

# パルス電流を用いたパックマンディスクにおける Vortex Core の極性反転

山田啓介, 佐藤知徳, 仲谷栄伸  
電通大情報理工

Switching of the Magnetic Vortex Core in a Pac-man Disk using a Single Current Pulse  
Keisuke Yamada, Tomonori Sato, and Yoshinobu Nakatani,  
Graduate School of Informatics and Engineering, The University of Electro-Communications,

## はじめに

磁気渦構造は、ソフト磁性体で作られた直径数百 nm～数 $\mu\text{m}$  程度の磁気ディスクに現れる特徴的な磁区構造である。磁気渦構造は、還流磁区構造(右/左巻き)や Vortex Core(渦コア)と呼ばれる中心部の吹き出し磁化(上/下向き)を持ち、それぞれ二成分の要素が独自にあることから、この特性を利用した不揮発性の記録素子が期待されている[1]。近年、渦コアの向きを交流・パルス・回転磁場/電流を用いて効率よく反転させる研究が盛んに行われてる[2,3]。今までに我々は、磁気ディスクにノッチ構造を持つパックマンディスク(PM)と呼ばれる磁気ディスクに注目し[4]、パルス磁場を用いて渦コアの反転エネルギーを減少させることを示した[5]。今回我々は、渦コア反転の制御性を高める方法を調べるため、ナノ秒オーダーのパルス電流を用いてパックマンディスク中の渦コア反転についてマイクロマグネティックシミュレーションより調べた。

## 結果

渦コアの樽型形状を再現するために、シミュレーションでは3次元モデルを用いた。ディスクを  $2 \times 2 \times 2.5 \text{ nm}^3$  の立方体セルで分割し、各セル内の磁気モーメントの運動は Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式を解いて求めた。計算に用いたディスクは、直径  $D=200 \text{ nm}$ 、膜厚  $h=40 \text{ nm}$ 、ノッチサイズは、円周外側からの深さ  $d$  とノッチ角度  $\theta$  で定義した(図 1(a))。今回の計算では、ディスクや電極を流れる電流分布も考慮した。物質定数は、パーマロイ材の値を用いた[3,5]。パルス電流強度とパルス幅による反転の有無について調べた結果を図 1(b)に示す。渦コア反転に必要な閾反転電流密度( $j_c = 1.1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ )は、同じ直径、膜厚を持つ円ディスクに比べて 75 %減少した。渦コア反転が起こる際に生成されるコアの向きは、コアの移動によって誘起されるキネティック磁場[3]の方向で決まることがわかった。また、渦コアの向きは、適切なパルス長と電流密度を持つパルス電流の印加方向により、一意に決めることが可能であることを示した。

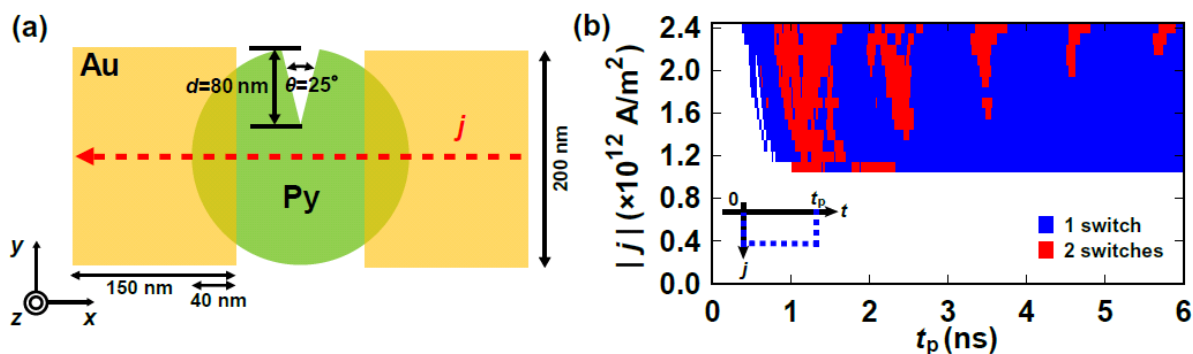


Figure 1 (a) Simulation model of the PM disk. (b) Diagram of the core switching as a function of the current pulse duration and amplitude in the PM disk.

## 参考文献

- [1] T. Shinjo, *et al.*, *Science* **289**, 930 (2000). [2] B. Van Waeyenberge, *et al.*, *Nature* **444**, 461 (2006).  
[3] K. Yamada, *et al.*, *Nature Mat.* **6**, 270 (2007). [4] M. H. Park, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 329 (2003).  
[5] T. Sato, *et al.*, *Appl. Phys. Express.* **7**, 033003 (2014).

# 拡張フーリエ像を用いたリバースモンテカルロ法による磁区構造の再構成

時井真紀、喜多英治、三俣千春\*、小野寛太\*\*、柳原英人、松本紳  
 筑波大、\*物質・材料研究機構、\*\*高エネルギー加速器研究機構

Reconstruction of magnetic domain structure using Reverse Monte Carlo method with extended Fourier image

M.Tokii, E.Kita, C.Mitsumata\*, K.Ono\*\*, H.Yanagihara, M.Matsumoto

Univ. of Tsukuba, \*National Institute for Materials Science,

\*\*High Energy Accelerator Research Organization

中性子回折実験において得られた逆格子空間での情報から実空間での磁区構造を再構成することは、磁化過程の解釈に有用である。しかし、位相情報が欠落しているため、磁区構造への再構成は困難である。そこで回折データ分析に広く用いられ、3次元構造モデルの再構築にも利用されているリバースモンテカルロ法<sup>1,2)</sup>を用いた磁区構造の可視化を試みた。これまで、実空間像として、ストライプ構造や迷路構造を仮定し、リバースモンテカルロ法により、磁区構造の再構成を試みてきた。ボルツマン関数を用いたシミュレーテッドアニールの手法を取り入れることにより逆空間像と一致する磁区構造を得ることはできた。しかし、位相情報の欠落が原因で、磁区構造にずれが生じてしまう結果となった。そこで、逆空間像を拡張することで、実空間の位相のずれを回避する方法をリバースモンテカルロ法に取り入れた。実空間像と逆空間像を拡張した際の関係性から、未知の領域の算出方法を検討した結果、隣接する既知の値の平均を使用することで、Fig.1の計算結果に示すように実空間像における位相のずれを改善することができた。今後、さらに有効な手法を検討する予定である。

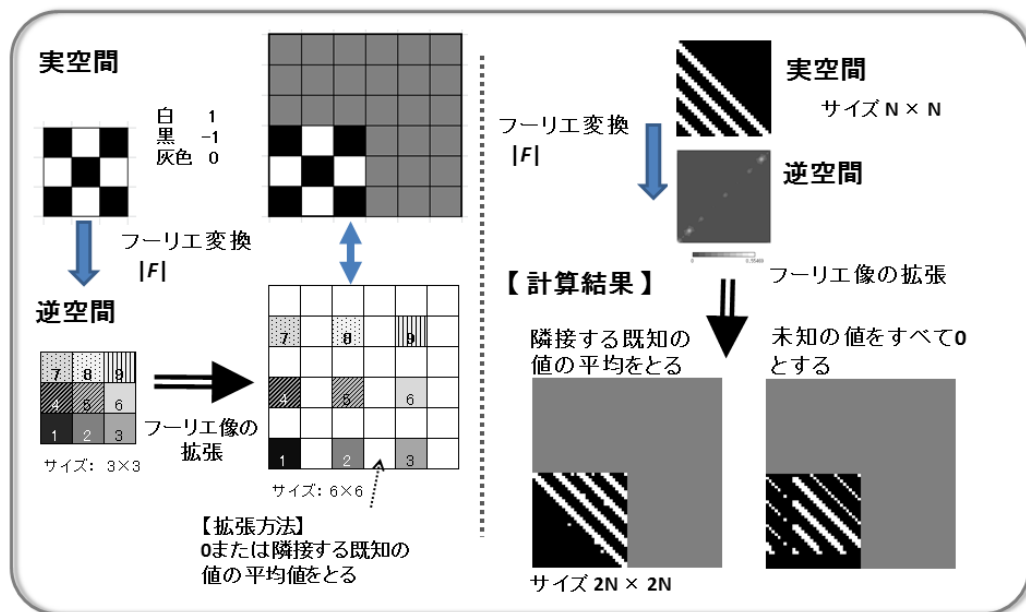


Fig.1 拡張フーリエ像を用いたリバースモンテカルロ法による計算手法と結果

## 謝辞

本研究は、(独) 科学技術振興機構(JST)による産学共創基礎基盤研究「革新的次世代高性能磁石」の支援を受けて行われたものである。

## 参考文献

- 1) K.Hagita, H.Okamoto, T. Arai, H.Kishimoto, N.Umesaki, Y.Shinohara, Y.Amemiya, AIP Conf. Proc. 368(2006) .
- 2) O.Gereben, L.Pusztai and R.L.McGreevy, J. Phys.: Condens.Matter, 22, 404216(2010).

