

$$\frac{\partial}{\partial t} P(\{f\}, t) = \mathcal{L}\{f\} P(\{f\}, t) \quad (2)$$

$$\mathcal{L}\{f\} \equiv \frac{LT}{\sigma} \int d\mathbf{r} \frac{\delta}{\delta f(\mathbf{r})} \sqrt{1 + (\partial f / \partial \mathbf{r})^2} \left(\frac{\delta}{\delta f(\mathbf{r})} + \frac{1}{T} \frac{\delta F}{\delta f(\mathbf{r})} \right) \quad (3)$$

ここで L は適当な kinetic coefficient。このモデルを用いてスピノダル分解の後期過程等 Interface の役割が重要になる問題を研究する事は今後の課題である。

文 献

- (1) 小野周: 表面張力 (物理学 One Point - 9) 共立出版 (1980)
- (2) B. Widom, in : *Phase Transitions and Critical Phenomena* Vol.2, Chap. 3, eds C. Domb and M.S. Green. (Academic Press, 1972)
- (3) T. Ohta and K. Kawasaki, Prog. Theor. Phys. **58** (1977) 467; J. Rudnick and D. Jasnow Phys. Rev. **B17** (1978) 1351.
- (4) D.J. Wallace and R.K.P. Zia. Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 808. D.J. Wallace, *Cargese Summer Institute on Phase Transitions* (1980) (プレプリント)
D. Forster and A. Gabriunas, Phys. Rev. **A23** (1981) 2627.
- (5) H.W. Diehl, D.M. Kroll and H. Wagner, Zeits. f. Phys. **B36** (1980) 329.
- (6) K. Kawasaki and T. Ohta, preprint.

スピングラスと格子ゲージ理論

東大・理 西 森 秀 稔

1. スピングラスについての予備知識

様々な物質についてスピングラス相と呼ばれる新しい低温相への相転移の存在の可能性が実験的に指摘されている。¹⁾これらの物質に共通した特徴は、スピン間の相互作用の強さと符号がボンド(リンク)ごとにランダムに分布しておりそのために低温相でスピンの方向が各サイトごとにばらばらになっているということである。しかし、ひとつのサイトに注目するとそこでのスピンの方向は時間的に一定しており、この事実により全く無秩序な高温相(常磁性相)から低温相が区別されている。平均場理論²⁾はこのような描像を基礎にしてある程度実験を説明することに成功したが、不完全な点が多く解決にはほど遠い。以下で説明するのは対称性の考

察からのこの問題へのアプローチである。

2. フラストレーション

相互作用がランダムだと言うだけではすべての実験事実は説明できず³⁾フラストレーションと呼ばれる状況の存在がスピングラス相の出現の必要条件だと考えられている。⁴⁾フラストレーションと言うのは、系全体としての基底状態において必ずしもすべてのボンドが最低エネルギー状態にならないことを言う。ひとつのプラケットを囲むボンド（正方格子なら4本）のうちの1本にそのような状況が存在するときそのプラケットにフラストレーションがあるという。

全ボンドが正の符号を持つ系（通常の強磁性体）において次々にボンドの符号を負に変えていく過程を考える。1本だけ負のボンドを入れると隣り合う2つのプラケットにフラストレーションが生じる（図1）。負のボンドの数を増やしていっても（正の割合を p ，負の割合を $1-p$ として）ある臨界値 $1-p_c$ に達するまではフラストレーションは常に2つのペアを組むプラケットに現われる。

が、正の割合が p_c 以下になると図2のように無限に長い尾を引いた単独のフラストレーションの存在確率が有限になり、フラストレーションのペアは解離する。⁵⁾これはクォークの閉じ込めの機構⁶⁾と型式上は全く同等

