

Title	アモルファス反強磁性体の”相転移”
Author(s)	川村, 光
Citation	大阪大学低温センターだより. 1983, 42, p. 8-11
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/9317">https://hdl.handle.net/11094/9317</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

# アモルファス反強磁性体の「相転移」

教養部 川村 光 (豊中 5233)

アモルファス反強磁性体とは、各磁性イオン間のカップリングは反強磁性的であるが、磁性イオンの空間的配置が乱れており結晶秩序を持っていない様な物質を指す。通常の結晶反強磁性体では温度を下げていくと高温での常磁性相から低温で各磁性スピンの互い違いの向きを向く所謂ネール状態へと二次の相転移を起こす。ところがアモルファス反強磁性体では磁性イオンの空間的配置が乱れている為、単純なネール状態は元々実現不能であり低温で系がどのような挙動を示すかは興味がある。実際の系ではFeやCo等の磁性イオンを含んだ種々のアモルファス合金や薄膜 ( $[Fe_2O_3, MnO, CoO] + P_2O_5$ ;  $[MnO, CoO] + Al_2O_3 + SiO_2$ ;  $FeF_3$  etc.), 半導体中のドーパされた neutral donor (Si:P, CdS:In)、ガラス基盤上に蒸着された酸素等の例がある。これらの実験結果に概ね共通して言える事は、明確な相転移の徴候が何もないという事である。最もよく測られているのは帯磁率であるが(図1にガラス基盤上の酸素の測定例を示した)<sup>(1)</sup>、これを見ると温度を下げていくと単調に増加し常磁性状態にとどまっている様に見える。実際アモルファス反強磁性体では磁気的な相転移は起こり得ないとする人もいる。他方Ferey 達は  $FeF_3$  についてメスバウアーの実験を行ないある温度以下ではスピン凍結が起こっていると結論している。この点での振舞いは所謂スピングラス(様々なタイプがあるが、要するに強磁性的及び反強磁性的のカップリングが混在し競合する様な物質、例:  $AuFe$ ,  $CuMn$ ,  $Eu_xSr_{1-x}S$ ,  $Rb_2Mn_{1-x}Cr_xCl_4$  等)に似ているが、スピングラスではスピン凍結が起きる温度で帯磁率に鋭いカスパが観測されておりこの点アモルファス反強磁性体とははっきり異なっている。という訳で実験データはかなりあるものの実際何が起きているかの解釈の方は今一つはっきりしない様に思われる。理論的には(筆者は一応理論屋なので)結晶を組んでいないという事が結晶の場合と定性的に異なる現象を引き起こしているという点で興味深い。

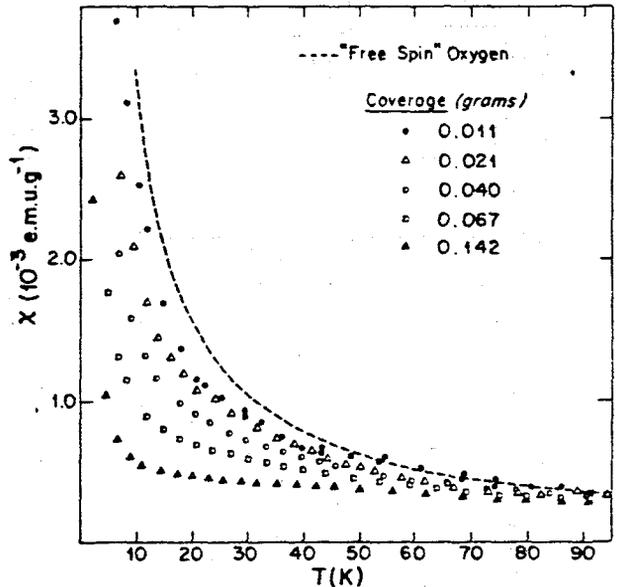


図 1

(強磁性の場合と比べるとこの差ははっきりする。)