## 積層 CoPt 垂直磁気異方性薄膜の層間相互作用が磁区構造に及ぼす影響

河村春樹, 早川研人, 杉田龍二  
(茨城大)

Effect of interlayer interaction on domain structure of CoPt stacked thin films with perpendicular anisotropy

H. Kawamura, K. Hayakawa, and R. Sugita  
(Ibaraki Univ.)

## はじめに

Co 基垂直磁気異方性薄膜は高い結晶磁気異方性と飽和磁化を有するため, ハードディスク用記録層として研究されている<sup>1)</sup>. 積層 Co 基垂直磁気異方性薄膜の層間相互作用と磁気特性との関係について多くの研究が行われているが<sup>2), 3)</sup>, 静磁相互作用が磁区構造に及ぼす影響に関しては不明な点が多い. 本研究では, CoPt/Pt/CoPt 垂直磁気異方性薄膜において特に静磁相互作用に着目し, それが磁区構造に与える影響について検討した.

## 実験方法

積層 CoPt 薄膜は RF マグネトロンスパッタリング装置を用いて基板加熱を行わず作製した. 構造は,  $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x(3 \text{ nm})/\text{Pt}(\delta_{\text{Pt}} \text{ nm})/\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x(10 \text{ nm})/\text{Pt}(100 \text{ nm})/\text{Glass substrate}$  である.  $x = 20, 30,$  及び  $40 \text{ at\%}$  とした. 成膜時の Ar ガス圧を  $2 \text{ mTorr}$  とし, Pt 中間層の膜厚  $\delta_{\text{Pt}}$  を  $0 \sim 30 \text{ nm}$  の範囲で変化させた. 磁区構造は磁気力顕微鏡 (MFM) により観察した.

## 実験結果

膜面垂直方向磁場により AC 消磁した積層 CoPt 垂直磁気異方性薄膜の MFM 像を Fig. 1 に示す. いずれの組成においても,  $\delta_{\text{Pt}}$  が薄い場合には  $\delta_{\text{Pt}} = 0$  と同様の maze 磁区が見られ,  $\delta_{\text{Pt}}$  が厚くなると irregular 磁区になる. これは,  $\delta_{\text{Pt}}$  が薄い場合には上層と下層が静磁的に結合し, 両層の磁化分布が一体化したためである. なお,  $\delta_{\text{Pt}} = 0$  の膜が  $\delta_{\text{Pt}} \neq 0$  の積層膜に比べて maze 磁区の幅が狭くなっているのは, 交換相互作用が加わるためと思われる. 一方,  $\delta_{\text{Pt}}$  が厚くなると, 上層に及ぼす下層の影響が減少するため, 膜厚  $3 \text{ nm}$  の CoPt 単層膜の磁区である irregular 磁区が出現する. Fig. 1 より, maze 磁区から irregular 磁区へ変化するときの  $\delta_{\text{Pt}}$  の値  $\delta_{\text{Pt,T}}$

は, Pt 含有量が  $20 \text{ at\%}$  から  $40 \text{ at\%}$  に増加するのに伴って約  $25 \text{ nm}$  から  $15 \text{ nm}$  に減少していることがわかる. このような  $\delta_{\text{Pt,T}}$  の Pt 含有量依存性は, 飽和磁化の減少に伴う漏れ磁場の減少に起因するものと考えられる.

## 謝辞

本研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究 C(24560394)により行われました. ここに深謝致します.

## 参考文献

- 1) Y. Wang, J. Ariake, T. Wang, S. Watanabe, N. Honda, F. S. Li, K. Ouchi: *J. Appl. Phys.*, **107**, 7732 (2010).
- 2) Y. Yamaguchi, S. Sato, S. Kumagai, T. Komine, and R. Sugita: *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, pp. 3584-3587(2013).
- 3) L. Lei, Y. Lu, Z. Liu, Y. Lv, Y. Zhang, S. Liu, C. Hao, and W. Lv: *J. Magn. Magn. Mater.*, **325**, 117 (2013).

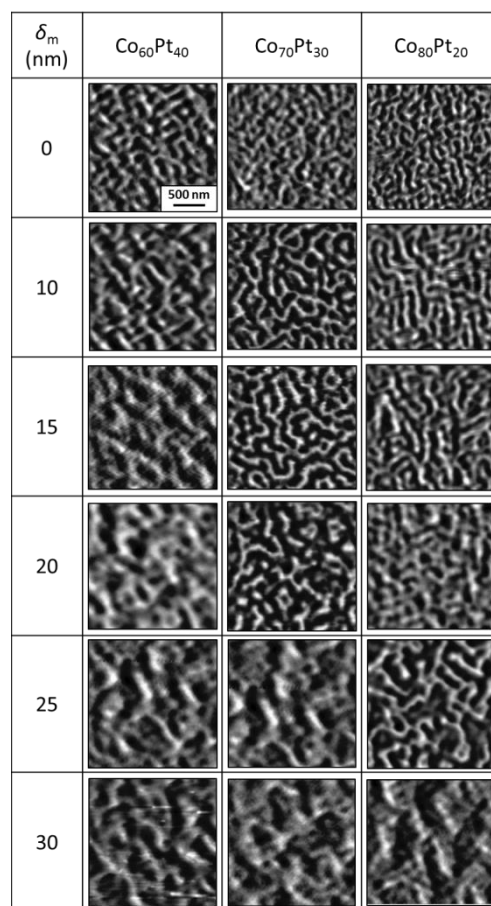


Fig. 1 MFM images of CoPt / Pt / CoPt films.

## 希土類金属 Dy の磁場誘起相転移相における磁気ヒステリシス・スケーリング特性

小原遼, 小林悟

(岩手大学)

## Magnetic hysteresis scaling in a field-induced phase for rare-earth metal Dy

Ryo Obara, Satoru Kobayashi

(Iwate University)

## 背景

磁壁の非可逆的移動を反映した B-H ヒステリシスループにおいて、その変数間に普遍的な磁気スケーリング特性が成り立つことが知られており、近年この法則性を利用した材料評価が着目されている。前回、リング型 Dy 多結晶試料を用いた B-H ループ測定から、ブロッホ磁壁の非可逆的移動が支配的な強磁性相の他、スパイラル磁壁が寄与するヘリカル相においても、べき指数 1.3~1.4 のスケーリング則が成り立つことが見出された。<sup>1)</sup> この結果はスケーリング則が磁壁、磁気秩序相に依存しないことを示唆する。しかし、励磁コイルを巻き付けたリング試料を用いたため最大磁場に実験的制約があった。そこで本研究では SQUID 磁化測定装置を用い、複雑な磁気構造を有する希土類金属 Dy の広い温度・磁場領域において磁気ヒステリシス・スケーリング則の妥当性を検証したので報告する。

## 実験方法

SQUID 磁束計を用いて多結晶 Dy 棒状試料について BH ループ測定を行った。Dy は面内磁気異方性を持ち、多彩な磁性相 ( $T_c=85\text{K}$  以下: 強磁性、Neel 温度  $T_N=175\text{K}$  以下: ヘリカル磁性、有限磁場中: ヘリファン磁性、ファン磁性) を示す。<sup>2)</sup>  $T=10\sim 170\text{K}$ 、 $H<2\text{T}$  の温度磁場範囲で測定を行った。

## 実験結果

ゼロ磁場近傍において強磁性相及びヘリカル磁性相の両相でべき指数  $n_m=1.36\pm 0.05$  のスケーリング則が得られた。これは以前のリング状試料で得られたべき指数と同様の値であり、磁壁の種類に依存しないスケーリング則の存在が本測定系でも確認された。

