

ルギーに multi-valley 構造が出現することに対応する。平均場理論では各 valley は無限の高さの障壁で互いに他と隔てられているが、現実の SG ではこの障壁の高さが有限となり、それを越えての非常にゆっくりとした緩和過程が起るとするのが easy-minded な解釈の一つである。これに対して、現実の SG においては AT 線は真の熱力学的相転移ではないとする見方が現在圧倒的である。しかし、熱残留磁気効果や磁性応答における顕著な不可逆性などの出現する磁場、温度が定性的に AT 線に対応している事実は興味深い(前述の AuFe 合金 SG では強い磁気トルクの出現が $M_I \rightarrow M_{II}$ 転移に対応している¹⁾)。SG 相の本質を知るためにはこのような長緩和、履歴現象の解明が不可欠であり、その意味で AT 転移の問題が重要であると考えられる。

1) 石川義和; 固体物理 20(1985)229.

元屋清一郎, S. M. Shapiro, 日本物理学会誌 40 (1985)420.

2. リエントラント現象の 2, 3 の例とそのメカニズム

東大・理 宮 下 精 二

最近スピングラスその他の系でリエントラント現象が見つかっている。この現象は一見、秩序化の程度が温度の非単調な関数のように見えていへん興味深いものである。今回の報告ではリエントラント現象を示す 2, 3 の例を挙げそのミクロなメカニズムを考察する。

秩序化の程度を示すものとして普通我々が目安にするものに相関関数がある。簡単のためイジング模型で考えることにするとこれは

$$\begin{aligned} \langle \sigma_0 \sigma_1 \rangle &= \text{Tr} \sigma_0 \sigma_1 e^{-\beta \mathcal{H}} / \text{Tr} e^{-\beta \mathcal{H}} \\ &= \frac{(n_0^+ - n_0^-) e^{-\beta E_0} + (n_1^+ - n_1^-) e^{-\beta E_1} + \dots}{(n_0^+ + n_0^-) e^{-\beta E_0} + (n_1^+ + n_1^-) e^{-\beta E_1} + \dots}, \end{aligned}$$

ここで E_i は i 番目のエネルギーレベルであり、 n_i^+ と n_i^- はそのエネルギーを持つ状態のうち σ_0 ・ σ_1 がそれぞれ +1 と -1 であるものの数である。普通のフラストレーションのない系では n_0^+

と n_0^- のどちらか一方が 0 になっており $T \rightarrow 0$ ($\beta \rightarrow \infty$) で $\langle \sigma_0 \sigma_1 \rangle = \pm 1$, つまり完全に“秩序化”する。しかしながらフラストレーションのある系では一般に n_0^+ と n_0^- の両方が存在し必ずしも完全な秩序化がでさない。表 1 及び図 1, 2 にフラストレーション配位, エネルギースペクトラム及び相関関数の関係の有限系 (2×5) での例を示す。¹⁾ ここで (b) 及び (d) がリエントラント現象に関係が深い。

表 1 図 1 のスピン σ, s, s' の相関とエネルギー準位

TYPE	σs	$-E/J$									
		18	16	14	12	10	8	6	4	2	0
0 (pure)	+1	1	0	0	2	12	8	18	30	33	48
	-1	0	0	4	2	6	8	22	30	32	48
1 (Fig. 1a)	+1	0	1	0	2	2	18	18	22	44	42
	-1	0	0	0	6	2	12	18	26	44	40
2 (Fig. 1b $\langle \sigma s' \rangle$)	+1	0	0	2	0	8	9	20	28	34	54
	-1	0	0	2	0	8	9	20	28	34	54
2' (Fig. 1b $\langle \sigma s \rangle$)	+1	0	0	2	0	8	10	20	24	34	60
	-1	0	0	2	0	8	8	20	32	34	48
3 (Fig. 1c)	+1	0	0	3	0	8	12	22	32	31	40
	-1	0	0	2	0	12	12	16	32	34	40

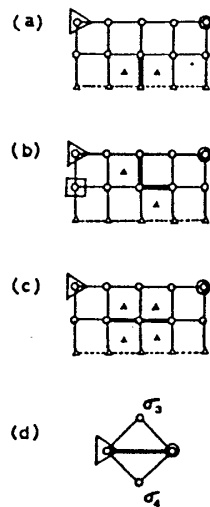


Fig. 1 Frustrated bond configurations. In the vertical direction, the periodic boundary condition is imposed. The spins σ and s are denoted by $\circ$ and $\triangle$ in each figure and the spin s' is denoted by $\square$.

図 1

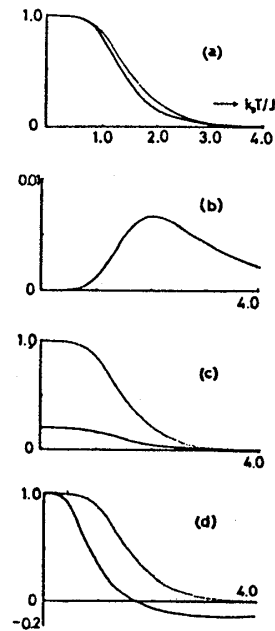


Fig. 2 Spin correlation functions, $\langle \sigma s \rangle$. Dotted lines denote that of the non-frustrated one. (a), (b), (c) and (d) correspond to those of Fig. 3.

