

# 柔軟鋼板の湾曲磁気サスペンションの浮上メカニズム

## (FDM を用いた振動特性に関する基礎的考察)

宮崎 陸、船田孔明、小川和輝、遠藤文人\*、成田正敬、加藤英晃  
(東海大学、\*福岡工業大学)

Levitation mechanism of bending electromagnetic suspension for flexible steel plate  
(Fundamental consideration on vibration characteristics using FDM)

R. Miyazaki, K. Funada, K. Ogawa, A. Endo\*, T. Narita, H. Kato  
(Tokai Univ., \*FIT,)

### はじめに

現在の産業の製品には薄く柔軟な鋼板が広く使用されている。鋼板の生産ラインにおける搬送システムに、電磁石を利用した磁気浮上技術を応用するため、非接触搬送技術の研究が進んでいる<sup>1-4)</sup>。しかし柔軟鋼板を磁気浮上させる場合、吸引力がかからない箇所たわみが生じ、弾性振動が発生して制御性能が劣化する。そのため本報告は薄鋼板の浮上安定性向上を目的として、浮上中の鋼板振動を把握するために有限差分法 (FDM) を用いた数値解析により考察を行った。

### 解析方法

本報告では FDM を用いて、湾曲磁気浮上の数値解析を行った。湾曲磁気浮上システムは、鋼板の端部付近に設置した電磁石の角度を変更し、傾けることで鋼板を湾曲させている。本報告では、電磁石角度  $13^\circ$ 、 $20^\circ$  の場合に解析を行い、得られた変位から変位標準偏差を算出し、薄鋼板の振動を評価した。

### 解析結果

電磁石角度  $13^\circ$  としたときの鋼板の変位の時刻歴を Fig. 1 に、電磁石角度  $20^\circ$  としたときの時刻歴を Fig. 2 に示す。得られた解析結果から変位標準偏差を算出した。電磁石角度  $13^\circ$  と  $20^\circ$  の場合の変位標準偏差を Fig.3 に示す。同図より、電磁石角度  $13^\circ$  と  $20^\circ$  の結果を比較すると、電磁石角度  $13^\circ$  の方が変位標準偏差が小さいことが分かった。よって、電磁石角度  $13^\circ$  の方が振動が小さく、鋼板の制振効果が高いことが分かった。

### 参考文献

- 1) S. Matsumoto, Y. Arai, T. Nakagawa, IEEE Trans. Magn. Vol.50, No.11, (2014)
- 2) 油野, 宮崎, 大路, 飴井, 作井, J. Magn. Soc. Jpn., Vol.35, No.2 pp.123-127 (2011)
- 3) 水野, 小杉, 福澤, 日本応用磁気学会誌, Vol.31, No.6 pp.445-450 (2007)
- 4) 小川, 多田, 成田, 加藤, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 4, No. 2, pp. 122-128, (2020)

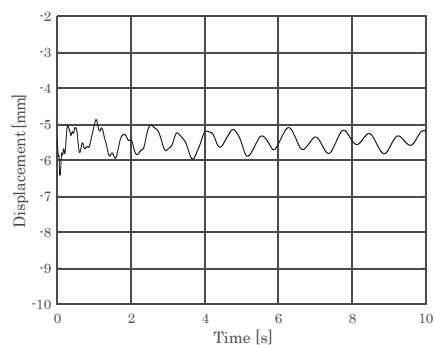


Fig.1 Time history of analyzed displacement of steel plate.  
(Electromagnet angle  $13^\circ$ )

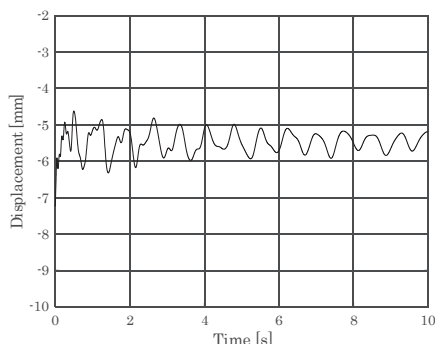


Fig.2 Time history of analyzed displacement of steel plate.  
(Electromagnet angle  $20^\circ$ )

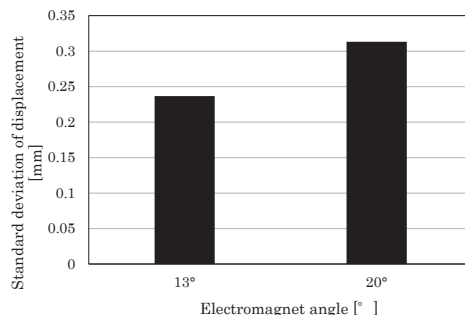


Fig.3 Relationship between electromagnet angle and standard deviation of analyzed displacement.

# 高磁気異方性を有する窒素添加 FeNi 合金における不規則化の影響

喬子建<sup>1,2</sup>, 辻川 雅人<sup>2,3</sup>, 白井 正文<sup>2,3</sup>

(<sup>1</sup> 東北大学 大学院工学研究科, <sup>2</sup> 東北大学 電気通信研究所, <sup>3</sup> 東北大学 CSRN)

The effect of atomic disorder in nitrogen-doped FeNi alloys with high magnetic anisotropy

Zi-Jian Qiao<sup>1,2</sup>, M. Tsujikawa<sup>2,3</sup>, M. Shirai<sup>2,3</sup>

(<sup>1</sup> Grad. Sch. of Eng., Tohoku Univ., <sup>2</sup> RIEC, Tohoku Univ., <sup>3</sup> CSRN, Tohoku Univ.)