図 1 に有限磁場  $H_{dc}$  の周りで測定した結果を示す。測定は磁化が大きく磁場変化する磁場誘起相転移磁場近傍で行い、それぞれ強磁性相 ( $T=120\text{K}$ ,  $H_{dc}=5250\text{Oe}$ ), ファン磁性相 ( $T=150\text{K}$ ,  $H_{dc}=9250\text{Oe}$ ), ヘリファン磁性相 ( $T=170\text{K}$ ,  $H_{dc}=10500\text{Oe}$ ) 近傍のデータに対応する。ヒステリシス損失  $W_F^*$  と残留磁束密度  $B_R^*$  の間にスケーリング則が存在し、べき指数は  $n_m=1.62\pm 0.02$  の値を示した。ゼロ磁場近傍での値からのずれの理由については不明であるが、有限磁場下でもべきのスケーリング則が成立することが確認された。

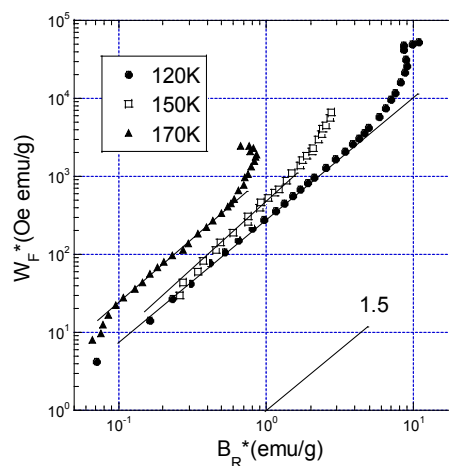


図 1: 有限磁場中におけるヒステリシス損失  $W_F^*$  と残留磁束密度  $B_R^*$  の両対数プロット

## 参考文献

- 1) S. Kobayashi, Phys. Rev. Lett. 106, 057207 (2011).
- 2) S. Legvold, Ferromagnetic Materials, (North-Holland Physics Publishing, 1986), p. 183.

## 磁気コンプトン散乱による希土類-遷移金属薄膜の

## スピン・軌道・元素選択ヒステリシス測定

安居院あかね、櫻井浩\*、鈴木宏輔\*

(原子力機構、\*群馬大院理工)

Spin/Orbital/Element specific hysteresis curve of rare earth - transition metal film by magnetic Compton scattering measurement

A. Agui, H. Sakurai\*, K. Suzuki\*

(JAEA, \*Gunma Univ.)

## はじめに

最近、磁気コンプトン散乱と SQUID・VSM 等の測定と組み合わせた、スピン選択磁気ヒステリシス曲線 (SSMH) および軌道選択磁気ヒステリシス曲線 (OSMH) の測定が報告されている<sup>1,2)</sup>。さらに、我々は磁気コンプトンプロファイル (MCP) を解析し、元素選択磁気ヒステリシス曲線 (ESMH) を測定する手法を開発した<sup>3,4)</sup>。本発表では、これまでに希土類-遷移金属薄膜について行った SSMH、OSMH および ESMH の測定結果<sup>3,4)</sup>を報告する。

## 実験方法

磁気コンプトン散乱測定は大型放射光施設 SPring-8・BL08W で行った。試料は Tb, Co, Fe をターゲットとし RF スパッタリング法で Al フォイル箔 (12 $\mu$ m) 上に成膜した。薄膜はアモルファス合金であり、膜厚は 1 $\mu$ m とした。磁気コンプトン散乱および SQUID 磁力計の測定は、磁場を薄膜面に垂直に印加して行った。

## 実験結果

Fig. 1(a), (b)に Tb<sub>43</sub>Co<sub>57</sub>, Tb<sub>32</sub>Fe<sub>55</sub>O<sub>13</sub> の磁化曲線を示す<sup>3,4)</sup>。実線は SQUID 磁力計で測定した全磁化曲線、●は磁気コンプトン散乱から求めた SSMH、○は全磁化曲線と SSMH の差から求めた OSMH である。Tb<sub>43</sub>Co<sub>57</sub> では SSMH と OSMH が全磁化と同じ極性になっているのに対し、Tb<sub>32</sub>Fe<sub>55</sub>O<sub>13</sub> は SSMH が全磁化曲線と同じ極性で、OSMH が逆を向いている。また、SSMH と OSMH の形状は異なっている。これは希土類、遷移金属ごとの磁気モーメントの印加磁場依存性を反映していることがわかった。本手法は磁化反転を引き起こす前駆現象の検証など磁気スイッチング研究に応用できると考えている。

## 参考文献

- 1) A. Agui et al., J. Synchrotron Radiat., 17 (2010) 321.
- 2) M. Itou et al, Appl. Phys. Lett., 102 (2013) 082403.
- 3) A. Agui et al., Appl. Phys. Express, 4 (2011) 083002.
- 4) A. Agui et al., J. Appl. Phys., 114 (2013) 183904.

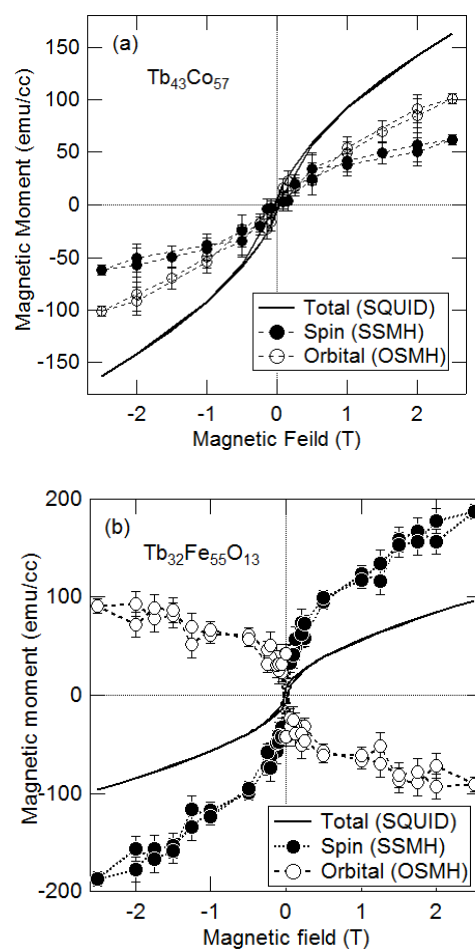


Fig. 1: (a) Magnetization curves of total, spin and orbital magnetic moment of Tb<sub>43</sub>Co<sub>57</sub> and (b) Tb<sub>32</sub>Fe<sub>55</sub>O<sub>13</sub> films.<sup>3,4)</sup>

# X 型強磁性交差細線における磁気反渦生成過程

後藤 穰、棚澤 友幾、関口 康爾\*、能崎 幸雄\*\*  
 (慶大理工、\*JST PRESTO、\*\*JST CREST)

Magnetization process of antivortex in X-shaped ferromagnetic cross wire

M. Goto, T. Tanazawa, K. Sekiguchi, Y. Nozaki  
 (Keio University, \*JST PRESTO, \*\*JST CREST)

## はじめに

磁気渦や磁気反渦と呼ばれるトポロジカルな磁化構造は磁化ダイナミクスの理解や人工格子への応用など、基礎と応用の両面から注目されている[1, 2]。しかし、磁気渦と比べて磁気反渦は実験の報告例が少なく、適切な試料形状や着磁過程があまり理解されていない。そこで本研究では磁気反渦の磁化過程を理解するため、X 型交差細線[3]の異方性磁気抵抗(AMR)比の変化を測定し、磁場掃引後の磁気力顕微鏡(MFM)像と比較した。更に、交差細線の磁化過程と磁気反渦の電気的な判別手法についても報告する。

## 実験方法

図 1 に X 型  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  交差細線の光学顕微鏡写真と回路図を示す。左上の電極端子から右下の電極端子へ電流を印加しながら磁場掃引に伴う抵抗変化を 2 端子測定した。初めに  $x$  方向へ  $-100$  mT を印加し、磁化を飽和させる。次に電気抵抗を測定しながら磁場  $B_x > 0$  mT で折り返し、零磁場へ掃引する。その後、MFM 測定より交差中心の磁区構造を確認した。

