 \\ & + (N_1+N_2)g_3^2g_6 + 3\{(N_1+2)g_4 + (N_2+2)g_5\}g_3^2 \\ & \left. + \frac{n(N_1+N_2)+8}{2}g_3^3 + (N_1g_1 + N_2g_2)g_6^2 \right. \\ & + 4(N_1g_1 + N_2g_2)g_3g_6 + 3\{(nN_1+2)g_1 + (nN_2+2)g_2\}g_3^2\Big]_{FA} + \left[\frac{3}{4}\{(N_1+nN_1+3+n)g_7 \right. \\ & + (N_2+nN_2+3+n)g_8\}g_3 + \frac{1}{2}\{(N_1+1)g_7^2 + (N_2+1)g_8^2\}g_6 + 3\{(N_1+1+n)g_7 \\ & + (N_2+1+n)g_8\}g_3^2 + \frac{1}{2}\{(N_1+1)g_7^2 + (N_2+1)g_8^2\}g_9 + \frac{1}{4}\{(3N_1+5+2n)g_7 \\ & + (3N_2+5+2n)g_8\}g_9^2 + 2(g_1g_7 + g_2g_8)g_9 + 3\{(N_1+1+n)g_1g_7 + (N_2+1+n)g_2g_8\}g_3 \\ & + 2(g_1g_7 + g_2g_8)g_6 + 3\{(N_1+2)g_4g_7 + (N_2+2)g_5g_8\}g_3 + 4(g_7 + g_8)(g_6 + g_9)g_3 \\ & + 2(g_7 + g_8)g_6g_9 + \frac{N_1+N_2+4+2n}{4}g_9^3 + \frac{1}{2}\{(N_1+nN_1+3)g_1 + (N_2+nN_2+3)g_2\}g_9^2 \\ & + \frac{1}{4}\{(N_1+2)g_4 + (N_2+2)g_5\}g_9^2 + \frac{(1+n)(N_1+N_2)+12}{4}g_3g_9^2 + \frac{N_1+N_2+8}{4}g_6g_9^2 \\ & + (N_1g_1^2 + N_2g_2^2)g_9 + (N_1+N_2)g_3^2g_9 + (N_1+N_2)g_3g_6g_9 + 4(N_1g_1 + N_2g_2)g_3g_9 \\ & \left. + 2(N_1g_1 + N_2g_2)g_6g_9\right]_{oi}\}, \end{aligned} \tag{3.1b}$$