## はじめに

$L1_0$ 型 FeNi 合金はレアアースフリー永久磁石の候補として注目を集めている。高規則度を持つ  $L1_0$  型 FeNi 磁石の人工創製が進められているが、まだ実用レベルの磁気異方性は得られていない。最近、窒素を添加した  $L1_0$  型 FeNi 合金において、その添加率の増加に伴い磁気異方性が增大するとの理論予想が報告された[1]。そこで、本研究では窒素添加率の高い正方晶 FeNiN<sub>0.5</sub> 合金に着目し、合金の規則度と磁気異方性の関係を、第一原理計算に基づいて理論的に研究した。

## 計算方法

不規則合金の計算には、Special Quasi-random Structure (SQS) 法[2]を用いて、スーパーセル内の疑似的な不規則原子配置を作製した。構造緩和と電子状態計算には第一原理計算コード VASP [3]を用いた。スピン軌道相互作用を取り入れて磁化方位の異なる状態に対する一電子エネルギーの総和の差から磁気異方性エネルギーを求めた。

## 計算結果

80 個の原子を含む正方晶 FeNiN<sub>0.5</sub> 合金のスーパーセルに対して計算を実行した。規則相と不規則相のエネルギー差と磁気異方性エネルギー密度  $K_u$  の規則度依存性を、緑の曲線でそれぞれ Fig. 1(a)と(b)に示す。比較のため、64 個の原子を含む  $L1_0$  型 FeNi 合金のスーパーセルに対する計算結果も同じグラフに示した。FeNiN<sub>0.5</sub> 合金の磁気異方性は高規則化に伴い増加し、規則度 0.5 以上の領域では FeNi の値を上回り、完全に規則化すると約 2 MJ/m<sup>3</sup> に達した。この値は FeNi 合金に対する計算値の 3 倍を超える。一方、規則相と不規則相のエネルギー差は FeNi 合金よりも小さく、磁性原子当たり 7.8 meV しかない。高規則化した FeNiN<sub>0.5</sub> 合金を実際に作製するためには、この値を増大させる方策が必要となる。

## 謝辞

本研究の一部は、文部科学省補助金事業東北大学人工知能エレクトロニクス(AIE)卓越大学院プログラムの助成により行われた。

## 参考文献

- [1] P. Rani, *et al.*, J. Alloys Compd. **835**, 155325 (2020).
- [2] A. van de Walle, *et al.*, CALPHAD, **42**, 13-18 (2013).
- [3] G. Kresse and J. Furthmüller, Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996).

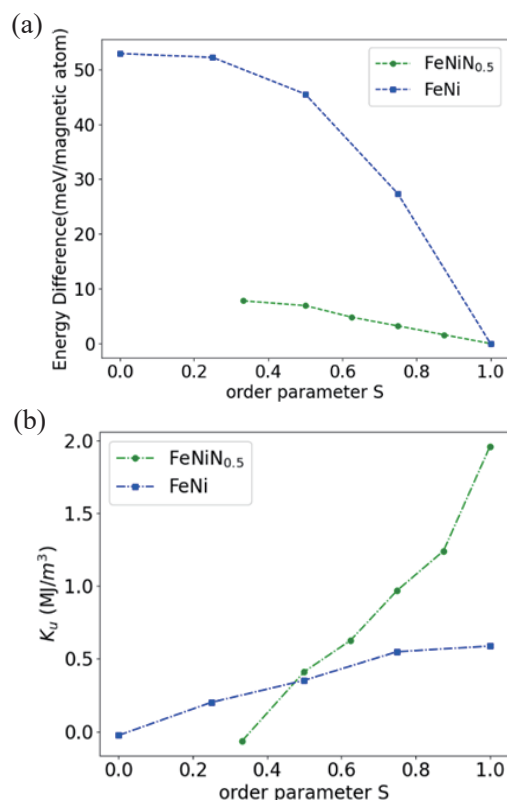


Fig. 1. Energy difference between ordered and disordered phases of  $L1_0$ -FeNi and FeNiN<sub>0.5</sub> (a) and magnetic anisotropy energy density  $K_u$  as a function of the degree of order  $S$  for both alloys (b).

# La<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub> 薄膜/BaTiO<sub>3</sub>(100) における磁気異方性変調効果

石川翔太, 小森祥央, 井村敬一郎, 谷山智康

(名大理)

Modification of magnetic anisotropy of La<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub> thin film/BaTiO<sub>3</sub>(100)

S. Ishikawa, S. Komori, K. Imura, T. Taniyama

(Nagoya Univ.)

## 1 はじめに

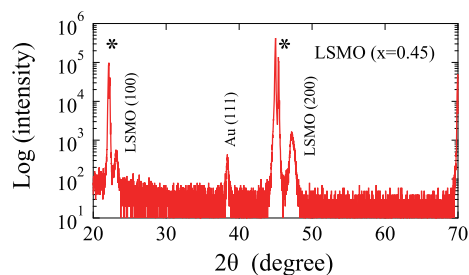
マンガン酸化物 La<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub>(LSMO) は Sr 置換に伴うホールドーピングにより  $x = 0.5$  付近で強磁性状態から反強磁性状態へと磁気相転移を示すことが知られている<sup>1)</sup>。 $x = 0.3$  付近の強磁性 LSMO/強誘電体 BaTiO<sub>3</sub> (BTO) ヘテロ構造においては、電界を印加することで界面でホールドーピング濃度の変調が生じ、磁気特性の変化が観測されている<sup>2)</sup>。また、強誘電体 BTO の構造相転移に伴う磁気異方性変調効果についても報告がなされている<sup>3)</sup>。しかしながら、これまで報告されている磁気特性変調効果は主として  $x = 0.3$  付近の強磁性領域に集中しており、強磁性-反強磁性の相境界にあたる  $x = 0.5$  付近における磁気特性の変調効果についての報告は少ない<sup>4)</sup>。今回、我々は  $x = 0.5$  付近の LSMO/BTO ヘテロ構造における BTO の構造相転移と磁気特性との関係について調査した結果について報告する。

