

ガラスの磁性

京都大学大学院 工学研究科

田中 勝久

Magnetism of glass

Katsuhisa Tanaka

Graduate School of Engineering, Kyoto University

1. はじめに—非晶質固体の磁性とランダム磁性体

非晶質固体の磁性は、原子が無秩序に配列した固体において強磁性のような長距離的磁気秩序が存在しうるかといった本質的な興味に端を発して、古くから研究対象とされてきた。たとえば1967年にはFe-C-P系非晶質合金の強磁性に関する報告がある¹⁾。その後さまざまな系で強磁性を示す非晶質合金が見つかり、軟磁性体としての応用に結びついた。このころ発見されたもう一つのランダム磁性体にスピングラスがある。スピングラスは1972年にCannellaとMydoshがAuFe合金（非磁性のAuに磁性元素のFeを少量添加した合金）を対象に低温での磁気転移を見いだしたことが端緒となって研究が始まり²⁾、ランダム磁性体の雛型として数多くの興味を引きながら理論・実験両面からの考察が進められ、現在もおエポックメイキングな話題を提供している。この間に、酸化物、カルコゲン化物、ハロゲン化物においてもスピングラス相が見いだされており、従来の強磁性体や反強磁性体などとは本質的に異なるこの奇

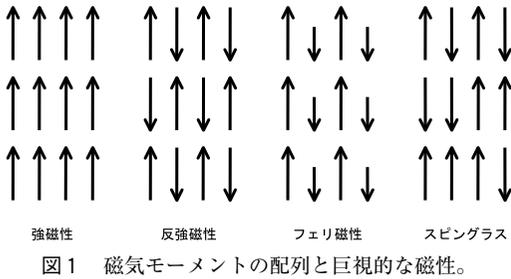
妙な磁性体への物質科学の観点からの興味は尽きていない。また、スピングラスの理論的モデルは脳の連想記憶の機構との類似性が指摘され、大きな反響を呼んだ³⁾。この分野はその後着実に進歩し、ニューラルネットワークの一つとして情報工学の領域で大きな成功を収めている⁴⁾。

一方、酸化物やフッ化物のガラスの磁性に関する研究も同じころに開始された⁵⁾。多くの系の磁気転移はスピングラスあるいは超常磁性（次項を参照）で説明されてきたが、磁気転移のダイナミクスや転移温度以下でのスピンの秩序構造について詳細に調べられたのは比較的最近である。本稿では、酸化物ガラスを中心にイオン結合性ガラスの磁性について解説する。

2. 磁気モーメントの配列と巨視的な磁性

固体の磁性を担うのは電子のスピンと軌道角運動量に起因する磁気モーメントであり、その配列の違いにより多様な磁性が現れる。巨視的な磁性の典型的なものは、反磁性、常磁性、強磁性、反強磁性、フェリ磁性などであり、フェライトのような実用化されている酸化物磁性体はほとんどがフェリ磁性体である。強磁性などにおける磁気モーメントの配列を模式的に描くと図1のようになる。スピングラスでは磁気モーメントの向きが無秩序に凍結している。た

〒615-8510 京都市西京区京都大学桂
TEL 075-383-2801
FAX 075-383-2420
E-mail: tanaka@dipole7.kuic.kyoto-u.ac.jp



例えば先に述べた AuFe 合金の場合、磁気モーメントを持つ Fe の濃度は低いので空間的な分布はランダムである。また、伝導電子のスピンの局在化した磁気モーメントと相互作用し、磁氣的相互作用の符号が磁気モーメント間の距離に依存して周期的に変わるので（このような磁氣的相互作用は Ruderman-Kittel-槽谷-芳田相互作用とよばれる）、磁気モーメントを平行に（強磁性的に）そろえる力と反平行に（反強磁性的に）そろえる力が競合する。このため、局在化した磁気モーメントは隣接する磁気モーメントに対して平行であっても反平行であっても安定にならない。このような状況を磁氣的フラストレーションという。図2に示すように正三角形の頂点に磁気モーメントが存在し、隣接する磁気モーメント間に反強磁性的な相互作用が働く場合などが典型的なフラストレーション系である。このような例はスピネル型フェライトの $ZnFe_2O_4$ などで見られる。磁気モーメントの配列のランダムさに加えてフラストレーションが存在する系ではスピングラス状態が観察される。