$$\begin{aligned} \beta_4 = & -\varepsilon g_4 + (C/6)[(N_1+8)g_4^2 + 12g_1g_4 + N_2g_6^2 + 2N_2g_6g_9 + 2(N_1+5)g_4g_7] + 2\eta_1g_4 \\ & - (1/18)\left\{[(5N_1+22)g_4^3 + 12(N_1+5)g_1g_4^2 + 3(nN_1+14)g_1^2g_4 + 2N_2g_6^3 + 4N_2g_3g_6^2 \right. \\ & \left. + 2N_2g_1g_6^2 + 3nN_2g_3^2g_4 + 6N_2g_3g_4g_6 + 3N_2g_4g_6^{2**}\right]_{FA} + \left[\frac{17N_1+nN_1+71+5n}{2}g_4g_7^2 \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + (14N_1 + 58)g_4^2g_7 + 6(3N_1 + 11 + n)g_1g_4g_7 + 2N_1g_6^2g_7 + 4N_2g_6g_7g_9 \\
 & + \frac{(6+n)N_2}{2}g_6g_9^2 + \frac{3N_2}{2}g_4g_9^2 + 6N_2g_6^2g_9 + 8N_2g_3g_6g_9 + 6N_2g_3g_4g_9 \\
 & + 4N_2g_1g_6g_9 + 6N_2g_4g_6g_9 \Big]_{oi}, \tag{3.1c}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \beta_6 = & -\varepsilon g_6 + (C/6)[4g_6^2 + 8g_3g_6 + 2(g_1 + g_2)g_6 + \{(N_1 + 2)g_4 + (N_2 + 2)g_5\}(g_6 + g_9) \\
 & + \{(N_1 + 1)g_7 + (N_2 + 1)g_8\}g_6 + 4g_6g_9] + (\eta_1 + \eta_2)g_6 - (1/18)\left\{\left[\frac{N_1 + N_2 + 8}{2}g_6^3\right. \right. \\
 & + 2\{(N_1 + 3)g_1 + (N_2 + 3)g_2\}g_6^2 + 3\{(N_1 + 2)g_4 + (N_2 + 2)g_5\}g_6^2 + (N_1 + N_2 + 12)g_3g_6^2 \\
 & + \frac{1}{2}\{(nN_1 + 6)g_1^2 + (nN_2 + 6)g_2^2\}g_6 + \frac{n(N_1 + N_2) + 24}{2}g_3^2g_6^2 + \frac{3}{2}\{(N_1 + 2)g_4^2 \\
 & + (N_2 + 2)g_5^2\}g_6 + 3\{(N_1 + 2)g_1g_4 + (N_2 + 2)g_2g_5\}g_6 + 6\{(N_1 + 2)g_4 + (N_2 + 2)g_5\}g_3g_6 \\
 & + 2\{(nN_1 + 6)g_1 + (nN_2 + 6)g_2\}g_3g_6 \Big]_{FA} \\
 & + \left[\frac{1}{4}\{(3N_1 + nN_1 + 9 + n)g_7^2 + (3N_2 + nN_2 + 9 + n)g_8^2\}g_6 \right. \\
 & + \{(3N_1 + 5)g_7 + (3N_2 + 5)g_8\}g_6^2 + 2\{(N_1 + 2)g_4g_7 + (N_2 + 2)g_5g_8\}g_6 \\
 & + \{(3N_1 + 3 + n)g_1g_7 + (3N_2 + 3 + n)g_2g_8\}g_6 + 3\{(N_1 + 2)g_4g_7 + (N_2 + 2)g_5g_8\}g_6 \\
 & + 2\{(3N_1 + 3 + n)g_7 + (3N_2 + 3 + n)g_8\}g_3g_6 + \{(3N_1 + 5)g_7 + (3N_2 + 5)g_8\}g_6g_9 \\
 & + \frac{5(N_1 + N_2) + 20 + 4n}{4}g_6g_9^2 + \frac{6+n}{4}\{(N_1 + 2)g_4 + (N_2 + 2)g_5\}g_6^2 + 2\{(N_1 + 2)g_1g_4 \\
 & + (N_2 + 2)g_2g_5\}g_6 + \frac{3}{2}\{(N_1 + 2)g_4^2 + (N_2 + 2)g_5^2\}g_6 + (N_1 + N_2 + 12)g_3g_6g_9 \\
 & + \frac{3(N_1 + N_2) + 20}{2}g_6^2g_9 + 4\{(N_1 + 2)g_4 + (N_2 + 2)g_5\}g_3g_9 \\
 & \left. + 2\{(N_1 + 3)g_1 + (N_2 + 3)g_2\}g_6g_9 + 5\{(N_1 + 2)g_4 + (N_2 + 2)g_5\}g_6g_9 \Big]_{oi}\right\}, \tag{3.1d}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \beta_7 = & -\varepsilon g_7 + (C/6)[N_2g_9^2 + (N_1 + 4 + n)g_7^2 + 12g_1g_7 + 4g_4g_7] + 2\eta_1g_7 - (1/18)\left[\frac{(2+n)N_2}{2}g_9^3 \right. \\
 & + 4N_2g_3g_9^2 + 2N_2g_6g_9^2 + 2N_2g_1g_9^2 + N_2g_4g_9^2 + \frac{5N_1 + 2nN_1 + 27 + 5n}{2}g_7^3 + N_1g_6^2g_7 \\
 & + 6(2N_1 + 5 + 2n)g_1g_7^2 + (N_1 + 6)g_4^2g_7 + (5N_1 + 20)g_4g_7^2 \\
 & + 3(nN_1 + 14)g_1^2g_7 + 3nN_2g_3^2g_7 \\
 & \left. + 6(N_1 + 6)g_1g_4g_7 + 6N_2g_3g_7g_9 + 2N_2g_6g_7g_9 + 6N_2g_3g_6g_7 + \frac{(3+n)N_2}{2}g_7g_9^2 \right]_{oi} \tag{3.1e}
 \end{aligned}$$

