($c=\mathrm{const}$)とおくことが出来る。$y>0$, $q>0$であれば，これは常に成り立つので，結局

$$(\partial/\partial \ln\omega)\ \chi'(\omega) \propto \chi''(\omega) \tag{6}$$

を得る。これは実験的にも確認されている関係である。[8] 通常の熱揺らぎの緩和を仮定すれば，上式を無理なく導くことは出来ない。

まとめると，臨界指数が $d_{\mathrm{uc}}=6$ で偶然にも一致することは有り得ないし，また式(6)の関係が幅広く成り立つこと等から，SGがパーコレーション転移であることは正しそうにみえる。今後，その確認のための研究が望まれる。

1) J. A. Mydosh : Heidelberg Collquim on Spin Glasses, Lecture Notes in Physics **192** (1983), p. 38.
2) Y. Ueno : J. Phys. Soc. Jpn. **52** (1983) Suppl. p. 121.
3) F. Fish and A. B. Harris : Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 785.
4) D. Stauffer : Phys. Rep. **54** (1979) 1.
5) M. Suzuki : Prog. Theor. Phys. **51** (1974) 1992.
6) R. Omari et al : J. de Phys. **44** (1983) 1069.
7) A. B. Harris et al : Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 415.
8) L. Lundgren et al : J. Mag. Magn. Mat. **25** (1981) 33.

5．ゲージ変換の方法とリエントラント転移

東工大・理　西 森 秀 稔

1, 2次元及び3次元の理論

スピングラスの平均場理論が一応の完成を見た現在,[1] 実験的に観測されている現象と理論的考察のより信頼性の高い比較をするべく有限次元のモデルへの関心が高まっている。

ボンドの分布関数が対称的である場合 $P(J_{ij})=P(-J_{ij})$ について以下のような理解がこれまでに得られている。

2次元空間におけるイジングSGについては，数値的な転送行列の方法で有限の転移温度が存在しないことが示され,[2] 絶対零度が臨界温度であると考えられている。そこでの臨界指数に

ついての議論が続いている。[3] 一方，３次元になるとイジングの場合有限の温度でＳG転移があるという結果が数値実験や[4]高温展開[5]により得られており，ダイナミクスについても専用機による詳細な数値実験[6]がなされている。ところが，実験的にはスピンはハイゼンベルク的な等方性を持つことが多いが，このときは３次元においても有限温度では通常の最近接Edwards-Anderson模型は相転移を起こさないという見方が有力である。[7] 実験事実との整合性を追求すべくRKKY型相互作用の特性[8]や，弱いが有限に存在する異方性エネルギーの効果[9]が研究されている。さらにXY型のスピンについては通常の物理量は２次元，３次元では特異性を示さないが，[10] カイラリティの自由度がＳG的な秩序を示す可能性が指摘されており，[11] 実験との対応[12]も含めて今後の展開が注目される。

分布関数が対称でないと，強磁性とＳGの競合が起こり，<温度>対<分布の中心>の相図がどうなるかに興味がある。くりこみ群での計算や数値実験は昔から色々あるが，定量的に信頼できる理論は数少ない。そのひとつであるゲージ変換理論を次に述べる。

2. フラストレーションとゲージ変換理論

フラストレーションとはボンドのループがあるときボンドの符号のループに沿っての積が負になることを言う。$\pm J$ モデルにおいてはこのときループに沿ってのスピンの基底配位が一意的に定まらず非自明な縮退が生じる。フラストレーションの系全体にわたる分布を保存する変数変換

$$J_{ij} \rightarrow J_{ij}\sigma_i\sigma_j\,, \quad S_i \rightarrow S_i\sigma_i \tag{1}$$

をゲージ変換と言い，自由エネルギー，内部エネルギー，比熱等は(1)の変換で不変である。（すなわち，フラストレーションの分布のみに依存しボンド分布の詳細にはよらない。）このことを利用すると次の結果が簡単な考察により導かれる。[13]

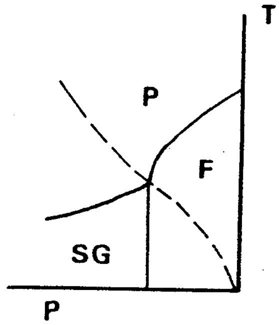

図１

(i) 相図上で　$\exp(2K)=p/(1-p)$ で定義される線（クロスオーバー線と以下呼ぶ）を考える。（図１の破線）この線上で内部エネルギーの平均値が任意格子上で厳密に求まり結果は簡単な解析関数となる。

(ii) 同じ線上で比熱が発散しないことが示せる。

(iii) 同じ線上で強磁性及びＳGのオーダーパラメーターmとQが等しい値をとることが分かる：　$m=Q$。従ってスピングラス相（$m=0$，$Q>0$）はクロスオーバー線上にはありえない。