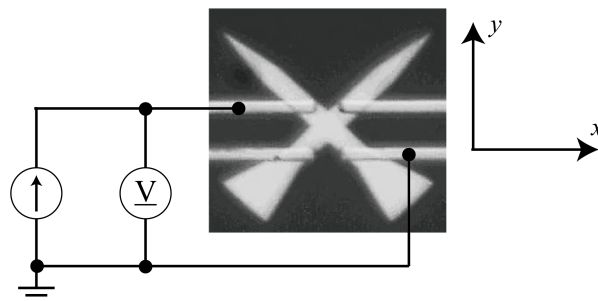


図 1 交差細線の光学顕微鏡写真と回路図

## 実験結果

図 2 に交差中心の MFM 像と AMR 比を示す。太い細線の磁化反転が確率的なため、同じ着磁経路でも形成される磁化構造は異なる。更に、各々の磁化構造の生成確率は折り返し磁場にも依存する。図 2 より、磁気反渦構造が生成する場合は残留磁化状態の抵抗が増加することが分かる。この結果より、電気抵抗変化を利用した磁気反渦の判定が可能であることが分かった。更に、磁化構造の折り返し磁場に対する依存性から磁化反転過程も判明したので合わせて報告する。

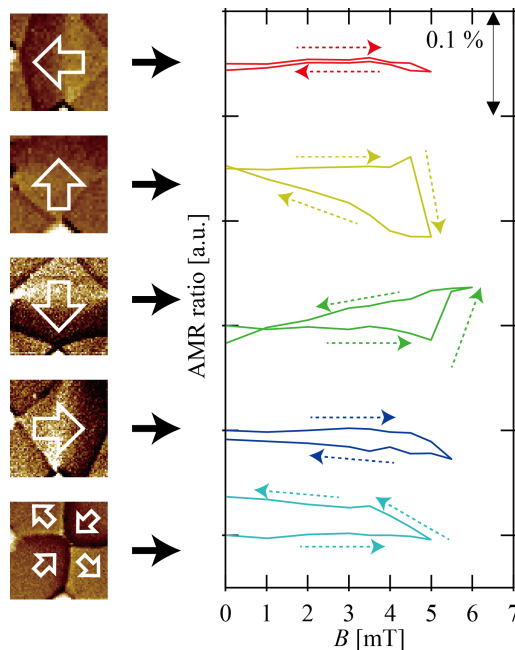


図 2 磁化構造と AMR 比の関係

## 参考文献

[1] S. D. Pollard, L. Huang, K. S. Buchanan, D. A. Arena, and Y. Zhu, Nat. Commun, **3**, 1028 (2012)  
 [2] S. Sugimoto, Y. Fukuma, S. Kasai, T. Kimura, A. Barman, and Y. Otani, Phys. Rev. Lett, **106**, 197203 (2011)  
 [3] V. L. Mironov, O. L. Ermolaeva, S. A. Gusev, A. Y. Klimov, V. V. Rogov, B. A. Gribkov, O. G. Udalov, and A. A. Fraerman, Phys. Rev. B, **81**, 094436 (2010)

## 引張応力を加えたオーステナイト系ステンレス鋼の局所的磁気特性

石渡真, 鈴木健司, 高瀬つぎ子, 山口克彦  
(福島大学)

Local magnetic properties of austenite stainless steel applied tensile stress

M. Ishiwata, K. Suzuki, T. Takase, K. Yamaguchi

(Fukushima Univ.)

## はじめに

構造材料として広く用いられているオーステナイト系ステンレス鋼は、その機械的な劣化時に局所的なマルテンサイト相 ( $\alpha'$ 相) を生じ微小領域に磁性を発現させることが知られている。安全性の向上のために磁性変化を検出して劣化度合いを評価することが注目され、圧痕を与えた点等で生成される強磁性的領域がマイクロ磁気光学カー効果 ( $\mu$ -MOKE) 測定、MFM 測定によって確認されてきた<sup>1)</sup>。しかし、これらの計測は、表面の凹凸が計測結果に影響を及ぼす可能性があるため、鏡面の試料から磁区観察と  $\mu$ -MOKE 測定を同一視野で行っていくことが信頼性の高い局所的磁気特性を得るために有用である。

破断に至らない引張応力を加えた応力集中部をマイクロに見ていくと、一部に  $\alpha'$ 相へと変態していない母相オーステナイト相 ( $\gamma$ 相) が残っているものと考えられる。そこで、本研究では、微小領域で種々の磁気特性を有していると考えられるオーステナイト系ステンレス鋼の局所的磁気特性を磁区観察と  $\mu$ -MOKE 測定から明らかにすることを目的とする。

## 実験方法

使用した試料には SUS304 を真空中で溶体化処理 (1050°C, 30 分間) を施したものをを用いた。引張応力の印加には材料試験システム (INSTRON 社製 5543) をを用いた。室温にて、0.5mm/min の引張速度で 350MPa (破断応力の約半分) までの引張応力を加えた。バルク試料の磁気特性は磁気特性測定装置 (Quantum Design 社製 MPMS) をを用いた。局所的磁気特性は、ネオアーク社と開発した  $\mu$ -MOKE 磁力計 (BH-PI7892)<sup>2)</sup> によって磁区観察から測定箇所を定めて測定した。

## 実験結果

Fig.1 はバルク試料の磁気特性である。応力を加えた後の試料は、強磁性的な性質を示していることが分かる。Fig.2 に引張応力を加えた後の磁区観察像を示す。図中の矢印は引張方向を示している。鏡面試料から、磁区観察によって、結晶粒面上に引張方向に対して斜め方向に発生する結晶構造の変化した線 (リュウダース帯) が観察され、異なる磁性領域が混在していることが確認できた。Fig.3 は、Fig.2 のリュウダース帯 (A 点) と母相面上 (B 点) での  $\mu$ -MOKE 測定による局所的磁気特性である。A 点が B 点より大きな保磁力、残留磁化を示したことから、リュウダース帯が  $\alpha'$ 相を主体とした磁性領域であることが分かる。リュウダース帯においては、発生する方向性等によっても異なった局所的磁気特性が得られる。

以上のように、鏡面試料において、磁区観察と  $\mu$ -MOKE 測定を用いることで、引張応力によって表出したリュウダース帯の局所的磁気特性が得られた。

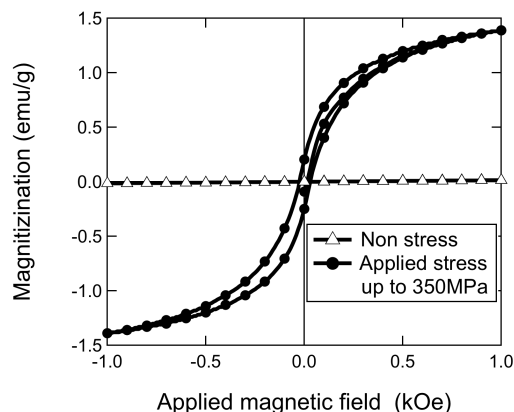


Fig.1 Magnetic hysteresis loop of SUS304 at 300K.

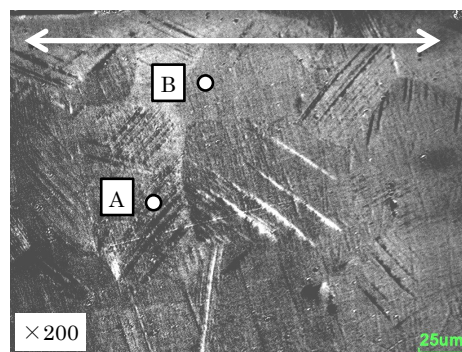


Fig.2 Magnetic domain scope observation image at difference magnetic field  $\pm 900$  Oe.

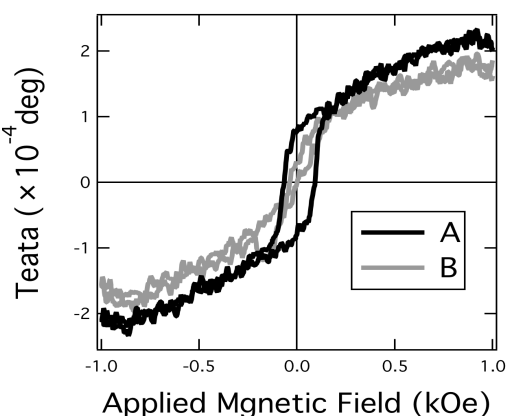


Fig.3 Magnetic hysteresis loops at A and B in Fig.2.