一見するとスピングラスとよく似た挙動を示す磁性に超常磁性がある。これは強磁性体やフェリ磁性体の超微粒子に見られる磁性で、粒子内では磁気モーメントが強磁性などの秩序構造を形成しているが、粒子が小さく磁気異方性エネルギーが低いため磁化の方向が定まらず、熱エネルギーによる活性化で磁化の向きが時間とともにランダムに変化している状態である（図3）。よって、磁化の向きに関する緩和過程はア

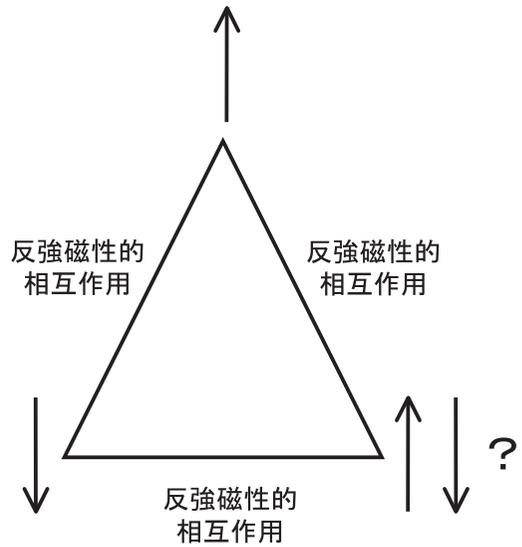


図2 三角形の頂点に位置する磁気モーメントのフラストレーション。

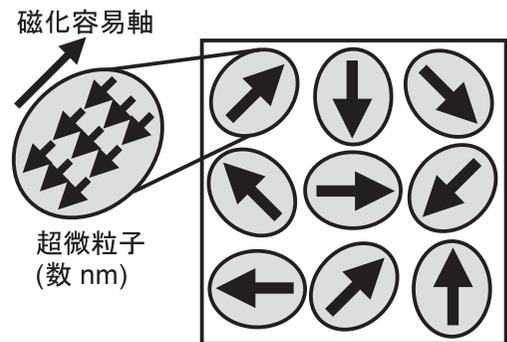


図3 強磁性やフェリ磁性の超微粒子が示す超常磁性。

レニウス型の関数で記述されることになる。

3. ガラスにおける磁氣的相互作用

強磁性体や反強磁性体の常磁性状態の磁化率は、分子場近似のもとで次のように表わされる⁶⁾。

$$\chi = \frac{NM_B^2 \mu_B^2}{3k_B(T - \theta_w)} \quad (1)$$

ここで、 χ は磁化率、 T は温度、 θ_w はワイス温度、 N は単位体積当たりの磁気モーメントの数、 M_B は有効ボーア磁子数、 μ_B はボーア磁

子, k_B はボルツマン定数である。ガラスにおいても十分高温ではこのキュリー-ワイス則が成り立つ。この理論に基づいて実験データを解析して得られる情報は、磁気モーメントの大きさならびに磁性イオン間の相互作用の種類と大きさである。後者はワイス温度に反映され、これは χ^{-1} と T の関係を表す直線と温度軸との切片として見積られる。ワイス温度の正負に応じて隣接する磁気モーメント間の相互作用がそれぞれ強磁性的、反強磁性的となる。スピングラスのような強磁性と反強磁性が競合する系ではワイス温度がゼロに近いことが多い。