図 2

特に (b) では $n_0^+ = n_0^-$ であり $T = 0$ では相関が消えている。 $T \neq 0$ の相関は励起状態 $n_i^\pm$, $i \geq 1$ の非対称から来るものである。このことはいいかえると $\sigma_0 \sigma_1 = \pm 1$ に関してハミルトニア

ン全体としては対称ではないが基底状態に限ると対称になっていることの帰結と見ることができる。上述の例は有限系の例、つまり短距離秩序の温度変化であったが、この基底状態での対称性の回復、あるいは基底状態の非自明の縮退を持つ系を考えることによって熱力学的極限でリエントラント相転移をする系を作ることにもできる。実際、図3に示す9個のスピンのクラスターのくりかえしからなる2次元イジング模型では結合定数の比を変えることで基底状態に種々の縮退が生じ、その結果リエントラント相転移を含むバラエティに富む相図が得られている²⁾。図4に $J_3 = |2J_2|$ の場合の相図を示す。ここで $x = |J_2/J_1|$ 。

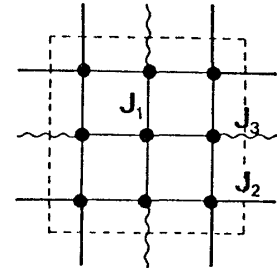


図3

以上イジング系を考えてきたが連続スピン系でもこのような基底状態の非自明な縮退がフラストレーションの結果生じることが知られている。その一つの例はイジング的な異方性を持つ三角格子反強磁性体である^{3,4)}。この系では $T \neq 0$ で実効的な一軸性ポテンシャルギャップがあるが $T = 0$ でそのギャップが消えてしまう⁴⁾。図5に3つのスピン系で調べた実効的なギャップ、 $\mathcal{M} \sim J_{\text{eff}}(T)(1 - \cos^2\theta)$ 、の温度変化を示す。この一軸ポテンシャル消失は $T \rightarrow 0$ で xy 面内の一様帯磁率の発散（系は z 軸方向に一軸的）をもたらす³⁾。これも基底状態の非自明縮退のための低温での非自明なゆらぎ回復現象、つまりリエントラント現象の一例といえる。（この場合 $T_{\text{RE}} = 0$ ）。

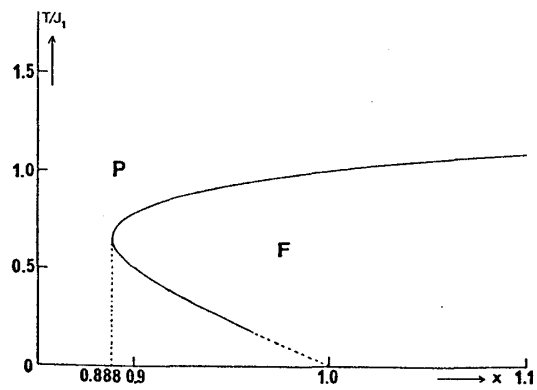


図4

もう一つのリエントラントのタイプとしてひとつの秩序状態から他の秩序状態に温度とともに変化するものがある。最初に挙げた例の(d)がこれに相当するが、実際図

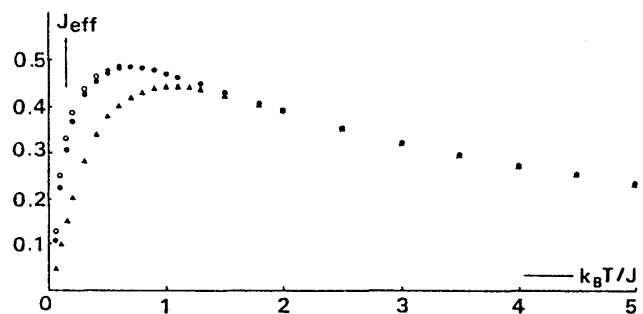


図5

3のイジング模型でも強磁性相→反強磁性相、等逐次的な相転移が見られる。これは基底状態の配位よりもエントロピー的により有利な励起状態の配位があり、その配位を持つ中間相が存在すると考えられる。この中間相が強磁性で基底状態（つまり低温相）が一様磁化を持たない場合これもリエントラント現象を与える。これに対応する現象が連続スピン系でも見つかって

いる。やはり三角格子上的異方的ハイゼンベルグ模型で、 z 成分の結合定数 J_z が強磁性で xy 成分 J_{xy} が反強磁性の場合である。特に $J_z \lesssim |2J_{XY}|$ のとき中間温度で強磁性相が存在し、低温でそれが一次転移を起こして xy 面内 120° 構造に移る。⁴⁾ これらの相の秩序変数は互いに直交しているため、これは通常の逐次相転移とは異なりやはりある種のリエントラント相転移というべきものであろう。

以上幾つかのリエントラント現象を考察して来たが、ここで考えたフラストレーションのための相関の非単調性、つまり温度を下げるとスピンの揃いにくくなることは、いわゆるリエントラント現象での“ランダム磁場効果”のミクロな導出にあたるものになっているようにも思える。これらの関係や種々のスピン対称性による違い等は今後の研究課題である。

参 考 文 献

- 1) S. Miyashita : Prog. Theor. Phys. **69** (1983) 714.
- 2) H. Kitatani, S. Miyashita & M. Suzuki : J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 865.
- 3) S. Miyashita & H. Kawamura : J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 3385.
- 4) S. Miyashita : Prog. Theor. Phys. Suppl. (1987).

3. フラストレーションを制御したランダム系のシミュレーション

東工大・理 小野 晃郎, 日野 孝樹

1. はじめに

スピングラスに代表されるように、相互作用がランダムなイジング・スピン系の相転移のふるまいは、相互作用のフラストレーションによる基底状態でのスピン配列の縮退が本質的と思われる。一方、マチス模型¹⁾のようにたとえ相互作用が正負混合していてもフラストレーションがなく、基底状態の縮退がない場合には通常の2次転移になっている。この場合でも、もし相互作用の大きさがランダムであれば局所的な有効磁場にゆらぎが生じ、相転移へ影響があると思われる。局所磁場のゆらぎの効果とフラストレーションの効果と比較するために、フラストレーションを制御した系でモンテカルロ・シミュレーションを行った。