



Title	スピングラスにおけるカイラル帯磁率測定の試み
Author(s)	谷口, 年史
Citation	大阪大学低温センターだより. 2005, 129, p. 1-5
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/5810">https://hdl.handle.net/11094/5810</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

# スピングラスにおけるカイラル帯磁率測定を試み

理学研究科 谷 口 年 史 (内線 5486)

E-mail: ttani @ltfridge.ess.sci.osaka-u.ac.jp

## 1. はじめに

ランダム磁性体であるスピングラスはその発見から30年が過ぎ、その間ランダム系、複雑系のプロトタイプとして、多くの研究が行われてきた系である。研究成果は物理のみならず、情報科学、数学、脳の数理モデルなど様々な分野に影響を与えてきた。しかし、ランダム磁性体としてのスピングラスそのものが完全に理解できているわけではなく、現在でも精力的に研究が行われている。スピングラスの実験結果と理論的予測の矛盾を、カイラリティを導入することで、自然な形で説明できる理論（カイラリティ仮説）が提出された。カイラリティは最近物性物理の様々な分野で注目を集めているが、直接測定することが困難であった。しかし、最近スピングラスを念頭に置いた弱結合系の理論計算より、カイラリティの直接測定の可能性が指摘され、注目されている。本稿では最近筆者達が行ったスピングラスでの実験結果を述べる。

## 2. スピングラスとカイラリティ仮説

我々の実験<sup>[1]</sup>を述べる前に、用語の説明をかねて、スピングラス、カイラリティ仮説について説明する。以下に述べるスピングラスの実験、理論についての詳細、原論文は参考文献<sup>[2]</sup>を参照していただきたい。また、スピングラスのカイラリティ仮説に関しては、創始者である川村の優れた日本語の解説<sup>[3]</sup>がある。以下、本稿に関係のある部分に限らせていただく。

金 (Au) に鉄 (Fe) を数%～十数%溶かした磁性合金の交流帯磁率に鋭いカスプが観測され、何らかの磁気相転移である可能性が示唆されたが、中性子回折では明確な Bragg ピークは観測されず、強磁性、反強磁性などとは異なった「新しい磁気秩序相」ではないかと注目された。AuFe 合金以外でも、Au、Ag、Cu、Pt などの貴金属に、Fe、Mn などの磁性不純物を数%～十数%溶かした磁性合金で、同様の振る舞いが観測され、これらの希薄磁性合金を特にカノニカルスピングラスと呼ぶ。カノニカルスピングラス中のスピン間には、伝導電子を媒介とした RKKY 相互作用が働く。この相互作用は、距離の関数としてその符号を正負に変え振動する。各磁性原子はホスト金属中にランダムに分布しているため、スピン間に働く相互作用は互いに競合し、系に強いフラストレーションが存在する。スピングラスはフラストレーションがランダムに存在する系と考えることが出来る。このような系で、はたして明瞭な相転移が存在するのであろうか。相転移研究の第一歩は平均場（分子場）理論である。スピングラスの平均場理論は、SK モデルといわれる、全て

のスピンのように相互作用するモデルを中心に研究が行われた。このモデルは有限温度でスピングラス相への2次相転移を示す。平均場理論の研究から、スピングラス転移の秩序変数、秩序変数に共役な場が明確になり、測定可能量として非線形帯磁率がスピングラス転移点で発散することが予言され、実際に実験で確認された。これにより、スピングラス転移が熱力学的2次相転移であることが確立された。

磁性合金中のスピンはハイゼンベルグ型でそれほど強い異方性は存在しないと考えられている。しかし、ハイゼンベルグスピングラスモデルでは、3次元では有限温度にスピングラス転移が存在しないことが数値計算などから示唆されている<sup>[4]</sup>。(ただしこの問題は現在論争中の問題で最終的な結論はまだ得られていない<sup>[5]</sup>) 実際の物質では、スピンが完全に等方的ということではなく、希薄磁性合金の場合 Dzialoshinsky-Moriya 相互作用による異方性が存在する。現実の系で起こる有限温度のスピングラス転移は、この異方性が引き起こしているというのが、通説となっている。しかし、この通説では説明できない実験結果(転移温度の異方性依存性、臨界指数の値、磁場中相転移線)がある。Kawamura<sup>[4]</sup>はカイラリティを導入し、自然な形でこれらの困難を説明した。カイラリティとはスピンの立体構造が、「右手系」か「左手系」かを記述する量で、局所カイラリティ  $\chi_{ijk}$  は、近接の3スピンに対して、

$$\chi_{ijk} = \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \times \mathbf{S}_k$$