具体的な例として、図4に $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-TeO}_2$ 系ガラス (図中の x は Fe_2O_3 の割合であり, mol% で表現) の直流磁場下での磁化率の温度依存性を示す⁷⁾。図中の ZFC と FC は零磁場冷却 (zero-field cooling) と磁場冷却 (field cooling) を表している。零磁場冷却では磁性体に磁場を加えずに低温 (転移温度以下) まで冷やし, 低温で磁場を印加したのち温度を上げ, 昇温過程で磁化率を測定する。磁場冷却では高温 (転移温度以上) で磁場を加え, 温度を下げながら磁化率測定を行う。図4からわかるように ZFC では低温からの温度の上昇とともに磁化率は増加し, ある温度 T_i ($x=20$ mol% であれば, 8.9 K) で最大となったあと減少する。一方, FC では T_i 以上において磁化率は ZFC の磁化率と一致するものの, 低温側では ZFC と異なった挙動を示し, 磁化率は温度にほとんど依存しない (温度の低下とともにわずかに増加する)。この挙動は AuFe 合金など典型的なスピングラスの磁化率の温度依存性に非常によく似ている。 T_i では何らかの磁気転移が起きている。以降, この温度をスピン凍結温度とよぶ。一方, 高温領域の常磁性状態をキュリー-ワイス則で解析すると図5のようになり, この系のガラスのワイス温度は負であり, Fe^{3+} 間には反強磁性的な力が働くことがわかる。たとえば $x=20$ mol% のガラスでは $\theta_w = -142$ K である。酸化物およびフッ化物ガラスのワイス温度はこ

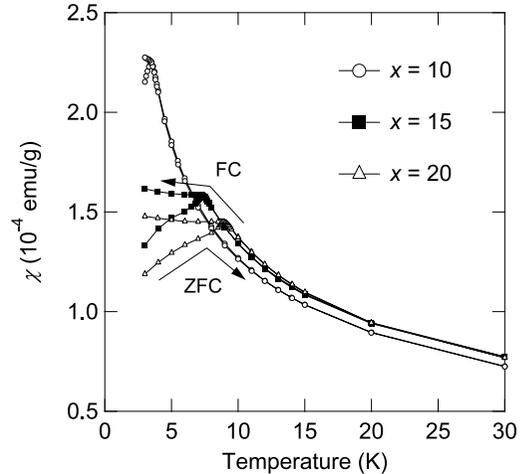


図4 $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-TeO}_2$ 系ガラスの直流磁場下での磁化率の温度依存性。 x は Fe_2O_3 の割合であり, mol% で表されている。また, ZFC は零磁場冷却, FC は磁場冷却を意味する。

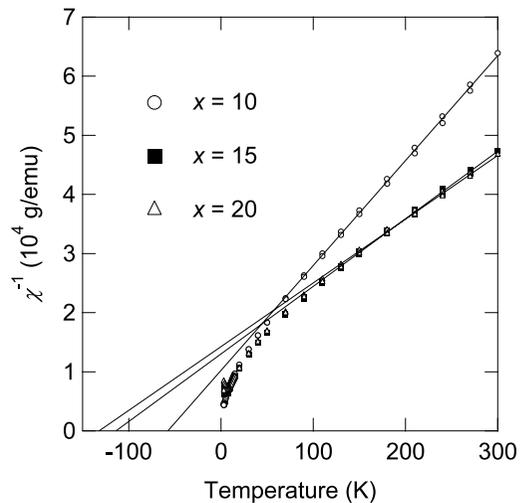


図5 $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-TeO}_2$ 系ガラスの磁化率の逆数の温度依存性。直線はキュリー-ワイス則を表す。直線と温度軸との切片がワイス温度 θ_w である。

のように負になる場合がほとんどである。

これに対して, 酸化物では Eu^{2+} を含んだケイ酸塩ガラス⁸⁾, フッ化物では非晶質 FeF_2 (Fe^{2+} のみを含む)⁹⁾ など, ワイス温度が正になるガラスも報告されている。前者は全カチオンの 27 mol% が Eu^{2+} であり, $\theta_w = +1$ K となる

が、磁気転移は少なくとも 1.5 K 以上では観察されない。後者は気相合成された非晶質で、磁化の逆数の温度依存性はキュリー-ワイスの法則に従い、ワイス温度（強磁性的であるのでキュリー温度に等しい）は 21 K と正になる。この非晶質 FeF₂ は同時に超常磁性的な挙動も示し、スピン凍結温度は 15 ± 2 K である。つまり、長距離的な強磁性秩序は観察されていない。結晶の FeF₂ は反強磁性体であり、ネール温度が 78 K である。これを非晶質化すると Fe²⁺ 間の相互作用が強磁性的になるという事実は興味深い。

