

イジングスピングラスのスピンドイナミクス

東大物性研 吉 沢 英 樹

1. はじめに

はたしてスピングラスにはスピン波は存在するだろうか。流体力学的スピン波理論¹⁾はその存在を予測するが数値計算²⁾や中性子散乱³⁾の結果はこれまでのところ否定的である。この原因は、実際のスピングラス物質はハイゼンベルグスピン系である場合がほとんどであり、最もスピン波の存在しやすい長波長極限の波数 $q = 0$ のモードのスピン波周波数が $\omega = 0$ となつて有限でないことと、流体力学的理論の重要な仮定である「spin stiffness constantが有限である」という条件が満足されていないことが絡みあっているため⁴⁾のようである。事実、 $q = 0$ モードのスピン波周波数が有限となるような小さな異方性をもつハイゼンベルグスピングラスではESR実験⁵⁾により $q = 0$ モードの観測に成功している。我々はスピングラスにおける異方性の役割を調べるためにイジングスピングラスとなる物質を探していたが、イジング型反強磁性体 FeCl_2 を非磁性イオン Mg で希釈した系 $\text{Fe}_x\text{Mg}_{1-x}\text{Cl}_2$ においてスピングラス相が出現することを見出し、そのスピンドイナミクスを中性子散乱実験⁶⁾により測定したところ波数空間全域にわたりスピン波が存在することが判明したのでその結果を紹介する。

2. イジングスピングラス $\text{Fe}_{0.4}\text{Mg}_{0.6}\text{Cl}_2$

FeCl_2 の磁気構造は、スピンが強磁性的に平行に並ぶ六方格子の c 面が、面間では互いに反平行に積み重なって全体としては反強磁性体である。 Mg による置換型希釈系 $\text{Fe}_x\text{Mg}_{1-x}\text{Cl}_2$ では c 面内の第2近接交換相互作用が反強磁性的であるので、フラストレーションが生じ Fe イオン濃度 x が 0.5 以下では反強磁性長距離秩序を失いスピングラス相に入る。なお反強磁性長距離秩序の残る $x > 0.5$ の領域でも $x \sim 0.5$ ではスピングラス相が出現しイジング反強磁性長距離秩序とスピングラス秩序との共存⁷⁾が見られる。

反強磁性長距離秩序の存在しない $\text{Fe}_{0.4}\text{Mg}_{0.6}\text{Cl}_2$ で中性子散乱実験を行うと、 FeCl_2 型の短距離秩序を反映する磁気散漫散乱が観測される。その散漫散乱から短距離秩序の相関距離 ξ を決定すると第1図のような温度変化が得られる。 ξ は c 面内 ($\xi_{\perp}$)、 c 軸方向 ($\xi_{\parallel}$) とともに温度減少とともに単調に増大するが、 $T_{sg} \sim 3.5 \text{ K}$ 以下では一定である。ここで Fe イオン濃度 $x = 0.4$ は六方格子の percolation 濃度 $x_p = 0.20$ より十分大きいことを強調しておきたい。何

故なら、系の次元 d が d_1 (lower critical dimension) より大きければ $x > x_p$ では、長距離秩序がなくとも必ず何らかの相転移を生じている必要があるからである。3次元イジング模型では有限温度でスピングラス転移が存在すると承認されつつある状況では⁸⁾ (すなわち $d_1 \leq 3$), $\text{Fe}_{0.4}\text{Mg}_{0.6}\text{Cl}_2$ は T_{sg} でスピングラス転移をしていると解釈するのが最も妥当である。ちなみに、 T_{sg} 近傍で交流帯磁率を測定すると (第2図) 他のスピングラスでよく観測されるように $T < T_{\text{sg}}$ で χ の実部 χ' に周波数依存性が顕著になり虚部 χ'' もゼロでなくなり χ' , χ'' とともにピークを $T \sim T_{\text{sg}}$ でもつ。

3. $\text{Fe}_{0.4}\text{Mg}_{0.6}\text{Cl}_2$ の励起スペクトル

第3図は $T \geq T_{\text{sg}}$ で測定された Brillouin 帯中心 ($q=0$) における励起スペクトルのデータである。通常の反強磁性体では $T > T_N$ の diffusive モード ($E=0$ に中心を Lorentzian) から $T < T_N$ の集団励起モード ($E=E_{\text{sw}}$ にピークをもつスピン波) へと励起スペクトルが T_N で定性的に顕著な変化を示すのであるが、 $\text{Fe}_{0.4}\text{Mg}_{0.6}\text{Cl}_2$ では、

