

競合系におけるパーコレーション

京大教養 川崎辰夫

競合する相互作用をもつ磁性体は、色々な面白い現象を提供してくれる。ここでとりあげる話題は、いわゆる ANNNI (Anisotropic, Next-Nearest Neighbor Ising) モデルに関することである。一軸方向に競合する相互作用をもち、その為その軸に沿った磁気的空間構造は、温度変化に敏感な周期構造を呈する。温度変化に不安定な構造は磁気イオンの希釈による空間的乱れにも不安定化しやすいと考えられる。この報告では、空間的な乱れが周期構造にどのような影響をもたらすかを考えてみる。

ANNNI モデルのハミルトニアンは、次式で与えられる。

$$\mathcal{H} = -\sum_{n,n'} J_1 S_i S_j - \sum_{n,n,n'} J_2 S_i S_j$$

(z軸方向のみ)

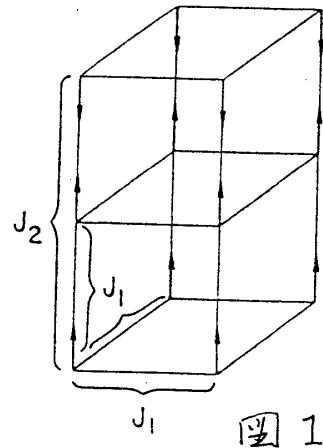


図 1

図1に示す如く、 J_1 は最近接相互作用で強磁性的(>0)、 J_2 はz軸方向にのみ存在する次近接相互作用で反強磁性的とする。従ってz軸に垂直な面内は低温で強磁性的秩序を形成し、それを要素として軸方向に磁気的周期構造をつくる。($\lambda \equiv |J_2|/J_1$) その相図は大凡図2のようになることが知られている。(PM: パラホ目, FM: 強磁性相, S: 周期構造相, P: リフジッソ点) ここでは、この周期構造相の様子を磁気イオン濃度どのように依存するか、濃度に閾値があれば何処に、が問題である。

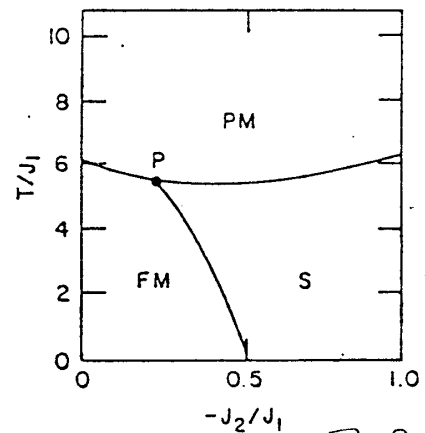


図 2

完全結晶に近い濃度では事実上定性的変化はなく、低濃度になってはじめて濃度敏感になる。ここでは $N = 10 \times 10 \times 40$ のモデルについてのモンテカルロ・シミュレーションによる結果を示す。(このサイズの完全結晶についてのデータが既に出放されている為、比較の便宜から同じサイズを採用する。) 以下特に断らない限り $\lambda = 0.6$ としている。(T_c 以下で全温度領域にわたり周期構造が見出される。) 図3は $p = 0.9$ の例である。空

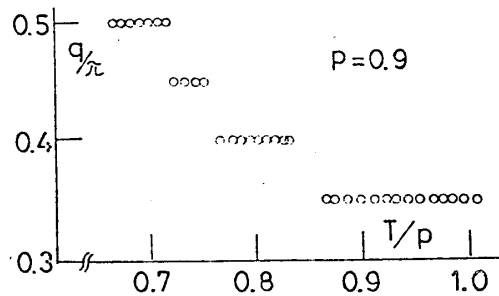


図 3

向構造のz軸方向のフーリエ成分 q の温度依存性を示している。この図は完全結晶の場合と本質的な差異はないと思っでほしい。即ち今のサイズでは、パラ相以外に $q/\pi = 0.5, 0.45, 0.4, 0.35$ の4種の構造しか存在しえず、 $P=0.9$ でもその状況に変化はない。そこで、今後は温度を一定にして(単位は完全結晶の T_c)濃度を減じていった状況を、図4に示す。ここには2つの特徴が見出せる。1つは濃度変化が温度変化と類似の効果をおこす事である。濃度の減少は温度の上昇と同様の効果をおこす。熱ゆらぎが空間的ゆらぎと定性的に平行している。他の1つは、フーリエ成分から見出す空間構造の決定が $P \approx 0.45$ のあたりで不可能になる事である。波数 q は面内の平均磁化を要素としたz軸方向の一次元的周期構造で決められる為、濃度低下に伴う面内磁化の消失が特徴的波数 q の決定を困難にしている。この状況を示したものが図5、6である。図5は横方向にz軸をとり各面の平均磁化を示している。 $P < 0.5$ で急速に平均

図 4

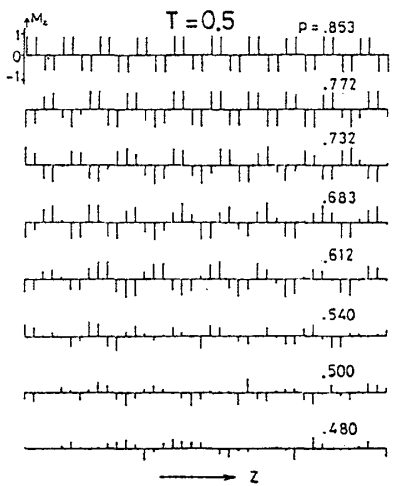
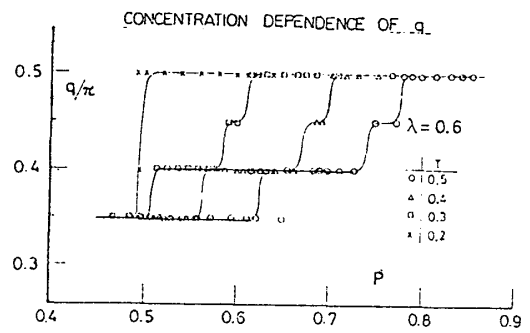