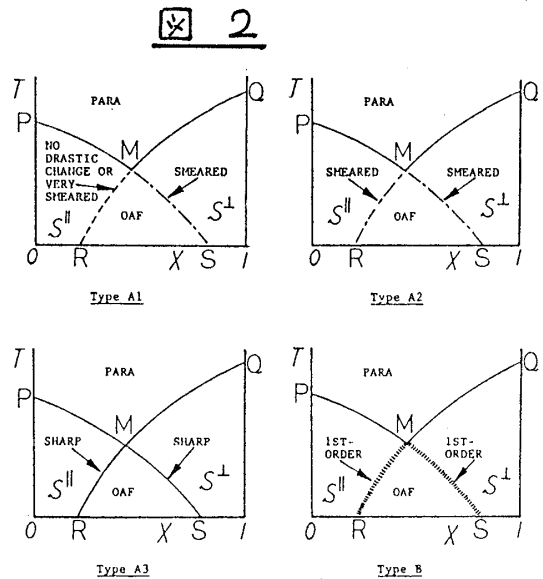
$$\begin{aligned}
 \beta_8 = & g_9 \left\{ -\varepsilon + (C/6)[(n+2)g_9 + 2(g_1 + g_2) + (N_1 + 2)g_7 + (N_2 + 2)g_8 + 8g_3 + 4g_6] + \eta_1 + \eta_2 \right. \\
 & - (1/18)\left[\frac{N_1 + N_2 + 8 + 2n}{4}g_9^2 + \frac{1}{2}\{(4N_1 + 6 + 3n)g_1 + (4N_2 + 6 + 3n)g_2\}g_9 + 4g_6g_9 \right. \\
 & + \{(N_1 + 2)g_4 + (N_2 + 2)g_5\}g_9 + (N_1 + N_2 + 6 + 3n)g_3g_9 + \frac{1}{2}\{(nN_1 + 6)g_1^2 + (nN_2 + 6)g_2^2\} \\
 & + (N_1 + 2)g_1g_4 + (N_2 + 2)g_2g_5 + \frac{n(N_1 + N_2) + 24}{2}g_3^2 + 2g_6^2 + (N_1 + N_2 + 12)g_3g_6 \\
 & + 2\{(nN_1 + 6)g_1 + (nN_2 + 6)g_2\}g_3 + 2\{(N_1 + 2)g_4 + (N_2 + 2)g_5\}g_3 + 2\{(N_1 + 3)g_1 \\
 & + (N_2 + 3)g_2\}g_6 + \{(N_1 + 2)g_4 + (N_2 + 2)g_5\}g_6 + \frac{1}{4}\{(6N_1 + 3nN_1 + 14 + 3n)g_7 \\
 & + (6N_2 + 3nN_2 + 14 + 3n)g_8\}g_9 + (3N_1 + 3 + n)g_1g_7 + (3N_2 + 3 + n)g_2g_8 + (N_1 + 2)g_4g_7 \\
 & + (N_2 + 2)g_5g_8 + 2\{(3N_1 + 3 + n)g_7 + (3N_2 + 3 + n)g_8\}g_3 \\
 & \left. + \{(3N_1 + 5)g_7 + (3N_2 + 5)g_8\}g_6 \right]_{oi}\Big\}, \tag{3.1f}
 \end{aligned}$$

ここで、 $\varepsilon = 4 - d$ 、 $C = 1 + \varepsilon/2$  であり、標の結合定数  $u_i$  ( $i = 1 \sim 9$ ) に対応する無次元の結合定数を  $g_i$  と書いてある。 $\beta_2, \beta_5, \beta_8$  は、それぞれ、 $\beta_1, \beta_4, \beta_7$  において、 $N_1 \leftrightarrow N_2, g_1 \leftrightarrow g_2, g_4 \leftrightarrow g_5, g_7 \leftrightarrow g_8$  の変換をすることにより、得られる。Ising-Ising型混晶 ( $N_1 = N_2 = 1$ ) における128個の固定点、及び、XY-Ising型混晶 ( $N_1 = 2, N_2 = 1$ ) における256個の固定点を、(3.1)式から求め、その安定性を調べた結果、全て、赤外不安定であることが分った。

\*) (3.1)式の中で、\*)の付いた7つの項は、Fishman-Aharonyの論文で、計算に誤りのある箇所である。

§4. 結果と問題点

前節までの結果に基づいて、実現可能な概念的相図は、図2に与えた。A3は、非対角項が無視できる程小さい時<sup>\*)</sup>、A1は、それが非常に強いとき、A2は、両者の中間の場合である。又、実験物質を分類したのが、表Iである。しかし、我々のモデルには、非対角交換相互作用は含まれていないため、この効果で下の転移が左右されているものも、表Iには挙がっている。現在のところ、非対角異方性が支配的と分っているのは、 $Fe_{1-x}Co_xTiO_3$ <sup>10)</sup> である。