## 参考文献

- 1) J. Sort, et. al, appl.phys.letters, 89, 032509, 2006
- 2) K. Suzuki, et. al, Przegląd Elektrotechniczny, R. 89, NR 2b, 28-31, 2013

# D0<sub>22</sub>型結晶構造をとる Mn<sub>3</sub>Ge<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>の相安定性と磁気特性

佐々木徹、岡田宏成、梅津理恵\*  
(東北学院大工、\*東北大学金研)

Phase stability and Magnetic properties of Mn<sub>3</sub>Ge<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub> with the D0<sub>22</sub> type structure

T. Sasaki, H. Okada and R. Y. Umetsu  
(Tohoku Gakuin Univ., Tohoku Univ.)

## はじめに

現在、希土類元素に依存しない新規磁性材料の開発を目的とした研究が精力的に行われている。なかでも正方晶 D0<sub>22</sub>型構造をとる Mn<sub>3</sub>Ga は希土類元素を含まない物質であるにも関わらず、結晶磁気異方性が大きいことから、スピントロニクス材料としての応用が期待されている<sup>1)</sup>。また、Mn<sub>3</sub>Ge においても正方晶 D0<sub>22</sub> 構造をとることが知られている<sup>2)</sup>。我々は Mn<sub>3+x</sub>Ge (x = 0.0 ~ 1.0) の相安定性と磁気特性の評価を行い、過剰 Mn に対して D0<sub>22</sub> 相が安定化すること、飽和磁化が減少する傾向を示す結果を得た。そこで本研究では、Mn<sub>3</sub>Ga と Mn<sub>3</sub>Ge の間の組成領域である Mn<sub>3</sub>Ge<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub> (x = 0 ~ 1.0) における相安定性と磁気特性の評価を行った。

## 実験方法

試料はアーク溶解法により作製された。その際、化学的均一性を得るために 5 回溶解を行った。アーク溶解後の試料を均質化するために 800°C で 1 週間の熱処理を行い、その後 D0<sub>22</sub> 型構造を得るために 400°C で 1 週間の熱処理を行った。得られた試料に対し、粉末 X 線回折により相同定を行った。磁化は Physical Property Measurement System (PPMS) の試料振動型磁力計 (VSM) を用いて測定を行った。

## 実験結果と考察

Fig. 1 に D0<sub>22</sub> 型構造をとる Mn<sub>3</sub>Ge<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub> (x = 0.0 ~ 1.0) の粉末 X 線回折パターンを示す。x = 0.0 ~ 0.2 では不純物として Mn<sub>5</sub>Ge<sub>2</sub> の回折ピークが観測されており、先行研究と一致した<sup>2)</sup>。しかし、x = 0.0 では Mn<sub>5</sub>Ge<sub>2</sub> の低温相である κ 相が、x = 0.1, 0.2 では Mn<sub>5</sub>Ge<sub>2</sub> の高温相である ζ 相が観測され、それぞれ違う相が析出する結果となった。これは、Mn<sub>3</sub>Ge に Ga を置換したことで κ 相が消失したためであると考えられる。また、X 線回折の結果からは、x = 0.3 ~ 0.7 で単相が得られており、比較的広い組成範囲に単相領域が存在していることが明らかとなった。格子定数は Mn<sub>3</sub>Ge から Mn<sub>3</sub>Ga への置換に対して、c 軸方向が縮み、a 軸方向に伸びる直線的な変化を示しており、適切に Ga が置換されていることが確認された。また、単相領域における磁化測定の結果では、磁化は僅かながらにも上昇する傾向を示している。講演では、粉末 X 線回折と DSC 測定との考察に加え、D0<sub>22</sub> 型構造の単相領域における相安定性および磁気特性について報告する。

## 参考文献

- 1) B. Balke, G. H. Fecher, J. Winterlik, and C. Felser, Appl. Phys. Lett. 90, 152504 (2007)
- 2) T. Ohoyama, J. Phys. Soc. Jpn. 16 (1961) 1995

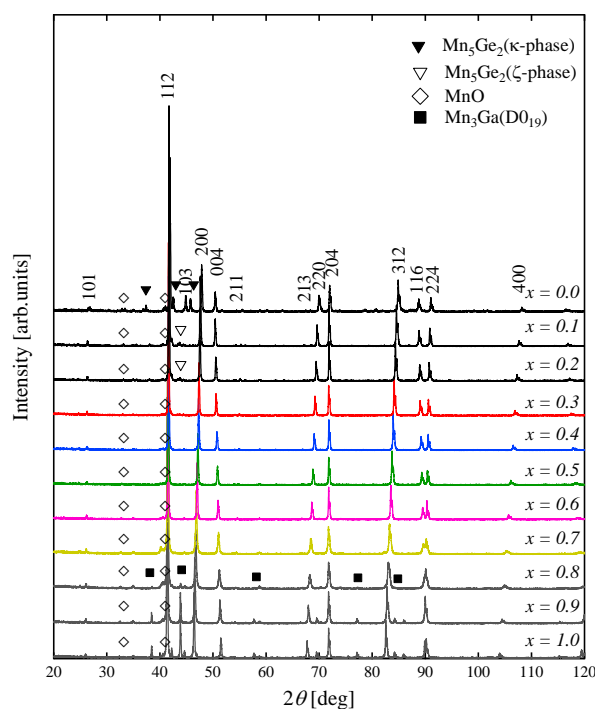


Fig.1 Powder X-ray diffraction patterns of Mn<sub>3</sub>Ge<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub> (x = 0.0 ~ 1.0) annealed at 400°C



# ホイスラー合金 $\text{Pd}_2\text{Mn}_{1+x}\text{In}_{1-x}$ のマルテンサイト変態と磁気特性

岡田宏成、梅津理恵\*、鹿又武  
(東北学院大工、\*東北大金研、)

Martensitic transformation and magnetic properties of Heusler alloy  $\text{Pd}_2\text{Mn}_{1+x}\text{In}_{1-x}$

H. Okada, R.Y. Umetsu\*, T. Kanomata

(Tohoku Gakuin Univ., \*IMR Tohoku Univ.)

## はじめに

Ni 基ホイスラー合金  $\text{Ni}_2\text{MnZ}$  ( $Z = \text{In, Sn, Sb}$ ) は  $L2_1$  型構造をとる強磁性体である。Z 原子を Mn で置換することによってマルテンサイト変態が出現し、磁場誘起逆マルテンサイト変態を伴ったメタ磁性形状記憶効果と呼ばれる機能性を発現する<sup>1)</sup>。同様な特性は、Pd 基ホイスラー合金  $\text{Pd}_2\text{Mn}_{1+x}\text{Sn}_{1-x}$  においても確認されている<sup>2)</sup>。一方で、 $\text{Pd}_2\text{MnIn}$  はホイスラー合金では稀な反強磁性体である。我々は、 $\text{Pd}_2\text{MnIn}$  が低温強磁場下でメタ磁性転移を示し、磁場誘起磁性相へ転移することを前回報告した。この結果は、 $\text{Pd}_2\text{MnIn}$  の反強磁性は強磁性に隣接した状態であることを示唆している。本研究では、反強磁性を示すホイスラー合金へ過剰 Mn を導入したときのマルテンサイト変態の出現やその磁気特性を、強磁性ホイスラー合金の結果と比較することを目的として、 $\text{Pd}_2\text{Mn}_{1+x}\text{In}_{1-x}$  を作製し、構造特性、磁気特性、伝導特性の評価を行った。

## 実験方法

$\text{Pd}_2\text{Mn}_{1+x}\text{In}_{1-x}$  多結晶試料はアーク溶解法により作製された。均質な試料を得るために、 $1000^\circ\text{C}$  で 1 週間、 $500^\circ\text{C}$  で 5 日間の熱処理を行った。室温での粉末 X 線回折実験により、得られた試料の相同定を行った。磁化測定は試料振動型磁力計、電気抵抗測定は 4 端子法を用いて行われた。

## 実験結果と考察

Fig. 1 に  $\text{Pd}_2\text{Mn}_{1+x}\text{In}_{1-x}$  ( $x = 0 \sim 0.6$ ) の室温での粉末 X 線回折パターンを示す。 $x = 0.4$  までは  $L2_1$  型構造の単相で、格子定数は過剰 Mn の導入によって単調に減少することがわかった。 $x = 0.5$  ではマルテンサイト変態によって長周期変調構造へと変化しており、 $x = 0.6$  で  $L1_0$  型構造となることが明らかとなった。磁化測定の結果から、オーステナイト相とマルテンサイト相ともに強磁性状態は観測されなかった。強磁性ホイスラー合金と同様に、電気抵抗はマルテンサイト変態に伴って大きく増大することがわかった。強磁性ホイスラー合金では、マルテンサイト変態は  $x = 0.5$  付近で現れる。しかし、 $\text{Pd}_2\text{Mn}_{1+x}\text{In}_{1-x}$  では、 $x = 0.1$  ですでに、マルテンサイト相が低温下で出現しており、過剰 Mn の増加によって  $x = 0.5$  で変態温度が室温を超えることが明らかとなった。この結果から、 $\text{Pd}_2\text{Mn}_{1+x}\text{In}_{1-x}$  では母相の磁気状態がマルテンサイト変態の出現に影響している可能性が示唆される。

## 参考文献

- 1) R. Kainuma et al.: Nature 439 (2006) 957.
- 2) Y. Chieda et al.: J. Alloys Compd 553 (2013) 335.