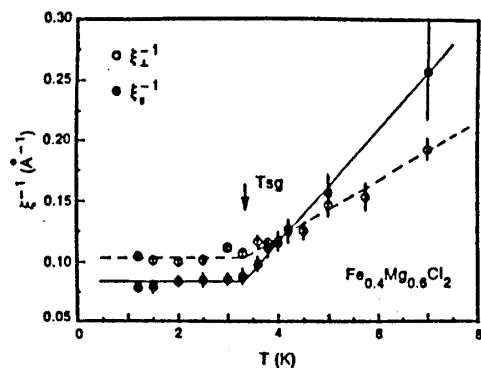


Fig. 1

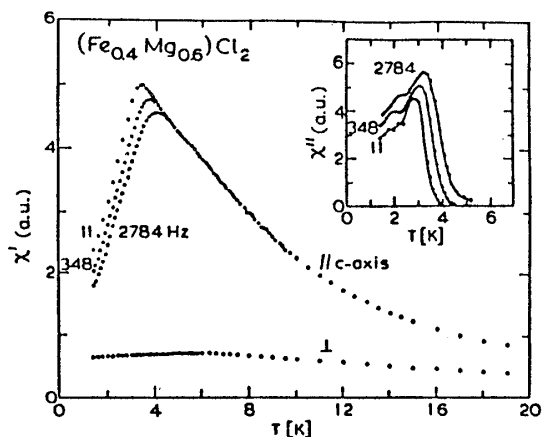


Fig. 2

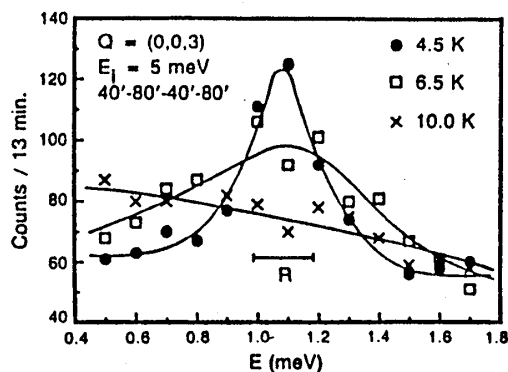


Fig. 3

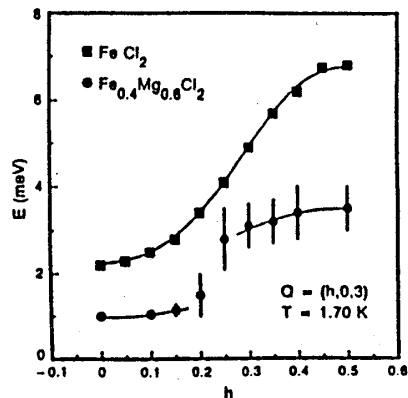


Fig. 4

約 $2 T_{sg}$ に相当する $T = 6 \text{ K}$ でピークが現れはじめ $T = 4.5 \text{ K}$ ($\geq T_{sg}$) では、すでに装置の分解能幅のみの鋭いピークに成長している。またピークの位置 ($\sim 1.0 \text{ meV}$) は FeCl_2 の 1 イオン異方性エネルギー値に一致する。これからハイゼンベルグスピングラスの小さな triad 異方性の場合ばかりでなく、イジングスピングラスでも 1 イオン異方性が $q = 0$ のモードの励起エネルギーを有限の値に持ち上げていることが分かる。すなわちスピンの stiffness constant がゼロであるか否かの議論は、イジングスピングラスにスピン波が存在するかの議論に関しては irrelevant であって異方性によって励起スペクトルはスピン波様のギャップをもつ。最近イジングスピングラス $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{As}_3$ ⁹⁾ で比熱が指数関数的に温度変化することが見出され励起スペクトルがギャップをもつためと推測されているが、これはまさにイジングスピングラスの励起スペクトルが本質的に $\text{Fe}_{0.4}\text{Mg}_{0.6}\text{Cl}_2$ のようになっていることをバルクの物性から間接的に見たものと言えよう。