## 2 結果および考察

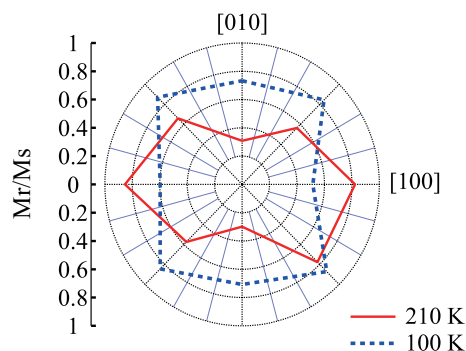
Fig.1 に La<sub>0.55</sub>Sr<sub>0.45</sub>MnO<sub>3</sub>(20 nm)/BTO(100) の X 線回折パターンを示す。良好なエピタキシャル成長が確認される。磁場 500 Oe のもとで磁化の温度依存性を測定したところ、BTO の正方晶から直方晶 (278 K)、直方晶から菱面体晶 (183 K) への構造相転移に起因する磁化の飛びが観測された。特に冷却過程において、183 K 付近で 114% の磁化の上昇が確認された。Fig.2 に BTO の直方晶 (210 K) および菱面体晶 (100 K) における飽和磁化で規格化した残留磁化の面内磁場方位依存性を示す。いずれの温度においても二回対称の磁気異方性が見られる一方で、磁化容易軸が 90 度回転していることがわかる。また、飽和磁化は温度の低下とともに単調に増加することが確認されている。以上の結果は、BTO の構造相転移に起因する LSMO の磁気弾性効果として理解される。 $x = 0.5, 0.55$  に対する結果についても併せて議論する予定である。本研究の一部は、JST CREST, JPMJCR18J1、JSPS 科研費, JP21H04614、二国間交流事業, JPJSBP12 197716 の支援を受けたものです。

## References

- 1) Y. Tokura and Y. Tomioka: *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**, 1 (1999).
- 2) H. J. A. Molegraaf et al.: *Adv. Mater.*, **21**, 3470 (2009).
- 3) G. Panchal et al.: *Phys. Rev. B*, **98**, 045417 (2018).
- 4) D. Yi et al.: *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 127601 (2013).



**Fig. 1** Out-of-plane XRD pattern.\* denotes the diffractions from BTO substrate.



**Fig. 2** Polar plots of the normalized remanent magnetization at 210 K and 100 K.

# MOD法により成膜した強磁性/強誘電性酸化物積層膜の 磁気—電気効果

一ノ宮拓海、神島謙二、柿崎浩一  
(埼玉大学)

Magneto-electric effect of ferroelectric and ferromagnetic oxide laminated films prepared  
by metal organic decomposition

T. Ichinomiya, K. Kamishima, K. Kakizaki  
(Saitama Univ.)

## はじめに

強磁性、強誘電性、強弾性などの物性を複数併せ持つマルチフェロイック材料は近年盛んに研究されている。中でも、強磁性と強誘電性を併せ持ち、磁歪効果と圧電効果を介して、磁場が電気分極を発生させる磁気—電気(ME)効果を示すものは、磁気センサーや多値メモリーなどへの応用が期待されている。本研究では強磁性体に  $\text{CuFe}_2\text{O}_4$  (CuFO) を、強誘電体に  $\text{Ba}(\text{Ti}_{0.9}\text{Zr}_{0.1})\text{O}_3$  (BZT) を採用した。これらを MOD 法により BZT/CuFO/BZT となるよう積層し、その ME 効果を評価した。ME 効果は各層の界面で生じることを考慮すると、各層の膜厚が薄いほど ME 係数が大きくなると推測される。そこで、本研究では、CuFO 層の膜厚が異なる BZT/CuFO/BZT 積層膜を作製し、それらの ME 効果を評価したので報告する。

## 実験方法

試料は MOD 法により作製した。出発溶液には Ba, Zr, Ti, Cu, Fe の有機金属塗布材料(SYMMETRIX)を用い、 $\text{Ba}(\text{Ti}_{0.9}\text{Zr}_{0.1})\text{O}_3$ 、 $\text{CuFe}_2\text{O}_4$  の組成となるように調製した。これらを室温で 24 時間攪拌した後、スピコート法を用いて FTO 下部電極付きガラス基板上に塗布した。その後、大気中  $350^\circ\text{C}$  で 30 分乾燥させた。この塗布および乾燥の工程を BZT 層は 2 回、CuFO 層は 1~4 回行った。成膜後、大気中、 $640^\circ\text{C}$  で 3 時間熱処理を行い、試料を得た。作製した積層膜の結晶構造は X 線回折法(XRD)により解析した。最大 ME 係数は分極処理した試料を用い、直流磁場と交流磁場を膜面直方向に印加し、誘起された電圧をロックインアンプにより測定することで求めた。

## 結果および考察

Fig. 1 は、CuFO 層の膜厚が異なる BZT/CuFO/BZT 積層膜の X 線回折図を示す。全ての試料で目的とする BZT および CuFO 相が生成する。また、 $t_{\text{CuFO}}=160\text{ nm}$  の試料では BZT および CuFO 相のみとなる。加えて、 $t_{\text{CuFO}}=210\text{ nm}$  の試料では  $\text{BaFe}_2\text{O}_4$  相が生成する。これは、BZT 層中の Ba 原子が BZT/CuFO 界面に偏在し、CuFO 層中の Fe 原子と反応したためであると考えられる。

Fig. 2 はこれらの積層膜に直流磁場として  $H_{\text{dc}}=4.11\text{ kOe}$  を印加したときの ME 係数を示す。 $t_{\text{CuFO}}=50$  および  $100\text{ nm}$  の試料では、 $\text{BaCO}_3$  の生成により、CuFO 層における磁歪効果で生じた応力が BZT 層に伝わりにくく、最大 ME 係数はそれぞれ  $20.4$  および  $25.2\text{ mV/cm}\cdot\text{Oe}$  と低い値であった。 $t_{\text{CuFO}}=160\text{ nm}$  の試料で最大 ME 係数は最大値を示し、 $48.2\text{ mV/cm}\cdot\text{Oe}$  となり、 $t_{\text{CuFO}}=210\text{ nm}$  の試料では減少に転じる。これは、前述のように、各層の界面で相互拡散が生じ  $\text{BaFe}_2\text{O}_4$  相が生成したことで、BZT および CFO 相の生成量が減少したためであると考えられる。

## 参考文献

1) T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, Y. Tokura: Nature, 426 (2003) 55.