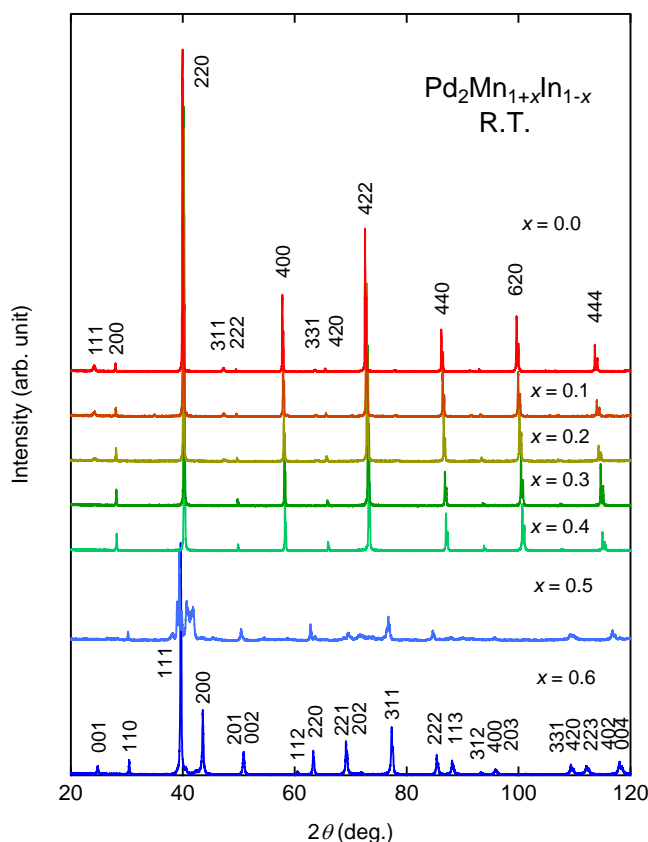


Fig. 1 Powder X-ray diffraction patterns of  $\text{Pd}_2\text{Mn}_{1+x}\text{In}_{1-x}$  at room temperature.

## 二次元近藤格子のメスバウア分光

井田和則, 岡野智宏, 中村哲朗, 若月厚志, 北尾真司\*, 瀬戸誠\*, 的場正憲, 神原陽一  
(慶大, \*京大)

### Mössbauer Spectroscopy of Two Dimensional Kondo Lattice

K. Ida, T. Okano, T. Nakamura, A. Wakatsuki, S. Kitao\*, M. Seto\*, M. Matoba, and Y. Kamihara  
(Keio Univ., \*Kyoto Univ)

#### 1. はじめに

Ce化合物に代表される近藤格子系においては伝導電子と局在電子の2種類の性質の異なる電子が存在する。これらの電子間では非磁性基底状態をもたらす近藤効果と、磁気秩序を安定化させる RKKY 相互作用が競合し、その結果化合物の磁性が決定される。Ce化合物の近藤格子系においては基底状態で反強磁性を示す物質が多く、強磁性を示す物質は少ない。我々は希少な二次元近藤格子系の強磁性体 CeRuPO[1]および常磁性体 CeFePO の固溶体 Ce(Ru<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>)PO[2]に着目した。この物質群において Ce は磁気モーメントを持ち、Fe は持たないと考えられてきた。本研究では Fe 原子の超微細構造の測定を行い、Fe 原子中の電子・磁気状態を明らかにしたことを報告する。

#### 2. 実験方法

本報告における多結晶試料は2段階に分けた固相反応により合成した。1次熱処理は化学量論比で Ce : Fe : P (以後 Ce - 2Fe - 2P) = Ce : Ru : P (以後 Ce - 2Ru - 2P) = 1 : 2 : 2 に混合した後、石英管に真空封入して熱処理を行った。2次熱処理は1次熱処理の物質および脱水した CeO<sub>2</sub>を用いて、化学量論比で Ce - 2Fe - 2P : Ce - 2Ru - 2P : CeO<sub>2</sub> = 1 - x : x : 1 に混合した。その後、ペレット状に成型し、石英管に減圧二重封入して熱処理を行った。試料合成後、<sup>57</sup>Co 線源を利用した <sup>57</sup>Fe メスバウア分光測定をコンベンショナルな透過法[3]により行った。この際、ゼロ磁場下での測定は冷凍機型のクライオスタットを用いて 4.2 - 300 K の領域で行った。また、x = 0.80, 0.87, 0.95 の試料に関しては超伝導マグネット型クライオスタットを用いて、最大 14 T までの磁場下での測定を 2 K および 100 K の温度下で行った。この際、常磁性体の標準試料として K<sub>4</sub>[Fe(CN)<sub>6</sub>]を用いた。

#### 3. 実験結果・考察

強磁性-常磁性の磁気量子臨界点付近である Ce(Ru<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>)PO (x = 0.87) の 2 K におけるメスバウア分光測定結果を Fig. 1 に、および精密化したアイソマーシフト(IS), 内部磁場(MF<sub>in</sub>), 四重極分裂(QS), 線幅(LW)を Table 1 に示す。ゼロ磁場下では磁気分裂が出現せず、母相 CeFePO の結果を支持するものであった[4]。磁場を印加した際にゼーマン分裂に起因するスペクトルの分裂を確認した。この際、電子密度の目安となる IS はほぼ一定であった。一方、磁場の増加に伴い、QS が減少傾向を示した。これは、鉄核子の位置における電場勾配が減少しており、FeP 層の四面体構造が正四面体型に近づいていることを示す。

加えて、試料中の MF<sub>in</sub> の値が外部磁場(MF<sub>ex</sub>)に比べて 0.2 T 程度の増加を示した。これにより巨視的には磁性を持たない Fe が微視的には低温かつ磁場下で 0.012 μ<sub>B</sub>/Fe 程度の自発磁化を示す。

#### 参考文献

- [1] E. M. Bruning, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 117206 (2008).  
[2] S. Kitagawa, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 033704 (2012).  
[3] R. L. Mössbauer, Z. Physik, **151**, 124 (1958).  
[4] T. Nakamura, *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 064712 (2012).

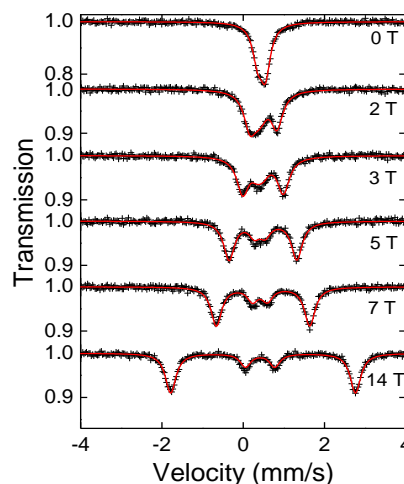


Fig. 1 Observed <sup>57</sup>Fe Mössbauer spectra of Ce(Ru<sub>0.87</sub>Fe<sub>0.13</sub>)PO under magnetic fields at 2 K.

Table 1 Refined parameters of <sup>57</sup>Fe Mössbauer spectroscopy measurements under magnetic fields for Ce(Ru<sub>0.87</sub>Fe<sub>0.13</sub>)PO at 2 K.