で定義される量である。カイラリティ仮説によるスピングラス転移のシナリオは、「完全に等方的な3次元ハイゼンベルグスピングラスは、有限温度でスピングラス転移を起こさないが、カイラリティがランダムに凍結した、カイラルグラス転移が有限温度で起こる。現実の系のスピングラス転移は、異方性によるスピン-カイラル結合によるものである」というものである。この仮説は魅力的であるが、カイラリティが測定可能量ではないことが問題であった。しかし、最近 Tataru と Kawamura<sup>[6]</sup>によりホール効果と磁化の同時測定にその可能性が見いだされ注目されている。

### 3. スピングラスの異常ホール効果

そもそもホール効果とは、物質に流れている電流に垂直に磁場をかけたとき、この両者に垂直な方向に起電力が生じる現象で、その原因は物質中の電荷に働くローレンツ力である。これを正常ホール効果といい、ホール抵抗率は磁束密度に比例する。また、強磁性金属の場合、正常ホール効果以外に磁化に比例した異常ホール効果が観測される。強磁性体の異常ホール効果に関しては、Karplus と Luttinger<sup>[7]</sup>によるバンド理論に基づいた計算、Kondo<sup>[8]</sup>による局在スピン系での計算があり、ホール抵抗率  $\rho_{xy}$  は、

$$\rho_{xy} = R_0 B + R_s M = R_0 B + (A\rho + B\rho^2) M$$

と、表せる。

ここで、 $R_0$ は正常ホール係数、 $R_s$ は異常ホール係数、 $B$ は磁束密度、 $M$ は磁化、 $\rho$ は抵抗率、 $A, B$ は係数である。Tataru と Kawamura<sup>[6]</sup>は、伝導電子と局在スピン間の相互作用を摂動として

扱い、ホール抵抗率に全カイラリティ  $\chi_0 = \sum \chi_{ijk}$  の寄与があることを示し、さらにスピン-軌道相互作用を考慮し、正常項を差し引いた最終的なホール抵抗率の形が、

$$\rho_{xy} = (A\rho + B\rho^2) M + C\chi_0 = (A\rho + B\rho^2 + DX) M$$

であることを導いた。ここで注目すべきは、有限の磁化  $M$  がある時、スピン-軌道相互作用により正負のカイラリティ間の対称性が破られ、 $DM\chi_0$  という実効エネルギーが出現することである。これは、カイラリティに共役な場が磁化であると解釈でき、 $X$  はカイラル帯磁率<sup>[9]</sup>と考えることが出来る。実験的には、 $\rho_{xy}$ ,  $M$ ,  $\rho$  を同時測定すれば、カイラル帯磁率  $X$  を求めることが出来るはずである。

測定に用いた試料は、AuFe (8at.%Fe) である。アーク炉で合金を作り、ホール抵抗率、磁化同時測定用に放電加工機でクローバー状に切り出した試料を、850℃でアニールし氷水中に急冷した。

スピングラスの異常ホール効果の測定例はそれほど多くないが、AuFe、AuMn 等の測定が報告されていて、ホール抵抗率はスピングラス転移点でカスプ状の異常を示す。通常ホール抵抗率の測定は、測定端子の非平衡成分を打ち消すため、試料あるいは磁場を反転し平均をとる操作を行う。過去に行われた測定は、全てこの方法を用いている。しかし、スピングラス特有の温度、磁場履歴のため、磁場あるいは試料の反転操作を行ってしまうと、正しい熱力学量を測定できない。そこで我々は van der Pauw 法を参考に測定系を開発し、市販の SQUID 磁化測定装置に組み込むことで、磁場反転を伴わずにホール抵抗率、磁化の同時測定を行うことを可能にした。