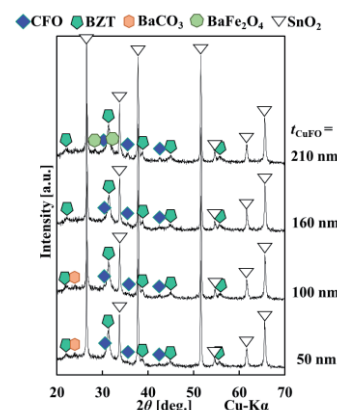


Fig. 1 X-ray diffraction patterns of BZT/CuFO/BZT laminated films with various CuFO layer thicknesses ( $t_{\text{CuFO}}$ ).

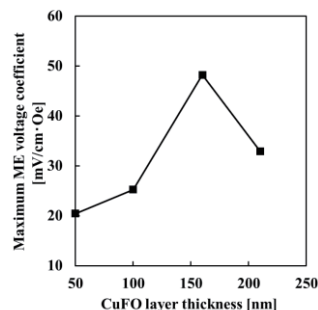


Fig. 2 The ME voltage coefficient for BZT/CuFO/BZT laminated films depends on the CuFO layer thickness.

# 高飽和磁化・垂直磁化 BiFeO<sub>3</sub> 系強磁性・強誘電薄膜材料の探索 — Bi サイトの元素置換効果 —

吉村 哲, 尾関拓海, 鈴木陸, 武田航太郎, 山本大地, 江川 元太  
(秋田大)

Development of BiFeO<sub>3</sub> based multiferroic thin film materials with large saturation magnetization and perpendicular magnetic anisotropy – Effect of substitution element against Bi on magnetic properties –  
S. Yoshimura, T. Ozeki, R. Suzuki, K. Takeda, D. Yamamoto, G. Egawa  
(Akita Univ.)

**はじめに** 強磁性・強誘電材料は、電場( $E$ )もしくは磁場( $H$ )による磁化( $M$ )および電気分極( $P$ )の方向制御が可能とされていることから、電界駆動型の低消費電力な次世代電子デバイス用材料として研究が活発化してきている。高性能磁気デバイス用磁性材料薄膜には、大きな飽和磁化( $M_s$ )、大きな垂直磁気異方性( $K_u$ ) (垂直保磁力( $H_{c\perp}$ )), 大きなスピン分極率( $P$ ), 大きな磁気 Kerr 回転角( $\theta_k$ )などの高い機能性が求められるが、強磁性・強誘電材料薄膜のそれらの値は大きくなく、本薄膜の単独使用では磁気デバイスの低消費電力化はできても高性能化は容易でない。これをふまえて、著者らは近年、強磁性・強誘電薄膜の電界印加による磁化反転により、その上に積層させた高機能な磁性薄膜の磁化を反転させる、電界印加磁気転写を提案している。そして、70 emu/cm<sup>3</sup>程度の  $M_s$  および 4 kOe 程度の  $H_{c\perp}$  を有する (Bi<sub>0.4</sub>La<sub>0.6</sub>)(Fe<sub>0.72</sub>Co<sub>0.28</sub>)O<sub>3</sub> 薄膜上に成膜した [Co/Pd]<sub>n</sub> 垂直磁化膜において、電界印加磁気転写に成功したり。しかしながら、[Co/Pd]<sub>n</sub> 薄膜の磁化反転割合は 75 % 程度であり、完全な電界印加磁気転写を実現した訳ではなかった。完全磁気転写を実現するためには、強磁性・強誘電薄膜において、更に高い  $M_s$  および大きな  $K_u$  ( $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$ ) が必要となる。本研究では、BiFeO<sub>3</sub> 系強磁性・強誘電薄膜において、Bi サイトの置換元素として、種々のアルカリ土類 (Ca, Sr, Ba) およびランタノイド (La, Nd, Sm, Gd) を用いた種々の薄膜を作製し、高い  $M_s$  および大きな  $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$  を有する材料薄膜の探索を行った。

**方法** (Bi<sub>0.4-0.5</sub>A<sub>0.6-0.5</sub>)FeO<sub>3</sub> ( $A = \text{Ca, Sr, Ba}$ ) (BAFO) 薄膜もしくは (Bi<sub>0.4-0.5</sub>L<sub>0.6-0.5</sub>)(Fe,Co)O<sub>3</sub> ( $L = \text{La, Nd, Sm, Gd}$ ) (BLFCO) 薄膜 (膜厚 200 nm) を、反応性パルス DC スパッタリング法 (周波数: 100 kHz, 電力: 150 W, デューティー比: 2:1) を用いて、熱酸化膜付き Si 基板/Ta(5 nm)/Pt(100 nm) 下地層上に成膜した。積層膜は、Ta を室温、Pt を 400 °C, BAFO もしくは BLFCO を 700-860 °C, の基板温度で成膜した。構造解析は X 線回折装置 (XRD) により、磁気測定は振動試料型磁力計 (VSM) および磁気 Kerr 効果測定装置により、評価を行った。