4. 磁気転移近傍でのスピンダイナミクス

スピングラスではスピンの運動を見る時間的スケールに応じて磁気転移温度が変化する。超常磁性でも同様の挙動が観察されるが、磁気転移を記述するパラメーターの値が異なり、両者は明確に区別できる。酸化物ガラスやフッ化物ガラスに対しても交流磁化率やメスバウアースペクトルの温度依存性から見積もられる磁気転移温度の周波数依存性が調べられ、解析がなされてきた¹⁰⁾⁻¹²⁾。図 6 は 20 Fe₂O₃・80 TeO₂ ガラスに対して ZFC で測られた交流磁化率の実部と温度との関係である。交流磁場の周波数は 0.1 Hz（最上部の曲線）から 1000 Hz（最下部の曲線）まで変化させた。磁化率の最大を与える温度をスピン凍結温度とすると、これは交流磁場の周波数に依存し、周波数が高くなるほど高い温度でスピン凍結が起こっている。交流磁場の変化が速い状況ではスピンの動きがそれに追従できなくなり、高温でスピンのランダムな凍結が起こっているように見えるためである。また、周波数の逆数はスピン凍結の緩和時間とみなせるので、温度が低下するほど緩和時間が長くなり、ある臨界温度で発散すると考えることもできる。この現象を critical slowing down という。このとき、周波数に依存するスピン凍結温度 $T_f(f)$ と緩和時間 τ との関係は、臨界温度を T_c として

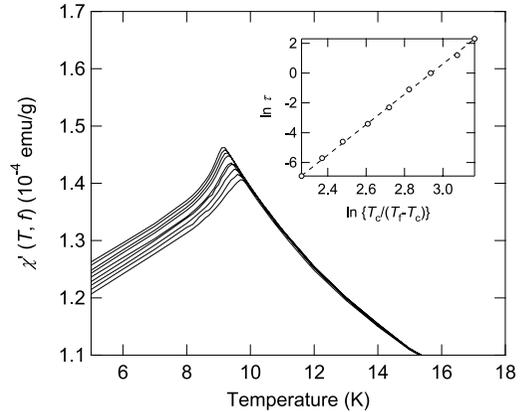


図 6 20 Fe₂O₃・80 TeO₂ ガラスの交流磁化率（実部）の温度依存性。交流磁場の周波数は上から順に、0.1, 0.3, 1, 3, 10, 30, 100, 300, 1000 Hz である。挿入図は、スピン凍結温度と緩和時間の関係であり、破線の直線は式(2)を表す。

$$\tau = \left(\frac{\tau_0 T_f(f) - T_c}{T_c} \right)^{-\nu} \quad (2)$$

で与えられ、緩和時間は温度のべき乗で変化する。20 Fe₂O₃・80 TeO₂ ガラスのデータを式(2)で解析した結果が図 6 の挿入図である。臨界指数 ν は図中の直線の傾きとして得られ、 $\nu = 10$ 、また、 $T_c = 8.8$ K、 $\tau_0 = 10^{-13}$ s である。 $\nu = 10$ と $\tau_0 = 10^{-13}$ s は典型的なスピングラスで報告されている値に一致しており、特に $\tau_0 = 10^{-13}$ s は個々のイオン（原子）に付随した磁気モーメントの向きが変わる（これをスピンフリップという）時間に等しい^{13),14)}。もし超常磁性であれば超微粒子間に磁氣的相互作用が存在するとしても磁化の反転の緩和時間は $\tau_0 \sim 10^{-6}$ s の程度となり、スピングラスとは明確に異なる^{14),15)}。

5. 非線形磁化率

一般に磁化と磁場の関係は線形として扱うことができ、その比例定数が磁化率となるが、スピングラスでは非線形項に特徴的な振舞いが見られる^{16),17)}。温度 T および磁場 H の関数としての磁化 $M(T, H)$ を $T > T_f$ の温度範囲において H で展開すると

$$M(T, H) = \chi_0(T)H - \chi_2(T)H^3 + \chi_4(T)H^5 - \dots (3)$$

となる。 $H \rightarrow 0$ の極限では $M(T, H) = \chi_0(T)H$ となって、 $\chi_0(T)$ は線形の磁化率を表す。これに対して非線形磁化率は、

$$\chi_{NL}(T, H) = M(T, H)/H - \chi_0(T) = -\chi_2(T)H^2 + \chi_4(T)H^4 - \dots \quad (4)$$

