

## 交流磁場中の相転移について

東北大・工 白倉 孝行, 鍛冶谷 宏, 猪苗代 盛

近年, 特にスピングラス (SG) に対して交流磁場による測定が盛んに行なわれている。<sup>1)</sup> SGの交流線型帯磁率は, 測定周波数に依存する凍結温度でピークを示す。これらの凍結温度の周波数依存性は局所スピングラスの効果, あるいは動的臨界現象により説明されてきた。これに対して, 白倉と高山<sup>2)</sup>は, 交流磁場の非線型効果に注目し, Langevin dynamics をもつ SK イジングスピングラスの soft spin version に対して交流磁場の振巾と周波数に依存する相転移温度をもつ交流磁場中での熱力学的相転移の存在を示した。さらに, 高山ら<sup>3)</sup>は, 強磁性体の同様のモデルに対して同様の相転移が存在することを示した。しかし, これらの研究は, Langevin dynamics をもつソフトスピン系の分子場理論であり, 弱磁場振巾の場合に限られていた。ここでは, 任意の大きさの磁場振巾に対する純粋な強磁性体の kinetic Ising model の交流磁場中での相転移を調べたい。

まず, 分子場近似により調べる。鈴木と久保<sup>4)</sup>による強磁性体の kinetic Ising model の分子場近似による運動方程式

$$\tau \frac{d}{dt} m(t) = -m(t) + \tanh [\beta (J m(t) + h(t))] \quad (1)$$

から出発する。初めに, 解析的に取り扱える場合を考える。 $\beta (J m(t) + h(t))$  が十分小さい場合を考え, (1)式の  $\tanh [\dots]$  を 3 次まで展開し, (1)式の時間に関するフーリエ変換をする。得られた式に, 交流磁場  $h(t) = 2h_{ac} \cos(\nu t)$  のフーリエ変換  $h(\omega) = h_{ac} 2\pi (\delta(\omega - \nu) + \delta(\omega + \nu))$  と, 磁化のフーリエ変換  $m(\omega) = m_0 2\pi \delta(\omega) + m_\nu 2\pi \delta(\omega - \nu) + m_{-\nu} 2\pi \delta(\omega + \nu) + \dots$  を代入して,  $\delta(\omega)$ ,  $\delta(\omega - \nu)$ ,  $\dots$  に比例する項をそれぞれ等しいとおくことによって,  $m_0$ ,  $m_\nu$ ,  $\dots$  を決める方程式を得る。交流磁場中での相転移温度  $T_c$  は,  $m_0 = 0$  から  $m_0 \neq 0$  に変わる所として決められる。十分小さい磁場振巾  $h_{ac}$  に対して, 次式を得る。

$$\begin{aligned} \bar{T}_c &\cong 1 - 2(\bar{h}_{ac}^2 + \bar{h}_{ac}^2/\bar{\nu}^2) \\ &\cong 1 - 2\bar{h}_{ac}^2/\bar{\nu}^2, \quad \bar{\nu}^2 \ll 1 \end{aligned} \quad (2)$$

ここで,  $\bar{T} = T/J$ ,  $\bar{h}_{ac} = h_{ac}/J$ ,  $\bar{\nu} = \nu\tau$  である。(2)式は, 高山ら<sup>3)</sup>により得られた結果と

一致する。次に、強磁場振巾での振舞を調べるため、時間の離散化により(1)式を数値的に解く。(1)式で  $h(t) = 2h_{ac} \cos(\nu t)$  として、時間の離散化  $\Delta t$  を考え、時間微分は差分で置き換え、次式を得る。

$$m_{i+1} = m_i - \frac{1}{\bar{\tau}} \left\{ m_i - \tanh \left[ \bar{\beta} (m_i + 2\bar{h}_{ac} \cos((i-1)\bar{\nu})) \right] \right\} \quad (3)$$

ここで、 $m_i = m(t_i)$ ,  $t_i = (i-1)\Delta t$ ,  $\bar{\tau} = \tau/\Delta t$ ,  $\bar{\nu} = \nu\Delta t$ ,  $\bar{\beta} = \beta J$ ,  $\bar{h}_{ac} = h_{ac}/J$  である。(3)式は定常状態に到達するまで iterations が行なわれる。定常状態に

到達したならば、その後の iterations によりフーリエ分解が行なわれ、 $m(t) = m_0 + 2 \operatorname{Re} m_\nu \cos(\nu t) + 2 \operatorname{Im} m_\nu \sin(\nu t) + \dots$  の  $m_0$ ,  $2 \operatorname{Re} m_\nu$ ,  $\dots$  が求められる。図1に  $\bar{\tau} = 1$ ,  $\bar{\nu} = 2\pi$

