

スピングラスの Slow Dynamics

筑波大学物理学系 高山 一

スピングラスで観測されている遅い緩和現象の研究は、その転移描像に対する平均場理論の成果と相俟って、凝縮系物理学における Slow Dynamics に関する最近の研究の大きな推進力の一つとなっている。スピングラスの Slow Dynamics を、スピングラス転移温度 T_c の高温側で見られている臨界緩和現象と $T < T_c$ での現象とに分けて、これまでの研究を簡単にレビューする。

1. $T > T_c$ での臨界緩和

通常の2次相転移に対する臨界緩和の描像によると T_c 近くのパラ相（臨界領域）では、差渡しが相関長 ξ 程度のスピングラスタの熱ゆらぎの特性緩和時間 τ_c は $((T/T_c) - 1)^{-z\nu}$ に比例して増大する。スピングラスではパラ相においても緩和過程は単純な指数関数型ではないので τ_c の決め方自体が問題であるが、線形交流磁化率 $\chi_0(\omega)$ が $\chi_0(\omega = 0)$ からずれ始める温度を T_ω とすると、 $\tau_c(T = T_\omega) \simeq \omega^{-1}$ とするのが一つの決め方である。このようにして決められた $\tau_c(T)$ が臨界緩和則によく載ることが最近の幾つかの精密な実験で確かめられている。

ところが、スピングラスのパラ相における緩和過程が、通常の強磁性転移のものほど単純でないことを示す、次のような点が指摘されている。臨界緩和の指数 z が強磁性転移に伴われる z より2倍以上大きい。既に述べたように、緩和過程は単純な指数関数型ではない（実験的には、 $\chi_0(\omega)$ の実部と虚部を用いたコール・コールプロットの解析で検証される。また、3次元 $\pm J$ イジング EA 模型に対するモンテカルロ計算によると、スピン自己相関関数は引き延ばされた指数関数型になる）。スピングラスにおいては、相互作用配置にフラストレーションが存在しないような領域が大小多数存在し、 T_c よりかなり高温でそこにスピングラスタが存在している。

形成される。その分布に応じて緩和時間の異なる、多数の緩和過程が存在し、それらが重ね合わさったものが非デバイ型の遅い緩和現象として観測されているものと考えられる。この状況は希釈強磁性体における Griffiths 相に類似している。スピングラスにおける 'Griffiths 相' の観点からパラ相の Slow Dynamics を詳しく解析することは興味ある研究課題と考える。

2. $T < T_c$ での Slow Dynamics

分布を伴った緩和時間（の最大値）が T_c で発散した後のスピングラス相におけるダイナミクスは、理論的に予想されているマージナル安定性が現実の物質にも当てはまるとすると、微視的な時間スケールから無限大までにおよぶ緩和時間の分布がスピングラス相の全域で存在するものと推測される。このようなスピングラス特性の実験的検証が主に磁化の精密測定によって試みられている。磁場中冷却で生じた磁化が磁場を切った後に減衰する thermoremanent magnetization (TRM) 過程や、ゼロ磁場冷却の後磁場をかけたときに磁化が成長する isothermal remanent magnetization (IRM) の詳細な観測である。

TRM や IRM 過程の現象には、エイジングと呼ばれる、次のような特異な特性があることが明らかになっている。例えば IRM 過程において、ゼロ磁場冷却で目標温度まで達した後、その温度で磁場 h を加えるまでの時間（待ち時間 t_w ）を変えて観測を行なうと、待ち時間の間に磁化などのグローバルな熱力学量には測定できるような大きさの変化は見えないが、磁場を加えた後の IRM の変化の様子は図 1 に示すように t_w に依存する。グローバルな熱力学量を変化させるには至らない緩和過程が、 3×10^5 秒 ($\simeq 3.5$ 日) 経っても続いおり、それが t_w 時間後に探りの磁場を加えた後の磁化の変化として観測されていると理解され、少なくとも t_w のスケールまで緩和時間 τ が分布していることになる。上記のスピングラス特性を支持する結果と言えるが、それが文字通り正しいとすれば、有限時間内ではスピングラス相の真の平衡状態を見ることができないことになる。

Koper と Hilhorst (J. de Phys. 49 (1988) 429) はエイジング効果を次のように説明した。各スピンはそれぞれサイズ s のドメインに属し、 s に応じた緩和時間 $\tau(s)$ を伴う。

彼らの議論のポイントは、ドメインサイズ s の分布もまた時間変化し、従って、 τ の分布も時間変化を示すとする点であり、また、 s の時間変化として以下のような過程を想定した点である。すなわち、ある時刻で温度 T と磁場 h を固定したとき、その (T, h) における平衡状態に重なる（平衡状態の核となるような）ドメインは無限大の時間をかけてサイズを成長させ、平衡状態に至るが、そうでないドメインは有限のサイズしか持ち得ず、そのサイズに到達すると、それに応じた緩和時間 $\tau(s)$ で熱的に揺らいでいるとする。このように考えれば、例えば IRM 過程の待ち時間 t_w の間に、 s の分布は $(T, h = 0)$ の平衡状態に向かって変化しているわけで、 h をかけた瞬間の分布が、それ以後、今度は (T, h) の平衡状態に向かって緩和する過程に反映されると予想される。Koper と Hilhorst はより具体的に、ドメインサイズの成長過程は時間に対するべき則に従うなど、2、3 の仮定を導入すれば、図 1 の実験結果などを理論的に再現できることを示している。我々はかなり以前に、2 次元 EA 模型に関するモンテカルロ・シミュレーションで各スピンの自己相関関数を解析し、同程度の τ を持つスピンの空間的にクラスター構造を取り、その分布が温度によって異なること（温度降下に伴うクラスターの成長）を見ていたが、それを時間変化まで考慮したものであり、興味深い。

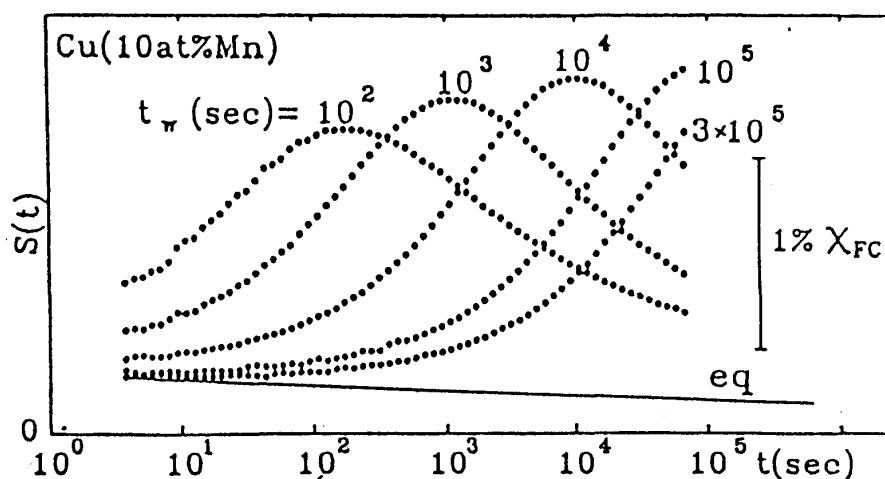


図1 磁化の緩和率 $S(t) \equiv h^{-1} \partial m / \partial \ln t$ の待ち時間 t_w 依存性 (P. Granberg et al.: in 'Heidelberg Colloquium on Glassy Dynamics', (Springer, Heidelberg, 1987))。