さて、このような 1 イオン異方性に基づく励起スペクトルは、実は分散をもたぬ局在モードではなく、 $q = 0$ から第 1 図に示された反強磁性的短距離秩序の相関距離の逆数程度の波数 $q_c \sim \xi^{-1}$ までの領域でのみ存在する。この様子を分散関係として FeCl_2 のスピン波の分散と対比して示すと第 4 図のようになる。 $\text{Fe}_{0.4}\text{Mg}_{0.6}\text{Cl}_2$ の分散は $q \sim q_c$ (~ 0.2) でステップ状に変化する異常なものである。これは、 $q < q_c$ では 1 イオン異方性のみでピークの位置が決まるのに対し、 $q > q_c$ では反強磁性的に相関しているクラスターのなかでスピン波がたちうるので交換相互作用の分だけ励起スペクトルのピークの位置が高くなるからである。更にこの領域では、スピン波ピークがそのエネルギーに対して比較的大きい 1 meV 程度の幅をもつことも $q < q_c$ の領域との定性的な相異点である。この $q \sim q_c$ における励起スペクトルの性質の異常な変化の原因を self-similarity の概念を借用して (1) $q \ll q_c$ を系が一様な領域、(2) $q \gg q_c$ を格子定数程度の距離スケールの磁性イオン配置の重要な局所的領域、(3) $q \sim q_c$ を self-similar な構造に近い (1) から (2) への境界領域、と見たてて、「素励起が $q \sim q_c$ において局在化する方向に変化するからである」と理解する¹⁰⁾ のは面白い可能性ではあるが、解釈として確立するためには更に精密な研究が不可欠であろう。

参考文献

- 1) B. I. Halperin and W. M. Saslow: Phys. Rev. B16 (1977) 2154.
- 2) 例えば W. Y. Ching, K. M. Leung and D. L. Huber: Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 729.
- 3) 例えば C. R. Fincher, Jr., S. M. Shapiro, A. H. Palumbo and R. D. Parks: Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 474.

- 4) 総合報告, K. Binder and A. P. Young: Rev. Mod. Phys. **58**(1986) 801. の VI.Bを見よ。
- 5) S. Schultz, E. M. Gullikson, D. R. Fredkin and M. Tovar: Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1508;
E. M. Gullikson, D. R. Fredkin and S. Schultz: Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 537.
- 6) P.-z. Wong, H. Yoshizawa, S. M. Shapiro: to be submitted to J. Appl. Phys.
- 7) P.-z. Wong, S. von Monar, T. T. M. Palstra, J. A. Mydosh, H. Yoshizawa, S. M. Shapiro and
A. Ito: Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2043.
- 8) 文献 4)の V.Eを見よ。
- 9) A. Schroder, H.V. Lohneysen and W. Bauhofer: Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 622.
- 10) 他の希釈系における例 : Y. J. Uemura and R. J. Birgeneau: Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1947.

リエントラントスピングラスにおける磁場誘起変調構造

埼玉大・理 元 屋 清一郎

$x = 0.7$ 付近の組成をもつ $\text{Fe}_x\text{Al}_{1-x}$ 合金は温度の低下に従って常磁性→強磁性→常磁性→スピングラスという複雑な磁気転移を示す。中性子散乱実験によれば、温度低下に伴う強磁性の消失は無限につながった強磁性ネットワークの中に、強磁性に関与しない有限サイズのクラスターが次々と生じ、ついに強磁性ネットワークのすべてがクラスターに細分化されてしまう結果であると解釈される。¹⁾ 強磁性相から直接スピングラス相へと転移するいくつかのリエントラントスピングラスにおいても同様の中性子散乱実験の結果が報告されている。

このようにして強磁性を失なった $\text{Fe}_{70.4}\text{Al}_{29.6}$ のスピングラス相において、外部磁場に対する応答を中性子散乱（主として小角散乱）によって調べた。²⁾ 外部磁場ゼロのもとでの弾性散乱強度は、 Q （運動量変化）= 0 にピークを持ち Q の増加と共に急激に減少する。ところが、一様な静磁場（3～10 kOe）をかけると $Q \approx 0$ の散乱強度は急激に減少し、有限の Q にピークを持つ形へと変化する。ピークの位置はほぼ $H^{1/2}$ に比例するが、ピークの幅は $H < 10$ kOe の測定範囲内では、ほぼ一定である。このピークは磁場方向（散乱ベクトルに平行又は垂直）、結晶方位、試料の熱的履歴に無関係に生じる。更にこのピークは（0, 0, 0）点のまわりだけでなく、（0, 2, 2）ブラッグ点のまわりでも観測される。

このピーク出現のメカニズムとしては、いくつかの可能性をあげることができるが、観測されたピークの形状、位置の磁場依存性などからみて、一様な外部磁場によってスピングラス相