**結果** Table.1 に、作製した BAFO もしくは BLFCO 薄膜の  $M_s$ ,  $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$ ,  $\theta_k$ , をそれぞれ示す。各置換元素の原子番号, イオンの価数, イオン半径の比 (対 Bi), 薄膜における Fe に対する Co 置換量, もあわせて示す。XRD 解析の結果から、いずれの薄膜においても、BiFeO<sub>3</sub> 相の単相であり、(111) 配向していることを確認している。BAFO 薄膜について、置換元素に BiFeO<sub>3</sub> 相のペロブスカイト構造の形成を阻害することが懸念される Bi のイオン半径より大きいものを用いるに依り、 $M_s$  が大きくなり、最大で 90 emu/cm<sup>3</sup> であった。Ca での置換においては特に酸素欠損が多く生じることが報告されており、 $M_s$  低下の要因にはその影響も考えられる。また、 $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$  はいずれも 1.0 以下であり、膜面内が磁化容易方向であった。そして、参考までに測定した  $\theta_k$  も非常に小さかった。BLFCO 薄膜について、一様に大きな  $M_s$  が得られたが、その中でも特に Nd での置換において、最大の 140 emu/cm<sup>3</sup> が得られた。そして、 $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$  および  $\theta_k$  も一様に大きく、1.0 および 0.1° 以上であった。置換元素によりこれらの特性値は変化するが、その傾向は明確でなく、特性に及ぼす効果も非常に大きい訳ではない。一方で、(Bi,La)(Fe,Co)O<sub>3</sub> 薄膜において、Co 置換の有無により、 $M_s$  および  $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$  が、更には  $\theta_k$  も大幅に増大している。Bi サイトのランタノイド (3 価のイオン) での置換よりも、Fe サイトの Co (2 価のイオン) での置換の方が、磁気特性に及ぼす影響が大きいと思える。学術講演会 (本発表とは別の発表) では、Fe サイトへの Co 置換に関する詳細を報告する予定である<sup>2)</sup>。

**参考文献** 1) 吉村 他, 第 43 回日本磁気学会学術講演会, 25aB-3, 2) 尾関 他, 第 45 回日本磁気学会学術講演会

Table 1 Magnetic properties of BiFeO<sub>3</sub>-based films with various substitution element against Bi.

Substitution element	Ca	Sr	Ba	La	Nd	Sm	Gd	Bi
Atomic number	20	38	56	57	60	62	64	83
Ionic valence	2+	2+	2+	3+	3+	3+	3+	3+
Ratio of ion radius	1.02	1.26	1.42	1.11	1.09	1.07	1.06	1
Co <sup>2+</sup> / (Fe <sup>3+</sup> +Co <sup>2+</sup> )	0	0	0	0	0.28	0.28	0.28	0.28
$M_s$ [emu/cm <sup>3</sup> ]	10	60	90	15	80	140	110	80
$H_{c\perp} / H_{c\parallel}$	0	0.4	0.8	0	1.5	1.7	2.6	2.7
$\theta_k$ [° @750 nm]		0.01	0.03	0	0.72	0.35	0.19	0.21

# 高飽和磁化・垂直磁化 $\text{BiFeO}_3$ 系強磁性・強誘電薄膜材料の探索 — Fe サイトの元素置換効果 —

尾関拓海, 山本大地, 江川元太, 吉村哲  
(秋田大)

Development of  $\text{BiFeO}_3$  based multiferroic thin film materials with large saturation magnetization and perpendicular magnetic anisotropy – Effect of substitution element against Fe on magnetic properties –

T. Ozeki, D. Yamamoto, G. Egawa, S. Yoshimura  
(Akita Univ.)

**はじめに** 室温で反強磁性・強誘電性を有する  $\text{BiFeO}_3$  の  $\text{Bi}^{3+}$  や  $\text{Fe}^{3+}$  を、適切な価数を有する元素で置換することで、強磁性が発現することが既に報告されている。我々は、反応性パルス DC スパッタリング法を用いて作製した  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Ba}_x)\text{FeO}_3$  薄膜において最大  $92 \text{ emu/cm}^3$  の高い飽和磁化が得られることを報告したりが、磁気異方性が薄膜面内方向であり、電圧駆動型磁気デバイス応用に適していなかった。これに対して、同様の成膜法で作製した  $(\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x)(\text{Fe}_{0.72}\text{Co}_{0.28})\text{O}_3$  薄膜において、電圧駆動型磁気デバイス応用に有用な、最大  $70 \text{ emu/cm}^3$  の比較的高い飽和磁化かつ垂直磁気異方性が得られている<sup>2)</sup>。しかしながら、3 価の Bi を 3 価の La で置換した本薄膜の磁気特性の発現要因については、全く解っていなかった。本研究では、 $\text{Fe}(\text{Bi}_x\text{A})(\text{Fe},\text{Co})\text{O}_3$  ( $A=\text{Ba}, \text{La}$ ) 薄膜における、Fe に対する Co 置換量に着目し、磁気特性に及ぼす影響を検討した。

**方法**  $(\text{Bi}_x\text{A})(\text{Fe},\text{Co})\text{O}_3$  ( $A=\text{Ba}, \text{La}$ ) (BBFCO) (BLFCO) 薄膜(膜厚 200 nm)を反応性パルス DC スパッタリング法によって成膜した。熱酸化膜付き Si 基板上に Ta(5 nm)/Pt(100 nm)を下地層として成膜した。このとき Ta 層は DC 電源を用いて室温で、Pt 層は RF 電源を用いて  $400^\circ\text{C}$  で、BBFCO もしくは BLFCO 層はパルス DC 電源を用いて  $695^\circ\text{C}$  で、それぞれ成膜を行った。Pt および BBFCO もしくは BLFCO 薄膜を成膜する際、結晶性の向上を図るため、VHF プラズマを照射した。スパッタリングターゲットには、(Ba or La)-Fe-O 粉末、Fe 粉末、Co 粉末を焼結させて作製した導電性ターゲットに Bi シートと Co シートを配置したものを用いた。反応性パルス DC スパッタリング法におけるパルス条件として、周波数 100 kHz、電力 150 W、ON:OFF 比 3:2 の一定値とした。組成評価は、エネルギー分散型 X 線分光器 (EDS) により、磁気測定は振動試料型磁力計 (VSM) により、評価を行った。