のように表現される。スピングラスでは χ_2 がスピン凍結温度で発散する。この効果は PbMnFeF_7 ガラスで検出されており、スピン凍結温度における交流磁化率のカスプ状の変化が直流磁場の印加で鈍ることから、 χ_2 の発散が間接的に示唆されている¹⁸⁾。また、 $\text{MnO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ などの酸化物ガラスでは、さまざまな磁場下での磁化の温度依存性を式(4)を考慮して解析した結果が報告されている¹⁹⁾。図7は鉄リン酸塩ガラス(組成はFeとPのモル比が45:55で、 Fe^{3+} と Fe^{2+} が混在する)の非線形磁化率を解析した例である。挿入図は、さまざまな磁場下での $\chi_{NL}(T, H)$ の温度依存性であり、 $\chi_0(T)$ を20 Oeでの直流磁化率として非線形磁化率を見積もっている。 $\chi_{NL}(T, H)$ は磁気転移温度の高温側で

$$\chi_{NL} = -t^\beta \Phi \left(\frac{H^2}{-t^{\beta+\gamma}} \right) \quad (5)$$

の形で表すことができる²⁰⁾。つまり、 χ_{NL} は $H^2/t^{\beta+\gamma}$ の関数である。ここで、 $t = (T - T_c) / T_c$ は換算温度で、 β と γ は臨界指数である。図7は $T > T_c$ の実験データを式(5)に準じて両対数プロットしたもので、さまざまな磁場と温度での測定にもかかわらず、すべてのデータは非常に広い範囲で(縦軸は3桁、横軸は7桁の変化)一つの universal な曲線に乗っていることがわかる。ここで式(5)に含まれるパラメーターの値は $T_c = 7.8 \text{ K}$ 、 $\beta = 0.9$ 、 $\gamma = 3.6$ としている。臨界指数はスピングラスで報告されている値とよい一致を示している^{19), 21), 22)}。また、 T_c より十分に高い温度(図7の左下の領域)で曲線の傾きは1となり、温度が T_c に近づくと(右上の領域)、傾きは漸近的に $\beta / (\beta + \gamma)$ の値をとるようになる^{19), 21), 22)}。このこともスピングラスの特徴を示している。

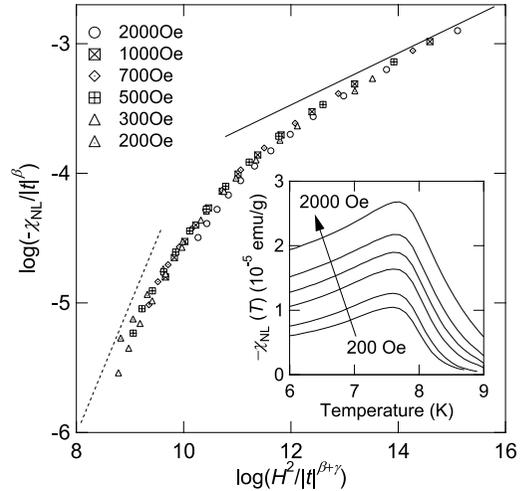


図7 鉄リン酸塩ガラス(組成はFeとPのモル比が45:55で、 Fe^{3+} と Fe^{2+} が混在する)の非線形磁化率の式(5)による解析。実線と点線は $T \rightarrow T_c$ および $T \rightarrow \infty$ の極限を表し、直線の傾きはそれぞれ、 $\beta / (\beta + \gamma)$ および1になる。挿入図は、解析に用いたさまざまな磁場下での非線形磁化率の温度依存性。

