

に働く力の定性的な説明だけにする。秩序変数として、位相  $\phi$  をとり、整合領域として

$$\phi = 0, \quad \frac{2\pi}{3}, \quad \frac{4\pi}{3}$$

の3つが存在するとしよう。そうすると、DCとしては、3領域に対応して3種類が存在する。DLは、その周囲で位相が反時計回りに  $\pm 2\pi$  変化するものだけを考える。

まずDCに働く力として、曲率によるものがあり、これは、曲がったDCを直線にしようとする力である(図1)。DCの部分間の相互作用は、双極電荷層に働くしゃへいされた静電気力と同じとした。DLについては、それに結び付いているDCから張力を受け、さらに  $\pm DL$  で異なる符号をもつ misfit 力が働く(図2)。

最後にパターンの再構成について述べる。私たちがもっとも興味を持つのは、このパターンの再構成であるが、運動方程式はこのことについて多くを語らない。パターンの再構成に対するコンピューター制御は、かなり難しいもののように思われるが、基本的にはDLに結び付いているDCの組み換えである。この組み換えについては、+DLからDCを通して-DLへ向かう方向性が役に立つ(図3, 図4)。

私たちが実際に行なったコンピューターシミュレーションは、3つの秩序変数が共存していて、先に説明した場合よりも複雑化しているが、基本的には1変数の場合と変わらないので、最後にシミュレーションの結果と、どのような再構成が起こったのか簡単な図で示すことにする(図5, 図6)。

## 28. 2次元XYスピングラスと渦状ドメイン

阪大・教養 川村 光  
統計数理研 種村 正美

近年、スピングラスの研究が理論・実験両面から活発に行なわれているが、これらの系の振舞はスピンの対称性によって大きく異なっている。我々は容易面的対称性を持つXYスピングラスのモデルとして、以下のハミルトニアンで記述される2次元正方格子上的 plane rotator モデルのモンテカルロシミュレーションを行なった<sup>1,2)</sup>。

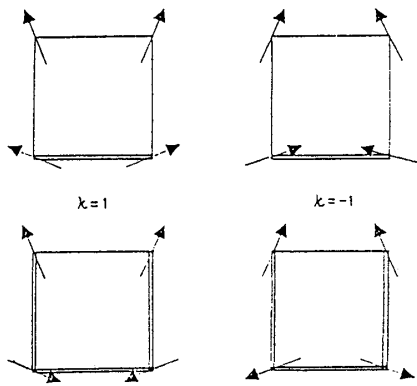


図1 フラストレート・プラケット上のスピンの基底状態。一(二)重ボンドは強磁性(反強磁性)ボンドを表わす。

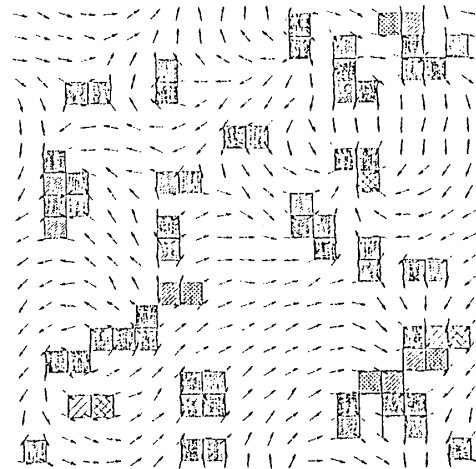


図2 カイラリティ及びスピンのスナップショット。温度  $T=0.1J$ 。ランダムな初期スピン配位から  $10^4$  MCS 後のショット。太線が反強磁性ボンド、ハッチ(クロスハッチ)された正方形は+(-)のカイラリティを持つ。白いプラケットはカイラリティがほぼ0のもの ( $|\kappa| < 0.2$ ) を表わす。系のサイズは  $20 \times 20$ 。さらに大きな系 ( $40 \times 40$ ,  $100 \times 100$ ) でも類似のサイズの渦が観測された。

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \cos(\theta_i - \theta_j), \quad \{J_{ij} = \pm J\}$$

反強磁性ボンドの割合を  $c$ , 強磁性ボンドの割合を  $1-c$  とする。この系で反強磁性ボンドが奇数個の正方形(プラケット)はフラストレーションを持つが, Villain はフラストレートした XY 系はスピンの U(1) 対称性の他にイジング的な二重縮退を持つ事を見出し, この自由度を "カイラリティ" と命名した<sup>3)</sup>。我々は各プラケット上のカイラリティとして, 以下のスカラー量  $\kappa$  を導入した<sup>1,2)</sup>。

$$\kappa = \sum \text{sign}(J_{ij}) \sin(\theta_i - \theta_j)$$

フラストレート・プラケット上のカイラリティ  $\pm 1$  に対応したスピン状態を図1に示す。 $\pm 1$  のカイラリティは  $\pm 1$  の half-vortex に対応している。我々はモンテカルロシミュレーションにより以下のカイラルオーダーパラメーターを調べ

$$g_{\kappa}^{(2)} = \frac{1}{N^2} \sum_{\alpha\beta} \langle \kappa_{\alpha} \kappa_{\beta} \rangle^2$$

有限温度でカイラリティのスピングラス的凍結現象が起きる事を見出した。今の所この凍結現象が平衡相転移か非平衡効果かについては確信出来ないが平衡の相転移である可能性もある。

他方、この系に近い物質として  $\text{Rb}_2\text{Cr}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{Cl}_4$  があり、勝又らによって精力的な実験が行なわれている<sup>4)</sup>。先のカイラリティのスピングラス的凍結現象がどのような実験に引掛かるかは興味深い問題である。我々は強磁性的濃度領域 ( $c < 1/2$ ) のシミュレーションにより、パラ→強磁性 (KT相)→カイラル・スピングラスの所謂リエントラント現象を観測した。

特にカイラルスピングラス状態では、系は凍結した渦状ドメインを持つ事を見出した(図2)。これらの渦状ドメインは一旦生成されると極めて安定である。実はこの渦状ドメインの存在はカイラリティの凍結によって引き起こされている。即ち  $c \ll 1/2$  の強磁性領域ではフラストレート・プラケットはペアを作って存在するが、ペアを作る二ケのカイラリティが (+-) ないしは (-+) に凍結した場合は、渦を作らないのに対し、(++) あるいは (--) に凍結した場合は、各々±の渦を生成する。カイラリティ凍結に伴い、カイラリティの緩和時間が、極めて長くなる為、渦構造が安定化されると考えられる。この渦構造は数10~数100 Å の大きさと思われるので実験的な直接確認は困難と思われるが、勝又らは偏極中性子解析によってドメイン構造が存在する事も見出しており、帯磁率・磁場による履歴現象等も合理的に解釈出来る。磁性体に於いて安定な渦構造が生成される例は比較的珍しく新しいタイプのスピングラスという意味からも大変興味深い現象であろう。

#### 文 献

- 1) H. Kawamura and M. Tanemura: J. Phys. Soc. Jpn. **54** (285) 4479.
- 2) H. Kawamura and M. Tanemura: J. Phys. Soc. Jpn. **55** (286) No. 6.
- 3) J. Villain: J. Phys. **C10** (1977) 4793.
- 4) K. Katsumata, M. Tanimoto, S. Mitsuda and Y. Endoh: J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 3315.