**結果** Fig.1 に、BLFCO, BBFCO 薄膜の飽和磁化における Fe に対する Co 置換量依存性を示す。ここでは、いずれの薄膜においても Bi に対する La もしくは Ba 置換量を 40~60 at% 程度のもを掲載した。BLFCO 薄膜では、飽和磁化は La 置換量には大きく依存せず、Co 置換量の増加に伴い増大し、Co 置換量 28 at% において  $78 \text{ emu/cm}^3$  が得られた。つまり、A サイトの置換元素が La の時は、B サイトの Co 置換が主に強磁性の発現に寄与していると考えられる。一方で、BBFCO 薄膜においては、飽和磁化は Co 置換量にはほとんど依存せず、 $90 \text{ emu/cm}^3$  程度で一定であった。ここで、Co 置換を施していない  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Ba}_x)\text{FeO}_3$  薄膜、および Co 置換量が最も多い  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Ba}_x)(\text{Fe}_{0.78}\text{Co}_{0.22})\text{O}_3$  薄膜における、最も高い飽和磁化が得られた時の Ba 置換量は、それぞれ 50~55 at% および 40~45 at% と違いが見られた。つまり、A サイトの置換元素が Ba の時は、A サイトの Ba 置換と B サイトの Co 置換の両方が強磁性の発現に寄与し、全置換量が 50~60 at% 程度になる時に明確にフェリ磁性化すると考えられる。Fig.2 に、薄膜面垂直方向の保磁力 ( $H_{c\perp}$ ) の値を薄膜面内方向の保磁力 ( $H_{c\parallel}$ ) の値で割った、垂直磁気異方性の大きさを示す一つの指標 ( $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$ ) における、Fe に対する Co 置換量依存性を示す。いずれの薄膜においても、Co 置換量を増大させることで垂直磁気異方性が発現することが示唆されたが、特に BLFCO 薄膜についてはその傾向が顕著であった。以上より、BLFCO 薄膜における磁化および垂直磁気異方性の導出の要因は Fe に対する Co の置換によるものと考えられる。

**参考文献** 1) S. Yoshimura et al., *JJAP-STAP*, **57**, 0902B7 (2018).

2) M. Kupan, S. Yoshimura et al., *Scientific Reports*, **11**, 11118 (2021).

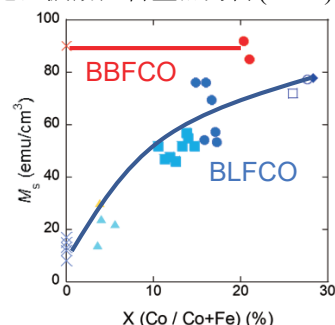


Fig.1 Dependence of saturation magnetization on Co concentration of Bi-(Ba, La)-Fe-Co-O films.

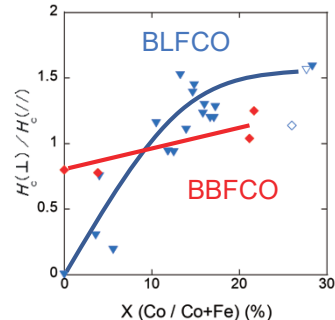


Fig.2 Dependence of  $H_{c\perp}/H_{c\parallel}$  on Co concentration in Bi-(La, Ba)-Fe-Co-O films.

# XMCD から見た $\text{Mn}_2(\text{Co}_{1-x}\text{V}_x)\text{Al}$ の元素別磁気状態と磁化補償

岡林潤<sup>1</sup>、土屋朋生<sup>2</sup>、水上成美<sup>2</sup>

<sup>1</sup>東大理、<sup>2</sup>東北大

Element-specific magnetic states and magnetic compensation in  $\text{Mn}_2(\text{Co}_{1-x}\text{V}_x)\text{Al}$  studied by XMCD

J. Okabayashi<sup>1</sup>, T. Tsuchiya<sup>2</sup>, and S. Mizukami<sup>2</sup>

<sup>1</sup>UTokyo, <sup>2</sup>Tohoku Univ.

**はじめに** ハーフメタル反強磁性体、磁化補償フェリ磁性体はスピントロニクス材料として注目されている。これらの物質群には、多元素置換型のホイスラー合金が適しており、理論計算による設計がいくつか報告されている。ホイスラー合金における全磁化  $M$  と全価電子数  $Z$  の間の Slater-Pauling 則  $M = Z - 24$  によって [1]、 $Z = 24$  にて補償点となる。そのため、今回、 $\text{Mn}_2(\text{Co}_{1-x}\text{V}_x)\text{Al}$  薄膜に着目し、 $x = 0.5$  の組成にて磁化補償が起こることが予想される。その起源を調べるために、V, Mn, Co の元素別な磁化状態について組成依存性 ( $x = 0, 0.33, 0.5, 0.6, 1$ ) を調べ、サイト間の交換相互作用の符号を明確にすることを目的とする。そのために、X線吸収分光 (XAS) と X線磁気円二色性 (XMCD) を用い、元素別な磁気状態を明確にする。

**実験方法** 試料について、マグネトロンスパッタ法にて  $\text{MgO}(001)$  基板上に堆積した。  $\text{Mn}_2\text{CoAl}$ ,  $\text{Mn}_2\text{VAl}$  ターゲットの共堆積により、膜厚 30 nm の  $\text{Mn}_2(\text{Co}_{1-x}\text{V}_x)\text{Al}$  の組成を変調した。X線回折により  $L_{21}$  規則度であることを確かめ、磁化測定により試料の全磁化を測定した。V, Mn, Co L 吸収端の XAS, XMCD 測定について、高エネ研 Photon Factory BL-7A (東大理) にて 80 K にて行った。