6. 低温での磁気秩序構造

最近、スピングラスのダイナミクスに関連して開拓されているエージング・メモリー効果の実験²³⁾が酸化物ガラスにも適用されている。前出の $20 \text{ Fe}_2\text{O}_3 \cdot 80 \text{ TeO}_2$ ガラスを再び例に挙げよう⁷⁾。ここでは磁気転移温度以下での磁気秩序相の性質を考察することになる。まず、ガラス試料を高温(室温)から零磁場の条件で冷却する。その際、スピン凍結温度(臨界温度) T_c 以下の適当な温度 T_s において数時間のスケールで試料を保持する。この過程をエージングとよぶ。エージングの終了後、再び温度を下げ、十分低温になった時点で外部磁場を印加し、温度を上げながら磁化率 $\chi(T)$ を測定する。図8に示した $20 \text{ Fe}_2\text{O}_3 \cdot 80 \text{ TeO}_2$ ガラスの場合、 $T_c = 8.8 \text{ K}$ であり、 T_s は7, 6, および5 Kに設定している。降温と昇温の速さは 0.2 K/min で、各 T_s でのエージングの時間は3 hである。また、昇温過程で印加している磁場の大きさは50 Oeである。図8には通常の零磁場冷却で

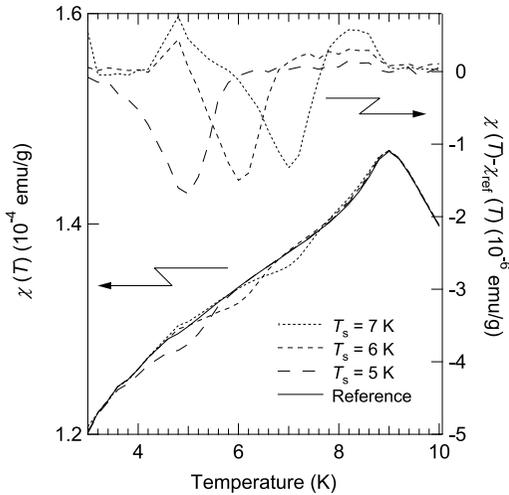


図8 20 Fe₂O₃·80 TeO₂ ガラスのエージング・メモリー効果。T_s はエージングを行った温度。χ(T) はエージング過程を含む零磁場冷却で得られる磁化率で、χ_{ref}(T) は通常の零磁場冷却の磁化率。図の上部は χ(T) - χ_{ref}(T) の温度依存性。

得られる磁化率 χ_{ref}(T) も示されている。エージングを行った場合の磁化率と通常の零磁場冷却での磁化率を比較すると、エージングを行った温度 T_s の近傍において χ(T) が χ_{ref}(T) より小さくなっている。それ以外の温度領域では χ(T) と χ_{ref}(T) が一致している。このことは図8の上部に示した χ(T) と χ_{ref}(T) の差の温度依存性を見ればより明確であり、χ(T) と χ_{ref}(T) の不一致が dip となって現われている。ちなみにスピン凍結温度以上の温度（たとえば、T_s = 10 K）で同様のエージングを行っても χ(T) と χ_{ref}(T) に差は見られず dip は観察されない。

以上の現象は次のように説明される。スピン凍結温度以下では、各温度における準安定なスピン配列（これはランダムである）が複数存在しており、一つの温度 T_s でガラスを保持すると、スピンの配列はより安定な構造に向かってきわめてゆっくりと緩和する。いったん緩和が起こるとガラスはその状態を記憶しており、温度を下げたあと速やかにこの温度（T_s）に戻しても緩和したあとの状態に対応したスピン配列となる。これをエージング・メモリー効果とい

う。また、χ(T) と χ_{ref}(T) の不一致は T_s の近傍のみで見られ、エージングによって変化した T_s での磁気構造は、低温側も高温側も他の温度領域でのスピン配列には影響しない。換言すれば、安定な磁気構造は温度によって異なり、それらは互いに独立しており、各温度で安定状態に達するためには長時間を要する。これらはスピングラスに特徴的な現象で、強磁性体や単純な超常磁性体などでは観察されない²³⁾⁻²⁷⁾。図8の実験結果は、20 Fe₂O₃·80 TeO₂ ガラスの低温での磁気秩序相がスピングラスであることを明確に示している。