(iv) クロスオーバー線と強磁性相境界との交点は強磁性相のうち相図上で一番左に位置する点であることが示せる。このことより，強磁性相とSGの相境界はリエントラント的か垂直でないといけないことがわかる。後で述べる議論によると，後者の可能性が高い。さらに (iii)と(iv)から，上記交点は3重臨界点であると考えられる。

(v) 各サイトにおけるまわりのスピンからの局所磁場の絶対値の分布はサイトごとに独立である。また各ボンドのエネルギー分布もボンドごとに独立である。このことから，系はゲージ不変量で見る限り，クロスオーバー線上で独立なO(N)個の系の集合にすぎないことがわかる。

(vi) ボンド分布を固定したときの分配関数はそのボンド分布によって指定されるフラストレーションの分布が実現する確率に比例する。これより，クロスオーバー線上での自由エネルギーは与えられた確率p（強磁性ボンドの確率）におけるフラストレーションのエントロピーと同一視できる。自由エネルギーは (iv) で述べた3重臨界点で特異性を持つから，フラストレーションのエントロピーも相図上で3重臨界点と同じ$p=p_c$において特異である。$p>p_c$（強磁性側）ではフラストレーションは濃度が低く2次元ではペア（3次元では閉じたウィルソンループ）を作ってしか存在できないのに対し，$p<p_c$では解離した（すなわちペアまたはウィルソンループを構成するストリングが無限に伸びた）フラストレーションプラズマとして存在している。[14] ペア（ループ）で存在しているときはマクロに見ると均一な強磁性相互作用系と本質的に同じだが，プラズマ状態ではフラストレーションの効果はどういうスケールで見ても解消できない。このことがpの変化に伴う強磁性とSGの間の転移となって実現している。重要なことは，上記の特異性が3重臨界点と同じ$p(=p_c)$で起こっているということであり，したがって強磁性とSGの転移を表す相境界は3重臨界点から垂直に下がっている。フラストレーションペア（ループ）の解離による相転移についてはこれまでにも議論があるが，[14,15]スクリーニングの効果（多体効果）をすべて取り入れた結果として3重臨界点からの垂直な相境界が実現しているという主張が新しい点である。フラストレーションペア（ループ）の解離は純粋に幾何学的なボンドの問題であることを考えると，ハイゼンベルク等イジング以外のスピンについても垂直な相境界が格子型によってのみ決まるp_cで実現している可能性が強い。

参 考 文 献

1) K. Binder and A. P. Young, Rev. Mod. Phys. **58** (1986) 801.

2) I. Morgenstern and K. Binder, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1615.

3) D. Huse and I. Morgenstern, Phys. Rev. **B32** (1985) 3032.

4) R. N. Bhatt and A. P. Young, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 924.

A. T. Ogielski and I. Morgenstern, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 928.

5) R. R. P. Singh and S. Chakravarty, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 245.

6) A. T. Ogielski, Phys. Rev. **B32** (1985) 7384.

7) J. A. Olive, A. P. Young and D. Sherrington, Phys. Rev. **B34** (1986) 6341.

8) A. Chakrabarti and C. Dasgupta. Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1404.

9) A. J. Bray, M. A. Moore and A. P. Young, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2641; Phys. Rev. **B34** (1986) 6541.

10) S. Jain and A. P. Young, J. Phys. **C19** (1986) 3913.

11) H. Kawamura and T. Tanemura, J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 4479; idid **55** (1986) 1802.

12) H. Kubo, T. Hamasaki, M. Tanimoto and K. Katsumata, J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 3301.

13) H. Nishimori, J. Phys. **C13** (1980) 4071; Prog. Theor, Phys. **66** (1981) 1169; ibid **76** (1986) 305; J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 3305.
T. Morita and T. Horiguchi, Phys. Lett. **76A** (1980) 424.
T. Horiguchi, Phys. Lett. **81A** (1981) 530.
T. Horiguchi and T. Morita, J. Phys. **A14** (1981) 2175.
A. Gerorge, D. Hansel, P. LeDoussal and J. P. Bouchaud, J. de Phys。**46** (1985) 1827.

14) E. Fradkin, B. A. Huberman and S. H. Shenker, Phys. Rev. **B18** (1978) 4789.

15) H. G. Schuster, Z. Phys. **B35** (1979) 163.

6. イジング・スピングラスのモンテカルロ繰り込み群

東工大・理　尾関　之康，西森　秀稔

スピングラス（SG）の分野において，有限次元のモデルへの興味が高まってきた近年，その代表と言える$\pm J$イジングモデルの研究も盛んに行われている。特に対称分布についての研究はかなり進んでいて，シミュレーション[1,2]や高温展開[3]等によって，転移温度や臨界指数な