図1は一定の磁場下 ( $H=500\text{G}$ ) で同時測定したホール抵抗率と、帯磁率 ( $M/H$ ) の温度変化である。磁化は転移点で極大を示し、転移点以下で零磁場冷却 (ZFC) 測定と磁場中冷却 (FC) 測定に差が現れる。ホール抵抗率も磁化と同様に、転移点付近に極大を持ち、ZFC と FC の測定結果に差が観測された。これは、今回我々が行った測定で、初めて明らかになったことである。さらに同時測定のデータから、 $\rho_{xy}/M$  の温度変化を、様々な磁場で求めた結果を図2に示す。カイラ

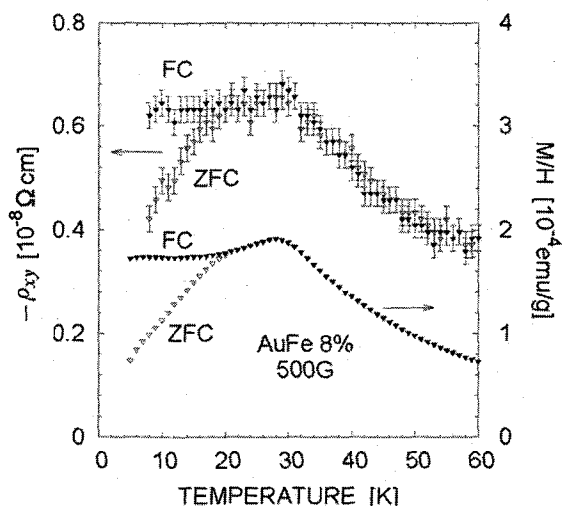


図1 同時測定した  $\rho_{xy}/M$  と  $M$  の温度変化 (AuFe 8at. % Fe)

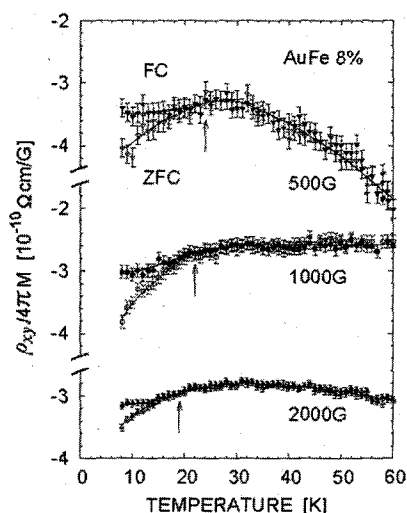


図2 図1の測定結果から求めた  $\rho_{xy}/M$  の温度変化の測定磁場依存性

リティの寄与がなければ、 $\rho_{xy}/M$ は $\rho_{xy}/M = A\rho + B\rho^2$ となり、抵抗率  $\rho$  のみの関数となるが、図3に示すように、 $\rho$ は温度の関数としては単調で、ZFCとFCの間に差は全く観測されなかった。 $\rho_{xy}/M$ の温度変化に現れた極大と低温での履歴現象は、 $\chi_0$ の寄与と考えられ、[6]、[9]で予言された振る舞いと一致する。

図4は、Fe濃度が高いAuFe合金の測定結果である。磁性原子濃度がある濃度より大きくなると、最初常磁性から強磁性への相転移が起こり、さらに低温でスピングラス相あるいはスピングラスと強磁性の混在相への転移が起こることが知られている。(リエントラント転移) 低温相は、強磁性成分に垂直なスピン成分がランダムな方向に凍結していると考えられている。この場合、最近接の3スピンは立体構造を形成し、カイラリティが出現していることが期待できる。しかし、測定結果はそのような構造が出現していると期待される温度で、明確な異常は今のところ確認されず、履歴現象の出現にともないZFCとFCの差が観測されるのみである。さらにFe濃度の高い試料(28at.% Fe)では、強磁性転移のみが観測され、ホール係数は小さくなり、ZFCとFCの差も観測されない。