図8に見られるような χ(T) - χ_{ref}(T) の dip は狭く深い場合と広く浅い場合とがある。前者はスピングラス、後者はクラスタースピングラスにおいて観察される。クラスタースピングラスとは、個々の原子（イオン）の磁気モーメントではなく、磁気モーメントの集合状態であるクラスターが互いに相互作用しながらランダムに凍結した状態である。筆者らが調べた限り、Fe₂O₃-TeO₂ 系ガラス以外に Fe₂O₃-Bi₂O₃-B₂O₃ 系^{28), 29)} と FeO-Fe₂O₃-P₂O₅ 系のバルクガラス、Fe₂O₃-Gd₂O₃ 系、Fe₂O₃-La₂O₃ 系の非晶質薄膜³⁰⁾ でもエージング・メモリー効果が観察されている。したがって、これらの酸化物ガラスや非晶質酸化物の低温での磁気秩序構造はスピングラスあるいはクラスタースピングラスとしてとらえることができる。

7. 磁氣的フラストレーション

スピングラス相が現れる条件は磁気モーメントのランダムな配列とフラストレーションである。ここでは後者について磁性イオンの化学構造と関連させながら簡単にふれる。先に取り上げたようにワイス温度の絶対値は隣接する磁性イオン間の相互作用の大きさを反映する。すなわち、局所的な磁氣的相互作用に対応しており、ワイス温度の絶対値が大きければ磁気転移温度も高くなるはずである。実際に強磁性体ではワイス温度はキュリー温度そのものである。

したがって、ワイス温度の絶対値が大きいにもかかわらずスピンド結温度が低ければ、これは磁気転移温度を低くしようとする力が働いていることになり、スピンド結ではそれがフラストレーションであると見なすことができる。よって、 $|\theta_w|/T_f$ というパラメーターがフラストレーションを見積もる指標となる。Fe₂O₃-TeO₂系とFeO-Fe₂O₃-P₂O₅系ガラスに対して $|\theta_w|/T_f$ の値を表1にまとめた。Fe₂O₃-TeO₂系とFeO-Fe₂O₃-P₂O₅系を比較するとフラストレーションは前者の方が大きい。これがガラス構造とどのように関係するかは現時点では不明である。また、FeO-Fe₂O₃-P₂O₅系ではFe³⁺の割合が増えるほどフラストレーションも大きくなっている。Fe³⁺は3d⁵の電子配置でS状態であるが、Fe²⁺は軌道角運動量が生き残り、磁気異方性エネルギーが大きい。よって、Fe²⁺では磁気モーメントの向きの自由度が制限されており、Fe²⁺の割合が増えるほどフラストレーションが起こりにくくなる。

8. おわりに

本稿では酸化物ガラスのスピンド結転移の説明に終始したが、ガラスの磁気的性質に関するこれまでの論文を読む限り、ほとんどの酸化物およびフッ化物ガラスの磁性はスピンド結あるいはクラスタースピンド結の範疇に含まれる。その他の磁性、たとえば強磁性や反強磁性の秩序が酸化物やフッ化物のガラスで可能か否かは今後の研究を待たなければならないが、強磁性転移を示す非晶質酸化物の存在については、筆者は肯定的にとらえている。

参考文献

- 1) P. Duwez and S. C. H. Lin, *J. Appl. Phys.* **38**, 4096 (1967).
- 2) V. Cannella and J. A. Mydosh, *Phys. Rev. B* **6**, 4220 (1972).
- 3) J. J. Hopfield, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **79**, 2554 (1982).
- 4) 西森秀稔, スピンド結理論と情報統計力学, 岩波書店 (2003).

表1 Fe₂O₃-TeO₂系およびFeO-Fe₂O₃-P₂O₅系ガラスのスピンド結温度 T_f , ワイス温度 θ_w , フラストレーションの指標 $|\theta_w|/T_f$ と, 全鉄イオンに占めるFe³⁺の割合。

Glass composition (mol%)	[Fe ³⁺]/[Fe _{total}]	T_f (K)	θ_w (K)	$ \theta_w /T_f$
10Fe ₂ O ₃ ·90TeO ₂	1.00	3.5	-57	16.3
15Fe ₂ O ₃ ·85TeO ₂	1.00	7.3	-111	15.2
20Fe ₂ O ₃ ·80TeO ₂	1.00	8.9	-142	16.0
33Fe ₂ O ₃ ·67P ₂ O ₅	0.84	4.3	-34.8	8.1
	0.63	4.5	-29.6	6.6
	0.39	4.3	-21.9	5.1
37Fe ₂ O ₃ ·63P ₂ O ₅	0.83	5.6	-45.9	8.2
	0.60	5.2	-33.4	6.4
	0.39	4.8	-25.4	5.3
40Fe ₂ O ₃ ·60P ₂ O ₅	0.83	6.2	-54.3	8.8
	0.57	6.1	-37.7	6.2
	0.38	5.5	-27.2	5.0
45Fe ₂ O ₃ ·55P ₂ O ₅	0.80	7.8	-71.9	9.2
	0.54	7.6	-51.9	6.8
	0.34	6.9	-36.0	5.2