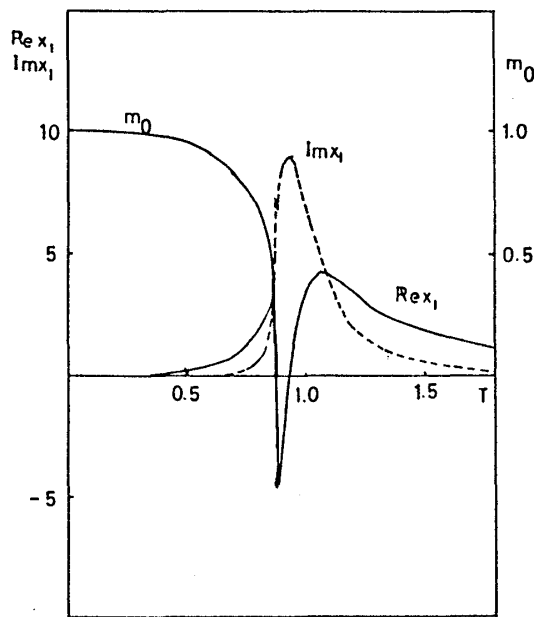


図1 分子場近似での  $m_0$ ,  $\operatorname{Re} x_1$ ,  $\operatorname{Im} x_1$  の振舞

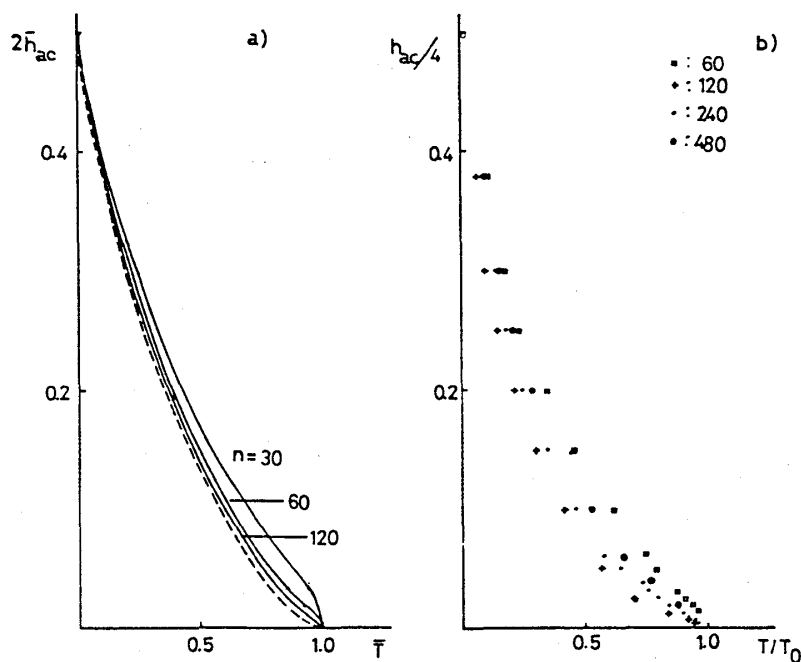


図2 交流磁場中での強磁性体の相図  
a) 分子場近似, b) MC法による  
二次元Ising強磁性体

$/60$ ,  $2\bar{h}_{ac} = 0.06$  のときの  $m_0$ ,  $\text{Re}\chi_1 = 2 \text{Re} m_\nu / 2\bar{h}_{ac}$ ,  $\text{Im}\chi_1 = 2 \text{Im} m_\nu / 2\bar{h}_{ac}$  の振舞を示す。相転移温度は,  $\text{Re}\chi_1$  のくぼみの所に対応している。非線型応答  $2 \text{Re} m_{2\nu}$ , ... に対しては,  $\bar{\tau} = 1$ ,  $\bar{\nu} = 2\pi/480$ ,  $2\bar{h}_{ac} = 0.002$  のときは静的理論<sup>5)</sup>で予想されたものと一致する振舞を示すが, 図1でのパラメーターでは, 非常に複雑な振舞を示す。図2(a)に,  $\bar{\tau} = 1$ ,  $n = 30, 60, 120$  (ここで  $\bar{\nu} = 2\pi/n$ ) のときの  $\bar{T} - 2\bar{h}_{ac}$  面での相図を示す。零磁場転移温度からのずれは, 弱磁場振巾では解析的取扱いかからも示されたように,  $\bar{h}_{ac}^2$  に比例する(上に凸)。しかし, 強磁場振巾では, 下に凸の曲線へと変化する。さらに, 周波数  $\bar{\nu}$  が零の極限で, 臨界曲線は一つの曲線に近づいていくように見える。この曲線は, 静的磁場中での強磁性体で, 2つの極小状態をもつ領域と1つの極小状態しかもたない領域を分ける境界曲線(図2(a)の破線)に対応することがわかる。静的磁場中では, 強磁性転移は微小な静的磁場によって消されてしまう。それにもかかわらず, 交流磁場中ではその静的極限においても, このような臨界曲線が

