

熱は飛びをもつ。uniform 帯磁率 χ_1 は(3)からカスプになる。(3)と(4)は convexity を満足し χ_1 のカスプも自然に求まる。

GLP と ROP

東北大工 桂 重俊

Bethe 格子 (有限 cayley tree の中心部, 以下 $z = 3$ の場合を考える) 上の $J_A = J_B$ であるボンド結晶において uniform field zero の limit では $t_G \equiv \tanh(J/2kT) = \frac{1}{\sqrt{2}}$ 以下の温度で GLP が実現し, random ordered field zero の limit では $t_R = \frac{1}{2}$ 以下の温度で ROP が実現する。(Morita PTP in press, Muto 1977, preprint) この T_R は $\chi_S = \sum |\overline{\langle \sigma_i \sigma_j \rangle}|$ の発散点として与えられ, T_G は $\partial^2 \chi / \partial H^2$ の発散点 (Katsura) または $\chi_{\text{Mattis}} = \sum \overline{\langle \sigma_i \sigma_j \rangle^2}$ の発散点として与えられる。 T_R はまた Bethe 格子の Oguchi Ueno 理論(1977, preprint)において

$$|\overline{\langle \sigma_0 \rangle}| = \frac{1}{3} \{ |\overline{\langle \sigma_1 \rangle}| + |\overline{\langle \sigma_2 \rangle}| + |\overline{\langle \sigma_3 \rangle}| \} \quad (1)$$

により effective field を定めたときの $\partial |\overline{\langle \sigma \rangle}| / \partial H_m$ の発散点として与えられる。しかし

$$\overline{\langle \sigma \rangle^2} = \frac{1}{3} \{ \overline{\langle \sigma_1 \rangle^2} + \overline{\langle \sigma_2 \rangle^2} + \overline{\langle \sigma_3 \rangle^2} \} \quad (2)$$

によって effective field を定めても Bethe 格子では effective field が確定するから $\overline{H_m H_m'} = \overline{H_m} \overline{H_m'}$, $\overline{H_m^2} = \overline{H_m'^2}$ が成立ち, 同じ T_R を与える。即ち Bethe 格子に対して GLP が実現されるか ROP が実現されるかは uniform field zero の limit か random ordered field zero の limit の何れが実現されるかによるのであって $|\overline{\langle \sigma \rangle}|$ と $\overline{\langle \sigma \rangle^2}$ の何れが order parameter であるかということは本質ではない。

実在格子に対する Bethe 近似の Oguchi Ueno 理論 (1977, preprint) における高温側の uniform 帯磁率は任意の濃度で我々のそれと等しく, $p = 0, 1$ においては低温側の表式も一致する。実在格子の Bethe 近似に対して Oguchi Ueno が χ_r の発散点より求め

た T_R は $t_R = \frac{2}{3}$, $T_R = 0.6213$ であり GLP より求めた転移点 $t_G = \frac{1}{\sqrt{2}}$, $T_G = 0.5672$ と非常に近い。OU 理論で effective field を定める条件として(1)の代りに(2)を用いると $t_R = \frac{1}{\sqrt{2}} = t_G$ が得られる。低温に対しては近似がちがうから χ_u の expression は $p = 0, 1$ を除いて一致していないが実在格子に対して OU 近似 (1977) と我々の近似は非常に近いものである。

ferro bond と antiferro bond の配置に対して wrong bond なしに割付可能な格子に対しては $t_R = \frac{1}{2} \neq t_G$ が実現し, wrong bond なしに割付不可能な格子に対しては $t_G = \frac{1}{\sqrt{2}} (= t_R)$ が実現するものと考えられる。

Cactus tree lattice (Katoura, Physica 1977 in press) に対して我々の定式化より t_G も t_R も得ることが出来る。(後者は O_{no} の G_a に一致)。Cactus lattice を物理的に実現すればその random ordered field zero の limit では t_R で転移が起り, uniform field zero の limit およびこの格子が Bethe 近似となる Kagome 格子においては t_G が実現されるのであろう。

Bethe 近似と Bethe 格子

東北大工 守 田 徹

Cayley tree 上の Ising モデルの性質を論ずる際に有効場 (effective field) の概念を用いる¹⁾。最近接相互作用の系では、各格子点への有効場はそれが結んでいる branches から最近接格子点を通してかかって来る。ここでは外側の branch からの有効場を問題にする。それは漸化式により一番外側の shell での値 $h_0 = 0$ から次々に決まる。

ランダムな系では交換積分が分布をもつため外から $\bar{s}$ 番目の shell 上の格子点に対する有効場 $h_{\bar{s}}$ の分布関数 $P_{\bar{s}}(x)$ を定義すると、一番外側の shell での $P_0(x) = \delta(x)$ から次々に決まる。

Cayley tree 上の格子点を 2 つは分け、一方を部分格子 A, 他を B に属するとする。交換積分は同じ部分格子の格子点間で $J > 0$ とし異なる部分格子の間では $-J$ とする。この系の基底状態スピン配列は部分格子 A でスピンが正, B で負とすれば得られる。有効場