- 5) R. A. Verhelst, R. W. Kline, A. M. de Graaf, and H. O. Hooper, *Phys. Rev. B* **11**, 4427 (1975).
- 6) 近角聰信, 強磁性体の物理 上・下, 裳華房 (1983, 1984).
- 7) H. Akamatsu, K. Tanaka, K. Fujita, and S. Murai, *Phys. Rev. B* **74**, 012411 (2006).
- 8) J. Schoenes, E. Kaldis, W. Thoni, and P. Wachter, *Phys. Stat. sol.* (a) **51**, 173 (1979).
- 9) F. J. Litterst, *J. Phys.* (Paris) **36**, L-197 (1975).
- 10) P. Beauvillain, C. Dupas, J. P. Renard, and P. Veillet, *Phys. Rev. B* **29**, 4086 (1984).
- 11) J. P. Sanchez, J. M. Friedt, R. Horne, and A. J. Van Duynveldt, *J. Phys. C* **17**, 127 (1984).
- 12) J. P. Sanchez and J. M. Friedt, *J. Physique* **43**, 1707 (1982).
- 13) P. Nordblad, *J. Phys.* : *Condens. Matter.* **16**, S 715 (2004).
- 14) C. Djurberg, P. Svedlindh, P. Nordblad, M. F. Hansen, F. Bodker, and S. Morup, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5154 (1997).
- 15) M. H. Hansen, P. E. Jonsson, P. Nordblad, and P. Svedlindh, *J. Phys.* : *Condens. Matter.* **14**, 4901 (2002).
- 16) ランダム系の物理学, 日本物理学会編, 培風館 (1981).
- 17) S. Chikazawa, T. Saito, T. Sato, and Y. Miyako, *J. Phys. Soc. Jpn.* **47**, 335 (1979).
- 18) J. P. Renard, J. P. Miranday, and F. Varret, *Solid State Commun.* **35**, 41 (1980).
- 19) P. Beauvillain, C. Chappert, J. P. Renard, and J. Seiden, *J. Magn. Magn. Mater.* **54-57**, 127 (1986).
- 20) M. Suzuki, *Prog. Theor. Phys.* **58**, 1151 (1977).
- 21) G. F. Goya and V. Sagredo, *Phys. Rev. B* **64**, 235208 (2001).
- 22) A. Mauger, J. Ferre, and P. Beauvillain, *Phys. Rev. B* **40**, 862 (1989).
- 23) R. Mathieu, P. Jonsson, D. N. H. Nam, and P. Nordblad, *Phys. Rev. B* **63**, 92401 (2001).
- 24) M. Sasaki, P. E. Jonsson, H. Takayama, and H. Mamiya, *Phys. Rev. B* **71**, 104405 (2005).
- 25) C. R. Sankar and P. A. Joy, *Phys. Rev. B* **72**, 132407 (2005).
- 26) P. E. Jonsson, R. Mathieu, P. Nordblad, H. Yoshino, H. Aruga Katori, and A. Ito, *Phys. Rev. B* **70**, 174402 (2004).
- 27) S. Miyashita and E. Vincent, *Eur. Phys. J. B* **22**, 203 (2001).
- 28) H. Akamatsu, K. Tanaka, K. Fujita, and S. Murai, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 1506 (2007).
- 29) H. Akamatsu, K. Tanaka, K. Fujita, and S. Murai, *J. Phys.* : *Condens. Matter* **20**, 235216 (2008).
- 30) H. Akamatsu, S. Murai, K. Fujita, and K. Tanaka, *Adv. Mater. Res.* **39-40**, 207 (2008).