MF <sub>ex</sub> (T)	IS(mm s <sup>-1</sup> )	MF <sub>in</sub> (T)	QS (mm s <sup>-1</sup> )	LW (mm s <sup>-1</sup> )
0	0.450(3)	0.00(0)	0.285(3)	0.276(5)
2	0.449(3)	2.15(1)	0.031(5)	0.345(7)
3	0.447(4)	3.17(1)	0.033(6)	0.346(6)
5	0.447(4)	5.16(1)	0.036(7)	0.326(6)
7	0.450(4)	7.16(1)	0.030(7)	0.338(6)
14	0.448(3)	14.18(1)	0.033(5)	0.302(5)

## Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> のポストスピネル相の巨大原子変位および、その磁性

### Giant atomic displacement and the magnetism of Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> postspinel

○平井慈人<sup>1</sup>, Ian Fisher<sup>2</sup>

HPSTAR<sup>1</sup>, Stanford University<sup>2</sup> ○Shigeto Hirai<sup>1</sup>, Ian Fisher<sup>2</sup>

Manganates display strong coupling between lattice, spin and orbital degrees of freedom which can lead to magnetic frustration and Jahn-Teller distortion. Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> spinel [1] transforms into a CaMn<sub>2</sub>O<sub>4</sub>-type post-spinel phase at high pressure which can be quenched back to ambient conditions [2]. Figure 1 shows the magnetic structure of Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> postspinel, which was obtained from low temperature neutron diffraction data (collected at SNS, ORNL). Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> postspinel exhibits an atomic displacement of approximately 0.25 Å at a magnetic phase transition at 210 K [2]. This giant atomic displacement is due to the coupled effect of built-in strain in the metastable structure with the orbital realignment of the Mn<sup>3+</sup> ion [2]. We also studied the pressure dependence of the transition temperature (210 K) using neutron diffraction technique, and found that it increases linearly at a rate of 5 K/GPa above 3 GPa, suggesting that postspinel structure of Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> is only metastable at modest pressures.

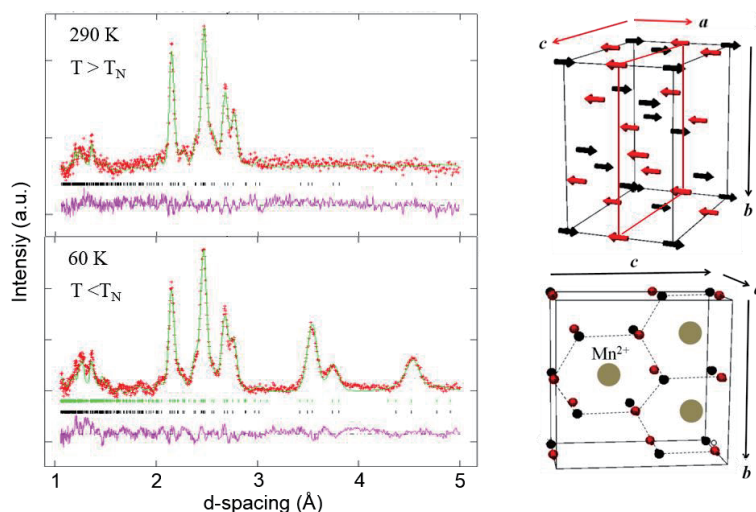


Figure 1. Neutron powder diffraction profile and the magnetic structure of Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> postspinel

[1] G. Aminoff, *Z. Kristallogr.* **64**, 475 (1927).

[2] S. Hirai, A.M. dos Santos, M.C. Shapiro, J.J. Molaison, N. Pradhan, M. Guthrie, C.A. Tulk, I.R. Fisher, and W.L. Mao, *Phys. Rev. B* **87**, 014417 (2013).

## GdAl<sub>2</sub> の白色 X 線磁気回折における共鳴効果

安達弘通<sup>1</sup>、河田洋<sup>2</sup>、伊藤正久<sup>3</sup>

(<sup>1</sup>信州大、<sup>2</sup>高エネ研、<sup>3</sup>群馬大)

Resonance effect in white x-ray magnetic diffraction of GdAl<sub>2</sub>

H. Adachi<sup>1</sup>, H. Kawata<sup>2</sup>, M. Ito<sup>3</sup>

(<sup>1</sup>Shinshu Univ., <sup>2</sup>KEK, <sup>3</sup>Gunma Univ.)

我々は、希土類イオンのスピン形状因子を測定するために、強磁性化合物  $RAI_2$  ( $R$ =希土類) の単結晶試料に対して白色 X 線を用いた磁気回折実験を行ってきた。この手法は散乱角を 90 度に固定して行われるため、ブラッグの法則によって、物質 (面間隔) と反射の指数から X 線のエネルギーが一意に定まる。測定された回折強度からスピン形状因子を導く過程は非共鳴散乱理論に基づいているが、とりわけ上のようにして決まる回折 X 線のエネルギーが試料中の元素の吸収端近傍に位置する場合には、一般に分散と呼ばれる共鳴散乱の影響について考慮しなくてはならない。今回は、上述のスピン形状因子測定において、回折 X 線のエネルギーが Gd の吸収端にかなり近いところに位置する GdAl<sub>2</sub> の 444 反射について、この共鳴の効果を実験的に検討した結果について報告する。

実験は、スピン形状因子測定を行った PF の BL-3C において同様のセットアップを用いて行われた。ただし、散乱角を 90 度に固定する代わりに、その近傍を数度の角度範囲にわたって  $\theta$ - $2\theta$  法で調べた。1 つの反射を  $\theta$ - $2\theta$  法でトレースして行くことは、X 線のエネルギーをスキャンして行くことに他ならないが、今回測定を行ったエネルギー領域は、Gd の  $L_{II}$  端を横切る数百 eV の範囲に相当する。

得られた主要な知見は以下の通りである。

1. エネルギーが Gd の  $L_{II}$  端からおおよそ 200eV 下に相当する、散乱角が 90 度のところでは、共鳴効果を見逃す取り扱いではなく、非共鳴の散乱理論だけに基いてスピン形状因子を求めることはできない。
2. Gd の  $L_{II}$  端において、回折強度の磁化反転に伴う変化率 (磁気非対称比) の顕著な増大が観測された。そのスペクトル形状は、電気双極子遷移を仮定した共鳴磁気散乱のメカニズムで概ね再現することができる。

また、GdAl<sub>2</sub> は RKKY 型の典型的な強磁性体とみなされる場合が多いが、比熱や中性子回折など、そのような単純なモデルでは結果が十分に解釈できない実験の報告も幾つか知られている。この点については、今回測定を行った 15K と 110K のスペクトル形状の温度変化に関する限り、通常の RKKY 型の強磁性体という描像ととくに矛盾した傾向は見られていない。詳細は当日報告する。

# ランタノイドのオキシ水酸化物の Van Vleck 常磁性

和田直樹、佐俣博章  
(神戸大)

Van Vleck paramagnetism of lanthanoid oxyhydroxides

N. Wada, H. Samata  
(Kobe Univ.)

## はじめに

ランタノイドイオン  $Ln^{3+}$  の Van Vleck 常磁性は、古くから評価・解析がなされてきた。特に  $Eu^{3+}$  では、低温において温度に依存しない磁化率が観測され、その解析がなされている<sup>1,2)</sup>。しかし、これらの報告の多くでは、 $Eu^{2+}$  の混入による低温での磁化率の上昇が確認されている。そのため、新たな評価対象として、目的のランタノイドの  $Ln^{3+}$  のみを含む試料の合成が必要と考えた。 $Ln^{3+}$  を含む単純な化合物の一つにオキシ水酸化物  $LnOOH$  があり、我々は  $LnOOH$  の良質な結晶の合成手法を確立し、その評価・解析を行ってきた。今回は、 $EuOOH$  と  $SmOOH$  の結果について報告する。

## 実験方法

結晶は、 $NaOH$  と  $KOH$  の混合物を溶媒としたフラックス法により合成した。原料には  $Eu_2O_3$  (99.9%) または  $Sm_2O_3$  (99.9%) を用いた。得られた試料の結晶構造は、粉末 X 線回折のデータを用いた Rietveld 法により解析した。また、TG/DTA により熱的性質を、SQUID 磁束計により磁化の磁場依存性と磁化率の温度依存性を評価した。磁化率の温度依存性については、キュリーの法則に補正項として Van Vleck の常磁性項を加えて解析した。

## 実験結果

合成した結晶の光学写真を Fig. 1 に示す。結晶は、最大で 0.5 mm 程度の板状となった。Rietveld 解析の結果、いずれの結晶も目的とする  $LnOOH$  であった (Fig. 2)。熱分析の結果では、オキシ水酸化物が水分子を放出することにより酸化物に変化する際の重量損失のみが観測され、加熱後の試料の粉末 X 線回折の結果と合わせて、得られた試料がオキシ水酸化物の単相であると判断した (Fig. 3)。

$EuOOH$  の磁化率の温度依存性では、低温において Van Vleck 常磁性特有の温度に依存しない磁化率が観測された。また、 $Eu^{2+}$  の混入により生じる低温での磁化率の上昇は観測されず、Van Vleck の常磁性項を考慮することで解析が可能であった。発表では、その他の評価結果とともに磁化率の解析結果を報告する。

## 参考文献

- 1) N. L. Huang, J. H. Van Vleck, J. Appl. Phys. 40 (1969) 1144.
- 2) Y. Takikawa, S. Ebisu, S. Nagata, J. Phys. Chem. Solids 71 (2010) 1592.