図 5

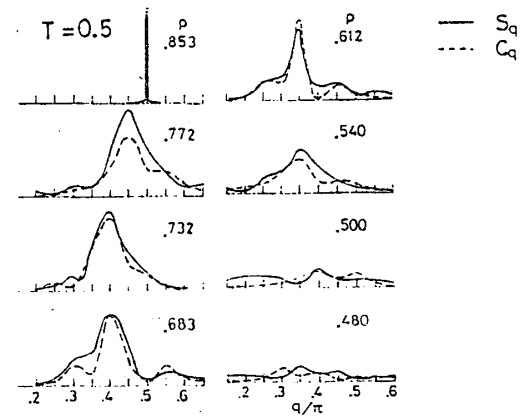


図 6

磁化が消滅してゆく。図6は図5に有る構造因子(S_q)及びフーリエ成分(C_q)である。

そこで、この濃度の閾値をパーコレーションを用いて決定しようとする試みが以下の話である。本モデルは相互作用が異方的であるばかりでなく、モデル自体のサイズも等方的でない為、通常のパーコレーション閾値は使えない。ここでは、周期構造の要素となる面内の平均磁化が、面内の相互作用を有効とする強度となる濃度という意味で、すべての面(z軸に垂直なXY面)の長距離秩序が消失する濃度をもって閾値と考える。この作業仮説の下で求めた閾値 P_c が表1に示してある。(すべての値は30回の trials の平均である。)この作業仮説の一つの妥当性を示す印はシミュレーションで用いたモデルのサイズ $10 \times 10 \times 40$ における P_c が上述の観測不能濃度0.45に極めて近い事である。

得られた表より一般的结果を引出す為、先ず横軸に L_x/L_z をとって P_c をプロットしてみる。これが図7である。 L_z を一定にしておいて L_x を小さくしてゆくと、系は一次元的になる為 P_c は急激に増加してしまう。 L_x が大きくなると L_z の変化の効果が弱くなり、 L_x を十分大きくした極限での P_c がユニークに与えられる。今 $L_x/L_z = 1$ における P_c が相互作用が等方的である場合の値に近いとすると、 $L_z \rightarrow \infty$ の極限で真線との切片 $P_c \approx 0.35$ が見出される。これがサイズ ∞ での P_c の一つの見本となる。ここで更に P_c を N^{-1} を横軸にとってプロットしてみると、その状況はより明白になる。即ち図8において $L_x/L_z = 1$ の場合を除き、 $N \rightarrow \infty$ の極限值はほぼ $P_c = 0.35$ に収束している。即ちサイズに insensitive な P_c が得られたと思われる。この値は等方的 S.C. 格子における通常の閾値 0.3 より多少大きく、2次元平面における閾値 0.6 にくらべ十分低く、又等方的に m.m.m. の相関をもつ S.C. 格子の値 0.14 に比し十分大きな所にある。競合する事により通常の P_c では長距離秩序は未だ出来ないが、単純な二次元的秩序の出現する P_c よりも十分低い所に閾値がある事を示している。

Table 1

| $L_z \setminus L_x \times L_y$ | 6 x 6 | 10 x 10 | 12 x 12 | 16 x 16 | 20 x 20 |
|--------------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 10 | .47 ± .06 | .37 ± .04 | .37 ± .03 | .34 ± .02 | — |
| 20 | .50 ± .07 | .40 ± .04 | .38 ± .02 | .33 ± .02 | .32 ± .01 |
| 40 | .55 ± .06 | .46 ± .04 | .39 ± .04 | .38 ± .03 | .36 ± .02 |
| 80 | .57 ± .05 | .46 ± .02 | .42 ± .02 | .39 ± .02 | .36 ± .01 |
| 160 | .60 ± .05 | .47 ± .03 | .47 ± .05 | .39 ± .02 | .38 ± .01 |
| 320 | .64 ± .05 | .50 ± .03 | .48 ± .04 | .40 ± .02 | — |

図7

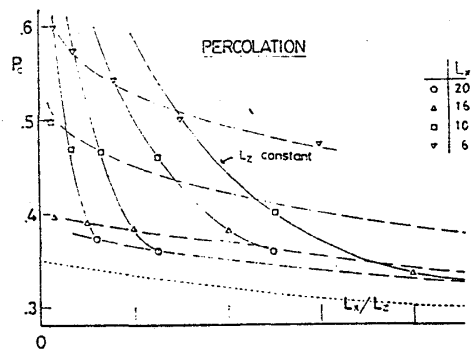
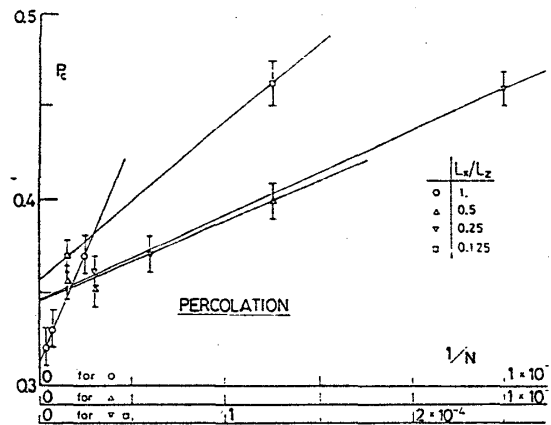


図8



記: 詳細な報告は Progress 2月号 (vol 71, no. 2) に掲載予定

