

ン間の非対角相互作用を媒介としたランダム分子場の効果によって真の長距離秩序相としては存在し得ないと現在では考えられている。ところで、ランダム磁場効果というのは、秩序変数に共役な静的な磁場（この磁場は時間的に揺いではない）が空間的にランダムに分布（分布の形には強く依存しないと思われる）した際に現れるところに本質がある。従って、ランダム磁場効果の適用に関しては、十分にこのことに留意して議論することが肝要であろう。

ランダム磁場中のスピン系

東大・理 池上高志, 鈴木増雄

フェロ的なカップリングを持つスピン系に一方向性のランダム磁場をかけた場合の相図の様子と、そのランダム磁場の分布関数の形の相図への影響を調べてみた。

まず分子場的議論を展開するために、infinite range model を考え、レプリカ法を用いて自由エネルギーを求める。この自由エネルギーをランダウ流に展開する事により、パラ相からフェロ的な秩序相への変り方をみる。ベクトル・スピン系（特にスピン成分が3の古典ハイゼンベルク模型）に対して自由エネルギーは、

$$F = \frac{J}{2} \sum_{\mu=1}^3 m_{\mu}^2 - \beta^{-1} \left\langle \log \left(\frac{4\pi \sinh X}{X} \right) \right\rangle_{\text{ランダム磁場による平均}}$$

$$X = \beta \sqrt{\sum_{\mu=1}^3 (J m_{\mu} + H \delta_{\mu,1})^2} \quad \beta^{-1} = K_B T \quad m_{\mu} \text{ は磁化}$$

で表わせる。

分布関数が相図に影響を及ぼす大きな点として2つあげられる。第1に磁場ゼロの点が全体の分布の極大点になっているか、極小点になっているか。第2に高次モーメント（ $\langle H^n \rangle_{\text{ランダム磁場平均}}$ ）が効くかどうか¹⁾

イジング・モデルの場合、第1の点が顕著に現われて、 $H=0$ が極大点の分布の場合、パラ→フェロ相は、2次相転移的だが、極小点となっている場合、特にデルタ関数的分布では

$$(P(H_i) = \frac{1}{2} \{ \delta(H_i - \tilde{H}) + \delta(H_i + \tilde{H}) \})$$

3重点が存在して、ある温度以下では、1次相転移的となる²⁾

ベクトル・スピン系の場合、ランダム磁場の及ぼす影響として、フェロ的秩序相内に、スピン・フロップ線が現われる事があげられるが、このフロップ線は上の第2点、すなわち高次モーメントによって振るまいが異なってみえる。特に、古典ハイゼンベルク模型について調べてみた。磁場分布が、デルタ関数的分布の場合、1次相転移的フロップ線が存在するが、ガウス分布

$$(P(H_i) = (2\pi\tilde{H}^2)^{-1} \cdot \exp\{-H_i^2/2\tilde{H}^2\})$$

の場合は、高次モーメントが効いて、フロップ線はぼかされて、2次相転移的になる可能性のある事を示した。この結果は、くりこみ群的手法からも示唆されている。²⁾ (次図参照)

またランダム磁場をかける事により、
磁場に垂直な方向の T_c を

$$T_c(\tilde{H}) - T_c(0) \propto -\tilde{H}^2 + O(\tilde{H}^4)$$

でシフトさせる。(ここで $\tilde{H}$ はランダム磁場の分散である) この事はスピングラスにおける GT 線、すなわち、タテ方向に磁場をかける事により、その方向のスピングラス相の出現が押えられ、横方向のスピングラス相が出現する温度 T_g が

$$T_g(H) - T_g(0) \propto -H^2 + O(H^4) \quad ^3)$$

でシフトする事と類似している。これは GT 線がランダム磁場で説明できる事の一つの根拠となるであろう。

さいごに本質的にフラストレートしたタイプのスピングラスと、Mattis 変換でランダム磁場の問題に移せるタイプのスピングラスがあるが、後者の場合には上でみたスピン、フロップ線 etc. の振るまいがみられる事が期待される。

References

- 1) S. Galam, J. L. Binman, Phys. Rev. **B28** (1983) 5322
- 2) A. Aharony, Phys. Rev. **B18** (1978) 3318, 3328
- 3) M. Gabay, G. Toulouse, P. R. L. **47** (1981) 201.