さて、以下ではアモルファス反強磁性体について非常に単純化した統計モデルに基づいたモンテカルロ計算を行なったのでそれについて簡単に述べたい。アモルファスの構造モデルは種々あるが、どれもかなりメンドウなものでそもそも定義自体ははっきりしないものも多い。ここでは2次元の三角-四角格子 (triangular-square lattice) をとる (図2)。この格子は平面を辺の長さがすべて相等しい正三角形と正方形で敷きつめて得られるもので各頂点の位置に磁性原子がいるものと思って頂きたい。

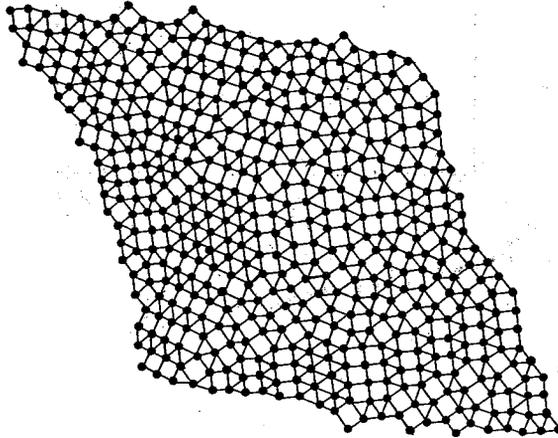


図 2

この幾何学的モデルは以下の様な特徴を持つ。

- 1) 長距離秩序は持たないが最近接原子までの距離がすべて等しいという点で短距離秩序を持つ。
- 2) 三角形と四角形の数の比によって状態が大まかに指定される。この比の値を変える事によって三角格子から四角格子までを連続的にカバーできる。ちなみに最も乱れた状態では四角形の数は三角形の数の0.45倍程度で図2はほぼこの状態に対応している。
- 3) 通常の三角格子からある制限の下にボンドを抜いていってこの格子とトポロジカルに同等な格子を常に作る事が出来る。

さて、ここで格子の方は固定し (クエンチし) 各サイトに イジング スピンを置いて最近接スピンと反強磁性的にカップルさせる事にしよう。

ハミルトニアンは

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \sigma_i \sigma_j - H \sum_i \sigma_i, \quad J > 0, \quad \{\sigma_i\} = \pm 1,$$

と書ける。相互作用自体は完全に pure であり (即ちカップリングとしては J のみ) 乱れは完全に幾何学的なものである (topological disorder) 事に注意されたい。

以上で定義したモデルについてモンテカルロ法によって種々の熱力学量を求めた。系のサイズは  $20 \times 20$  及び  $24 \times 24$  にとった。図3に零磁場の場合の ( $H=0$ ) 帯磁率  $\chi$  と Edwards-Anderson のオーダーパラメーター  $q$  ( $q \equiv \langle \langle \sigma_i^2 \rangle \rangle_{\text{th}}$ : 各サイトでのスピンの凍結度を表わす量でパラ相では0になる。) に対する計算結果を示した。この図から直ちに以下の結果が得られる。

- 1)  $T_f \approx 0.7J$  でスピンの凍結の "相転移" が起きる。
- 2) 帯磁率は温度を下げると共に単調に増加し特に異常は認められない。