**結果と考察** 磁化測定では、 $x = 0.5$  付近で磁化が消失していることが判った。そこで、XMCD にて元素別磁化状態を調べた。  $\text{Mn}_2\text{CoAl}$  では、Mn と Co のスピンは平行であり、  $\text{Mn}_2\text{VAl}$  では Mn と V のスピンは反平行である。  $x = 0.33, 0.5, 0.66$  の場合のスペクトルの系統的な組成変化を Fig. 1 に示す。  $\text{Mn}_2\text{CoAl}$  への V 添加により、Mn サイトにおける反平行結合の成分が現れ、補償組成の  $x = 0.5$  では、Mn, Co とともに反平行な成分により XMCD 強度が抑えられ、微分型のスペクトルとなる。さらなる V 添加量の増加により V にも XMCD が現れ、Co の XMCD の符号は逆転することが判る。これは Mn-Co 間の交換相互作用の符号の反転を意味する。Mn の XMCD は途中の組成では反平行な 2 成分から構成されていることがスペクトル形状から判る。これらから、  $\text{Mn}_2(\text{Co}_{0.5}\text{V}_{0.5})\text{Al}$  における磁化補償は、Mn, Co において反平行な 2 サイトが存在してスピンを打ち消し合っていることが元素別な磁化状態の解析から判った [2]。

**参考文献** [1] I. Galanakis, P. H. Dederichs, and N. Papanikolaou, Phys. Rev. B **66**, 174429 (2002).

[2] T. Tsuchiya, J. Okabayashi, and S. Mizukami, submitted.

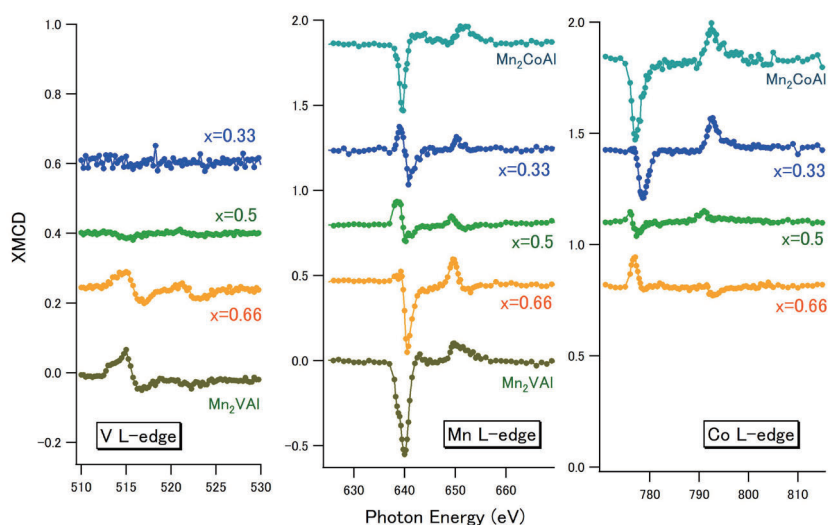


Fig. 1, XMCD at V, Mn, and Co L-edges in  $\text{Mn}_2\text{Co}_{1-x}\text{V}_x\text{Al}$  films for  $x = 0, 0.33, 0.5, 0.66$ , and 1.

# スキルミオン構造を利用した4値メモリの研究

渡邊丈士良、仲谷栄伸  
(電通大情報理工)

## Multiple-valued Memory Utilized Chiral Magnetic Syrmion

J. Watanabe, Y. Nakatani  
(Univ. of Electro-Comm.)

### はじめに

近年、不揮発性メモリの一種として Spin Transfer Torque- MRAM(以下 STT-MRAM) が研究されている。STT-MRAM は不揮発性と読み書きが高速であるという特徴がある。この特徴を利用することでキャッシュメモリへの利用も可能と考えられている。本研究ではさらにメモリの大容量化のために、通常のメモリが磁化方向の違う単磁区構造を使用する2値メモリであるのに対し、さらにスキルミオン構造<sup>1)</sup>を考慮することで4つの磁化構造 (Fig.1) を持つ4値メモリを考えた。具体的に4つの磁化構造とは、全てが上向きの単磁区構造 (以下、WSD)、中心が上向きのスキルミオン構造 (以下、cWSK)、全てが下向きの単磁区構造 (以下、BSD)、中心が下向きのスキルミオン構造 (以下、cBSK) である。本研究ではこの4値メモリに必要な「磁化構造の行き来に必要なエネルギーバリアを等しくするために4つの磁化構造のエネルギーが同じであり、4状態間のエネルギーバリアがメモリとして十分である材料定数」と「実用的な切り替え方法」についてマイクロマグネティックシミュレーションを用いて調べた。

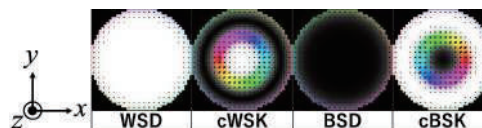


Fig. 1 Magnetization distributions for multiple-valued memory

### シミュレーション概要

直径が 60 nm、膜厚が 0.4 nm の円形薄膜を計算対象とし、シミュレーションの為にこれを格子幅 1.0 nm で離散化した。材料定数<sup>1)</sup>は、飽和磁化  $M_s = 580 \text{ emu/cm}^3$ 、損失定数  $\alpha = 0.1$ 、 $\gamma = 17.6 \text{ Mrad/s} \cdot \text{Oe}$ 、分極率  $\eta = 1.0$  とした。シミュレーションでは、交換スティッフネス定数  $A$ 、DMI 定数  $D$ 、磁気異方性定数  $K_u$  を変化させることで WSD と cWSK のエネルギーが等しく、熱安定性指数 (以下、 $\Delta$ ) が 40<sup>2)</sup> となる組み合わせを求めた。続いて、その組み合わせの条件の下で WSD には -z 方向、cWSK には +z 方向のスピンの電流<sup>3)</sup>を加え、電流密度による磁化構造の変化をシミュレーションにより調査した。