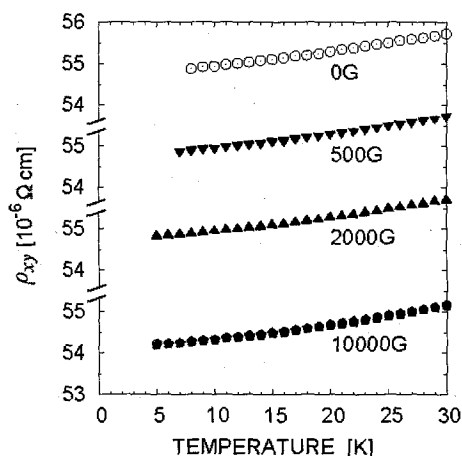


図3：抵抗率の温度変化

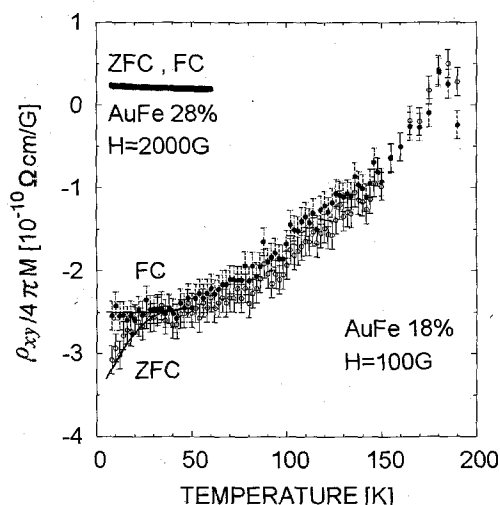


図4 リエントラント SG (18%)、強磁性 (28%) の  $\rho_{xy}/M$  の温度変化

以上見てきたように、ホール抵抗率と磁化の同時測定からスピングラス転移温度付近で  $\rho_{xy}/M$  に何らかの異常が存在し、転移点以下で  $\rho_{xy}/M$  には ZFC と FC の測定で差が生じることが分かった。これはカイラリティ仮説からの予言と一致し、異常ホール効果にカイラリティの寄与があること、 $\rho_{xy}/M$  をカイラル帯磁率と見なせることを強く示唆する結果である。それではスピングラス転移はカイラリティを秩序変数とする相転移と考えても良いのであろうか？残念ながら我々の測定結果のみで、この問いに答えることは出来ない。スピングラスの場合たとえカイラリティが秩序変数だったとしても、ランダムな向きに凍結するため、転移点で発散するのは異常ホール係数の非線形項である。したがって、最終的な答えは異常ホール係数の非線形項の転移点での発散、非線形項に対するスケーリング則の成立を検証しなければならない。実際、図2の磁場依存性の測定結果は、すでに非線形効果の存在を示している。シミュレーションから得られるカイラリティの臨界指数の値との定量的比較のためには、さらに弱磁場での精密測定による臨界指数の決定を行わなければならない。

現在装置の改良による測定感度の向上に努めているところである。

## 参考文献

- [1] T. Taniguchi et al., Phys. Rev. Lett, **93** 246605-1 (2004).
- [2] K. Binder and A. P. Young, Rev. Mod. Phys., **58**, 801 (1986).
- [3] 川村, “スピングラス秩序とカイラリティ”, 固体物理, **34**, 485 (1999).  
“隠されたオーダーパラメータースピングラスとカイラリティー”, 日本物理学会誌 **59**, 9 (2004).
- [4] H. Kawamura, Phys. Rev. Lett., **68**, 3785 (1992).
- [5] F. Matsubara, T. Shirakura and S. Endoh, Phys. Rev., **B64**, 92412 (2001).
- [6] G. Tatara and H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jpn., **71**, 2613 (2002).
- [7] R. Karplus and J. M. Luttinger, Phys. Rev., **95**, 1154 (1959).
- [8] J. Kondo, Prog. Theo. Phys., **27**, 772 (1962).
- [9] H. Kawamura, Phys. Rev. Lett., **90**, 47202 (2003).