ところで、現在のくりにみ群は、2次相転移が存在するとすれば、転移点近傍で相関距離が発散し、そのため、ブロック変換や、格子定数を0にすることが許されるという大前提に立って、構築されている。従って、近づく赤外不安定な固定点か、全くない2次転移でない時には、相関距離は発散せず、そもそもの、出発点の前提が、崩れることになる。このため、不安定な固定点がない場合には、不安定な状態としては、低温側に2次転移による相が現れないことは、断言できても、なまじり転移か、1次転移か、スピンガラスへの転移か、に関しては、現段階では、一義的に答えられず、他の方法で調べる必要がある。この意味で、図2の相図が“可能”であるということである。

混晶の下の転移は、唯一つの原因により決まるのではなく、扱う混晶では、スピンの対称性の低下に伴い、どの項が支配的になるかに依存するという結論に、落ち

表I. 理論と実験の上比較

Type	A1	A2	A3	B
RAM	Strong		Weak	
Ising-Ising		<u>CuMn<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>Cl<sub>3</sub>·2H<sub>2</sub>O</u>	<u>Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>Cl<sub>2</sub>·2H<sub>2</sub>O</u>	?
XY-Ising	<u>Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>Br<sub>2</sub></u>	<u>Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>Cl<sub>2</sub></u> <u>Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>TiO<sub>3</sub></u> <u>K<sub>2</sub>Mn<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>F<sub>4</sub></u>	?	?
	<u>Fe<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub>Cl<sub>2</sub></u>	<u>Ni<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>Cl<sub>2</sub>·6H<sub>2</sub>O</u>		

\* Magnetic ions with anisotropy energy of single ion type (RAM) are underlined.

着きそうである。一つの共通の普遍性を抜き出すことなく、各々の現晶により、異った議論が要求されるのは、むしろ、化学・エンジニアレベルの問題に、帰着しつつあるのであらう。

なお、この分野の、最もホットな話題は、次の伊藤先生の報告にあります。

- \*) 物理では小さな量を見捨て、問題となる量だけを取り出し、ノイズレスポンスを観測する。純粋な磁性体の理論も、不純物などの効果を無視して、2次相転移を導き、実験との対応をみる。実験家は、理論が予想した理想的な2次転移を観測する分ではないが、今の実験精度内において、“ある程度”を超えると、それを2次転移と見做すのである。ここで言う、無視できるというのは、こういった背景のものに使っているもので、臨界現象としては、+0の量でも影響するから、Type A3は起らないのでは、という批判は、当たらない。

## §5. 結び

最後に、この研究会のタイトルの分野で、大きな足跡を残してこられた、小口・桂・中野先生オの、御退官記念研究会とも覚しき、当研究会において、発表する機会を与えられて、筆者は、とても嬉しい。3先生オの、若い研究者を叱咤・啓発する御活躍と軌道を修正する明晰なコメントを期待して、筆を置くことにする。

## 文 献

- 1) A.Aharony and S.Fishman, Phys.Rev.Lett.37(1976),1587.  
S.Fishman and A.Aharony, Phys.Rev.B18(1978),3507.
- 2) F.Matsubara and S.Inawashiro, J.Phys.Soc.Jpn.42(1977),1529.
- 3) M.Oku and H.Igarashi, Prog.Theor.Phys.70(1983),1493.  
H.Igarashi and M.Oku, Prog.Theor.Phys.73(1985),361.
- 4) M.A.Ivanov,V.M.Loktev and Yu G.Pogorelov, J.Phys.C18(1985),603.
- 5) P.Wong,P.M.Horn,R.J.Birgeneau and G.Shirane, Phys.Rev.B27(1983),428.
- 6) D.Mukamel and G.Grinstein, Phys.Rev.B25(1982),381.
- 7) K.Katsumata,M.Kobayashi and H.Yoshizawa, Phys.Rev.Lett.43(1979),960.
- 8) F.Ravndal, *Scaling and Renormalization Groups*(Nordita,Copenhagen, 1976).  
D.J.Amit, *Field Theory, the Renormalization Group, and Critical Phenomena*  
(McGraw-Hill,New York, 1978).
- 9) S.F.Edwards and P.W.Anderson, J.Phys.F5(1975),956.  
D.Sherrington and S.Kirkpatrick, Phys.Rev.Lett.35(1975),1792.
- 10) Y.Endoh,I.Hirosawa,J.M.Newsam and Y.Noda, J.Phys.Soc.Jpn.55(1986),240.