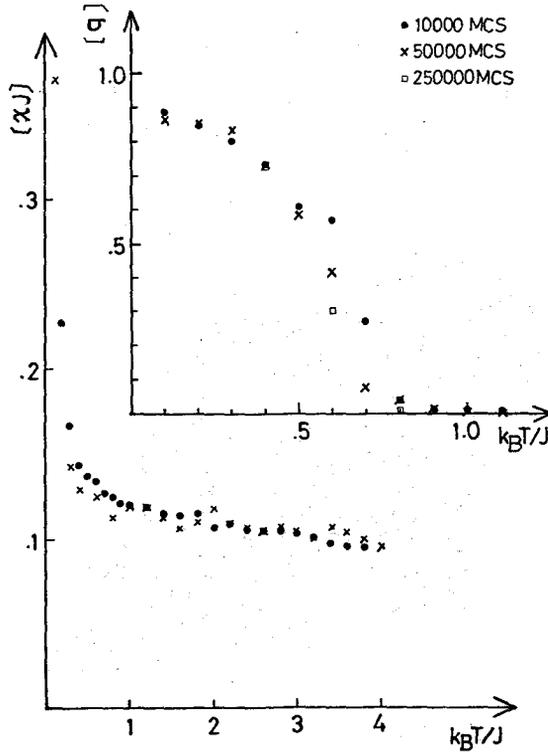


図 3

所謂スピングラスとでは1)は類似だが2)では異なる。又、三角格子イジング反強磁性体(即ち我々のモデルで三角形ばかりにした特別な場合)と比べると2)は似ているが1)では異なっている。(後者では $T=0K$ までパラ相でモンテカルロの時間スケールでもスピンの凍結は起こらない。) 図4は様々な強さの磁場の下で温度を下げながら測定した磁化曲線(即ちfield cooled magnetization; FCM)である。この結果は三角格子反強磁性体の場合によく似ている。特徴的なのは中間的な磁場の値ではorderingがenhanceされ(たとえば比熱のピークが高くなって)低温ではガラス相というより一種のフェリ相が実現される点である。(  $H=2J \sim 4J$  でFCMの低温極限での値が三角格子でのフェリ相に特徴的な  $1/3 M_{sat}$  に吸引されている点に注意。) 図4には合わせて低温( $T=0.2J$ )での磁化の磁場依存性を示した。ZFCMとあるのは所謂zero field cooled magnetizationで、零磁場中で系を高温から $T=0.2J$ まで徐冷した後、所定の磁場をかけて測定された磁化の値である。FCMは中間的な磁場の領域でプラトーを持つのに対し、ZFCMの方はほぼlinearな応答を示す点が注目される。これらの結果は採用したモデルにdependした性質である可能性もあり、又筆者の知る限り強磁場中での実験データが余りないのではっきりした事は言えないが、磁場をかけるとorderingの性質がかなり変わる事を示している様に思う。結局、少なくとも異方性が効いている場合には(我々のモデルはイジングスピンであった事に注意)アモルファス反強磁性体でも有限温度でスピンの凍結が起きているものと期待される。ただスピングラスの場合と違って帯磁率には(もちろん比熱にも)異常が出ないので実験的に尻尾をつかまえるのはなかなか難しい。磁場かけると縮退が解けて

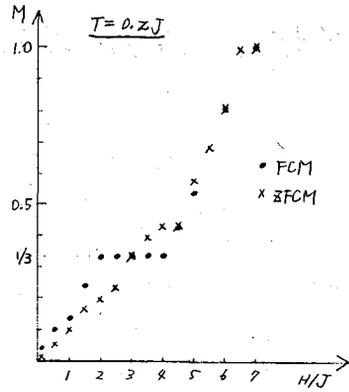
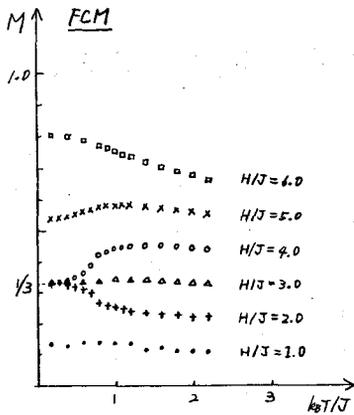


図 4

ordering がフェリ的になり、低温でのスピンの配列を見るとむしろ long-range order がある様に見える。特に低温でのFCMとZFCMの振る舞いには（少なくとも我々のモデルに関する限りは）明確な差があり、これが観測できれば低温での spin ordering に対する大きな情報が得られるものと期待される。

参考文献 (1) S, Gregory, Phys. Rev. Letters, **39** (1977) 1035.