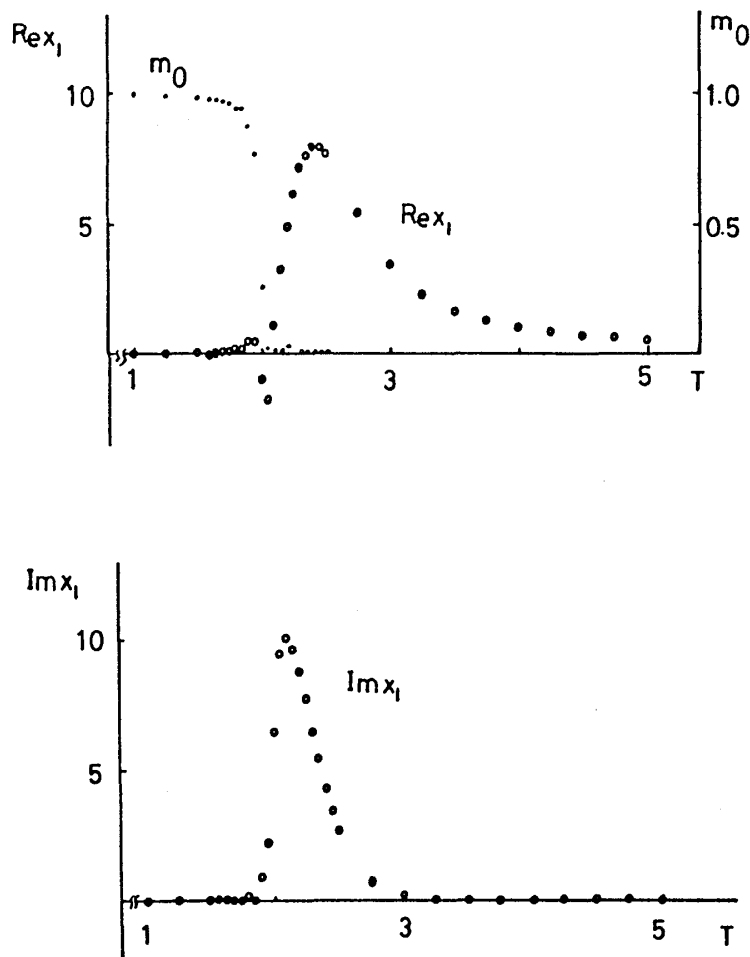


図3 MC法による二次元Ising強磁性体での  $m_0$ ,  $\text{Re}\chi_1$ ,  $\text{Im}\chi_1$  の振舞

存在するのは、興味深いことである。

次に、交流磁場中での最近接相互作用をもつ二次元Ising強磁性体がモンテカルロ (MC) 法により調べられた。交流磁場は、 $i$  番目のMC steps per spin (MCS)での外場の大きさを  $h_{ac} \cos((i-1)\nu)$  とすることによって印加された。分子場近似のときと同様に、ほぼ定常状態に到達するまで待ち、その後のMCSのフーリエ分解により、磁化のフーリエ成分が得られた。図3に、周期境界条件をもつ大きさ  $70 \times 70$  の正方格子で  $h_{ac} = 0.1$ ,  $n = 240$  (ここで、 $\nu = 2\pi/n$ ) のときの  $m_0$ ,  $\text{Re}\chi_1 = 2 \text{Re} m_\nu / h_{ac}$ ,  $\text{Im}\chi_1 = 2 \text{Im} m_\nu / h_{ac}$  の振舞を示す。ここで、1つの交換相互作用  $J_{ij}$  の大きさが1ととられているので零磁場転移温度  $T_0$  は、2.27である。分子場近似のときと同様に、 $\text{Re}\chi_1$  のくぼみのところで、静的磁化  $m_0$  の急激な増加をみる。これは、最近接相互作用をもつ二次元Ising強磁性体での交流磁場中での相転移を強く示唆する。そこで、 $\text{Re}\chi_1$  の極小点を相転移温度とみなし、 $n = 60, 120, 240, 480$  のときの  $T - h_{ac}/4$  面での相図を図2(b)に示す。弱磁場振巾での零磁場転移温度からのずれは、 $n = 60$  では分子場近似のときと同様に、ほぼ  $h_{ac}^2$  に比例する様子がみえる。静的極限で、臨界曲線が有限磁場振巾のところに存在するかどうかについては、ここでのデータからだけでは、はっきりしたことは言えないようである。しかし、2つの極小状態を隔てる自由エネルギー障壁の考察から、それは存在しないのではないかと思われる。

## 参考文献

- 1) S. Chikazawa, C. J. Sandberg and Y. Miyako: J. Phys. Soc. Jpn. **50** (1981) 2884.
- 2) T. Shirakura and H. Takayama: J. Phys. **C19** (1986) L459.
- 3) H. Takayama, T. Shirakura and K. Nemoto: Prog. Theor. Phys. Suppl. to be published.
- 4) M. Suzuki and R. Kubo: J. Phys. Soc. Jpn. **24** (1968) 51.
- 5) K. Wada and H. Takayama: Prog. Theor. Phys. **64** (1980) 327.

## スピングラスの平均場理論と Ultrametricity

北大・理 根本 幸児

スピングラス (SG) 状態では自由エネルギー空間 (F空間) に多数の谷が存在し、温度低下と共にその構造がより複雑になっていく。この様な直観的で理解しやすい描像を直接当ては