であり、2つの理論（スピングラスと格子ゲージ理論）でそれぞれ得られている知見を相互に融通し合うことに

より有益な結果がもたらされる可能性を与える。ただ注意しないといけないのは、以上に述べたのはボンド

の符号の変化による相転移でありそれが直ちにスピン系の（特に有限温度における）相転移と結び付くわけではないということである。つまり、スピンの自由度の寄与が上の考察には取り入れられておらず、

p_c でボンド配置に転移があることは事実としてもそれがすぐスピン系の自由エネルギーの特異性として

反映されるかどうかは別の問題なのである。

3. 厳密に言えることがら

前節で説明したこと以外にもうひとつ重要な類似性が2つの理論の間にある。それは系の対称性の局所性である^{4)~7)}。このためにたとえば大域的な対称性の破れが格子ゲージ理論では起こらないという結果^{6), 8)}をスピングラスにおける自発磁化の消失に言い換えることができ

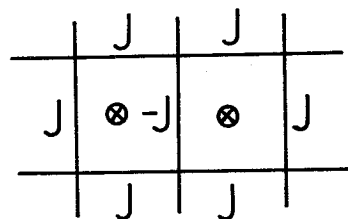


図1

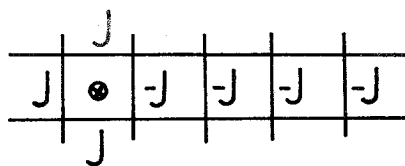


図2

る⁹⁾。またスピン系の内部エネルギーや比熱，相関関数について数多くの厳密なことがらが局所的な対称性を利用して証明できる^{7), 10)}。しかしながら，このスピン系についての結果を直接格子ゲージ理論に翻訳して役に立つ情報を得ることは難しいように思われる。

4. 注 釈

局所的な対称性がスピングラスの系を特徴付けると上述したがいくつか注釈を付け加える必要がある。第一に，実際のスピン系は量子力学的に取り扱わねばならないが量子スピンに対しては局所的な対称性やフラストレーションの概念がうまく定義できない^{7), 11)}。しかし幸いにも古典的な描像がすべて破綻するわけではないことが示せる^{7), 11)}。第二に，局所的な対称性がスピングラスの対称性の本質的な部分をすべて尽くしているかどうかははなはだ疑問である。通常の強磁性体では大域的な対称性の破れから相転移が起こるが，スピングラスでは局所的な対称性の破れから転移が生じるのではない。局所的な対称性は破れないのである⁸⁾。対称性の破れと相転移を結びつけようとする限り別の対称性を見出すことが必要であろう。このことは，スピングラスのオーダーパラメータの定義について今だに合意がなされていない（言い換えるとスピングラスとは何かがよく分かってない）こと¹²⁾と裏腹の関係にある。

参 考 文 献

- 1) J.A. Mydosh, in *Amorphous Magnetism II*, ed. R.A. Levy and R. Hasegawa (Plenum, New York, 1977).
- 2) S.F. Edwards and P.W. Anderson, J. Phys. **F5** (1975) 965.
- 3) D.C. Mattis, Phys. Lett. **56A** (1976) 421.
M. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **58** (1977) 1151.
- 4) G. Toulouse, Commun. Phys. **2** (1977) 115.
- 5) E. Fradkin, B.A. Huberman and S.H. Shenker, Phys. Rev. **B18** (1978) 4789.
H.G. Schuster, Z. Phys. **B35** (1979) 163.
- 6) J. Kogut, Rev. Mod. Phys. **51** (1979) 659.
- 7) H. Nishimori, Thesis, Univ. of Tokyo (1981).
- 8) S. Elitzur, Phys. Rev. **D12** (1975) 3978.
- 9) H. Nishimori and M. Suzuki, Phys. Lett. **81A** (1981) 84.
- 10) H. Nishimori, Prog. Theor. Phys. **66** (1981) No.4. J. Phys. **C13** (1980) 4071.
- 11) H. Nishimori, J. Stat. Phys. to appear.
- 12) M. Suzuki and S. Miyashita, Physica **106A** (1981) 344.