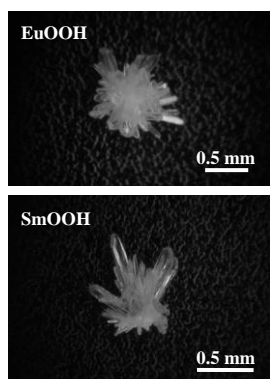


Fig.1 Photographs of as-grown crystals.

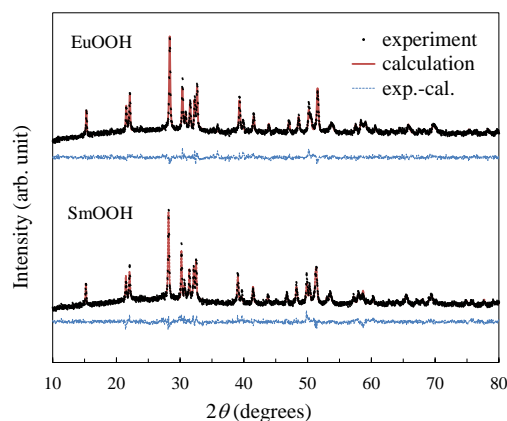


Fig.2 Powder XRD profiles and results of refinement by the Rietveld method.

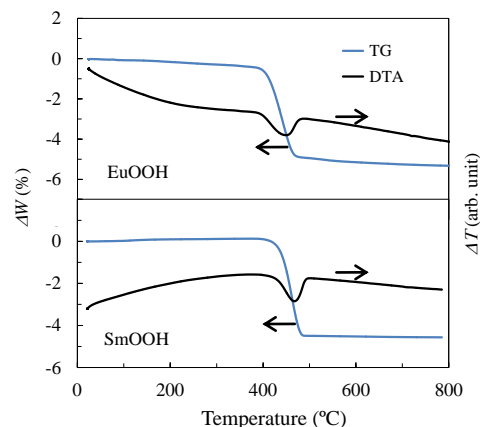


Fig.3 TG/DTA profiles of as-grown crystals.

# Sr系六方晶X型フェライトの作製と磁性

神島謙二、益子卓之、柿崎浩一、酒井政道、渡邊剛\*  
(埼玉大、\*理研)

Synthesis of a Sr-based X-type hexaferrite and its magnetic properties

K. Kamishima, T. Mashiko, K. Kakizaki, M. Sakai, K. Watanabe\*  
(Saitama Univ., \*RIKEN)

## 1. 緒言

Sr系の六方晶X型フェライト ( $\text{Sr}_2\text{Me}_2\text{Fe}_{28}\text{O}_{46}$ ; Me=2価遷移金属イオン) はM型 ( $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ ) とW型 ( $\text{SrMe}_2\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$ ) の中間という複雑な構造をとるため、単相の作製は困難である。そのため、Sr系のX型フェライトについての作製報告は非常に少ない<sup>1),2)</sup>。本研究では、これまで報告のないNiを含むSr系六方晶X型フェライトの作製と、その磁気的特性を明らかにすることを目的とした。

## 2. 実験方法

出発原料は $\text{SrCO}_3$ 、 $\text{NiO}$ 、および $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ を用い、X型フェライト( $\text{Sr}_2\text{Ni}_2\text{Fe}_{28}\text{O}_{46}$ )の化学量論組成になるように秤量した。これらの粉末を湿式ボールミルで24時間混合した後、乾燥した。この混合粉を分散剤と共に遊星ボールミルを用いて1100 r.p.m.で10分間粉砕した。得られた粉末を $1\text{ t/cm}^2$ の圧力で成形した。その後、 $850^\circ\text{C}$ で5時間、大気中で仮焼成した。この試料を乳鉢で粉砕し $1\text{ t/cm}^2$ の圧力で成形した。その後 $1200\sim 1250^\circ\text{C}$ で5時間、大気中で焼成した。試料の結晶構造は粉末X線回折法により解析した。磁化値および保磁力は振動試料型磁力計(VSM)で測定した。

## 3. 結果および考察

図1は $1200\sim 1250^\circ\text{C}$ で焼成した $\text{Sr}_2\text{Ni}_2\text{Fe}_{28}\text{O}_{46}$ のX線回折図を示す。 $1200\sim 1220^\circ\text{C}$ で焼成した試料はM型相の単相であり、X型相は生成しなかった。 $1230^\circ\text{C}$ 以上で焼成した試料からX型相が生成した。特に $1240^\circ\text{C}$ で焼成した試料ではX線回折図からほぼ単相のX型フェライトが生成した。

図2は $1240^\circ\text{C}$ で焼成した $\text{Sr}_2\text{Ni}_2\text{Fe}_{28}\text{O}_{46}$ の磁化の温度依存性を示す。この実験結果からキュリー温度は $468^\circ\text{C}$ である。一方、M型フェライト( $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ )とW型フェライト( $\text{Sr}_2\text{Me}_2\text{Fe}_{28}\text{O}_{46}$ )のキュリー温度は $460^\circ\text{C}$ と $497^\circ\text{C}$ である<sup>3),4)</sup>。X型フェライトはこれらの中間の構造をとるため、本実験で得られたキュリー温度は、妥当であると考えられる。

以上より、今まで報告のなかったNiを含むSr系六方晶X型フェライト $\text{Sr}_2\text{Ni}_2\text{Fe}_{28}\text{O}_{46}$ の作製に成功した。

## 参考文献

- 1) N. Langhof *et al.*, J. Solid State Chem. 182 (2009) 2409.
- 2) T. M. Perekalina *et al.*, Sov. Phys. JETP (English Transl.) 31 (1970) 440.
- 3) 太田恵造, 磁気工学の基礎 I, 共立全書 (1973) 193.
- 4) L. A. Bashkurov *et al.*, Inorg. Mater. 39 (2003) 525.

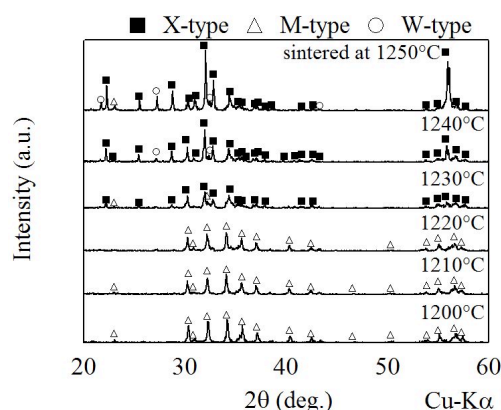


図1 各温度で焼成した試料のX線回折図

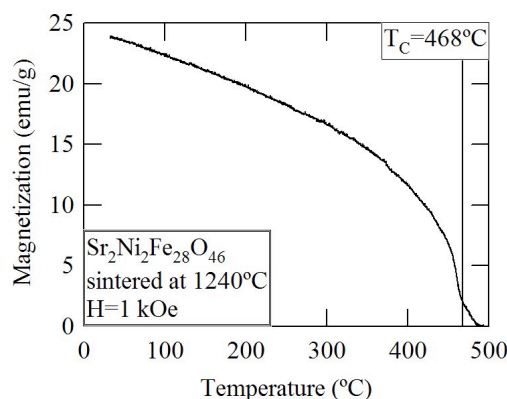


図2  $1240^\circ\text{C}$ で焼成した試料の熱磁気曲線