### 結果

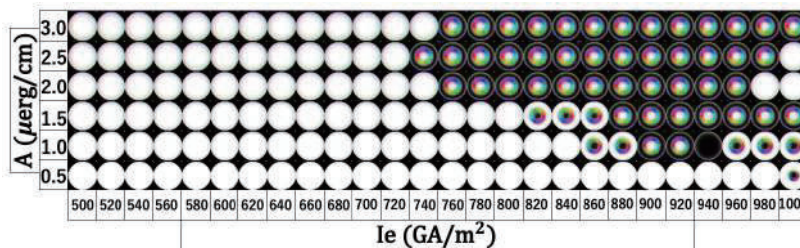
シミュレーションにより求めた WSD と cWSK のエネルギーが等しく、 $\Delta$  が 40 となる材料定数を Table 1 に示す。これらの条件に対して、パルス幅が 0.02 ns で 500~1000 GA/m<sup>2</sup> の電流密度を加えた後、1 ns 放置させたところ、Fig.2 のような結果が得られた。この時、(a) は WSD に -z 方向のスピンの電流を加えた時の結果であり、(b) は cWSK に +z 方向のスピンの電流を加えた時の結果である。この二つの結果から  $A = 2.0, 2.5 \mu\text{erg/cm}$  である時、広いマージンの電流密度で高速な磁化状態の切り替えが可能であると分かった。

$A \mu\text{erg/cm}$	$D \text{ erg/cm}^2$	$K_u \text{ Merg/cm}^3$
0.5	3.12	14.43
1.0	3.78	10.15
1.5	4.67	9.31
2.0	5.60	8.77
2.5	6.62	8.74
3.0	7.69	8.85

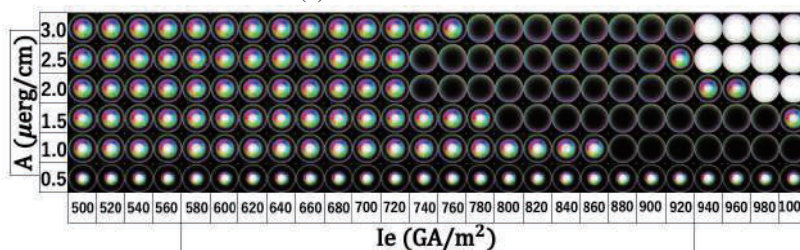
Table 1 Material parameters for  $\Delta = 40$

### 参考文献

- 1) J. Sampaio, *Nature Nanotech.*, **8**, 839844 (2013)
- 2) K. Ikegami, *IEEE, IEDM.*2015.7409762
- 3) J. Miltat, et. al., *J. Appl. Phys.*, **89**, 6982 (2001).



(a) Initial state : WSD



(b) Initial state : cWSK

Fig. 2 Spin configurations at various current densities



## TbFeCo 膜上の磁気スキルミオニウムの制御

加藤叡、大原健太郎、張溪超、夏静、劉小晰  
(信州大学、香港中文大)

Control of magnetic skyrmionium on TbFeCo films

Satoshi Kato, Kentaro Ohara, Xichao Zhang, Jing Xia\*, Xiaoxi Liu  
(Shinshu Univ., CUHK\*)

### はじめに

近年、磁気スキルミオンをはじめとする磁性薄膜上に発現するトポロジカルナノ構造が注目を集めている。磁気スキルミオンは熱ゆらぎや不純物に対して堅牢であり、ナノサイズと非常に小さく、さらに磁壁メモリに比べて閾値電流密度が低い。そのため、磁気メモリやロジック素子など超高密度・超低消費電流への応用が期待されている[1]。

しかし、電流駆動の磁気スキルミオンは、スキルミオンホール効果によって消失するという重大な欠点がある[2]。スキルミオンホール効果を克服するため、有望なアプローチの1つとして、磁気スキルミオニウムの利用がある[3]。磁気スキルミオニウムは、磁気スキルミオンのような構造を持つがトポロジカル量子数が0のため、スキルミオンホール効果の影響を抑えることができる[2]。磁気スキルミオニウムを磁気メモリやロジック回路に応用するにあたり、大きさの制御は高密度化のため必要となる。今回我々は、TbFeCo 薄膜中の磁気スキルミオニウム発見とその磁界中の振舞を報告する。

### 実験方法

磁性薄膜の模式図を Fig.1 (a)に示す。作成した磁性薄膜は  $2.0 \times 10^{-4}$  Pa 雰囲気以下でマグネトロンスパッタを用いて作成した。作成した磁性薄膜の磁区構造を観察するため、磁気光学カー効果顕微鏡を使用した。電磁コイルを用いて適切な外部磁場を印加しながら、磁区構造の変化を評価した。

### 実験結果

TbFeCo 膜は垂直磁気異方性を示すことは知られており、結晶の非対称性より DMI を有するため、磁気スキルミオンの発現が期待されている[4]。実際に磁気光学カー効果顕微鏡を用いて観察したところ、磁気スキルミオニウムを発見した。Fig.1 (c)のように磁気スキルミオニウムとその中心の磁気スキルミオンを垂直磁界中で観察したところ、-200mT 印加したとき磁気スキルミオンの変化はなかったが、+200mT 印加したとき磁気スキルミオンの大きさが小さくなった。このように磁気スキルミオニウムは外部磁場に対して非対称的な振舞をすることが実験的にわかった。

### 参考文献

- 1) W. Jiang, G. Chen, et al. Physics Reports. 704 (2014) 1-49.
- 2) X. Zhang, J. Xia, et al. Phys. Rev. B 2016, 94 (9), 094420
- 3) S. A. Obadero, Y. Yamane, et al. PHYSICAL REVIEW B 102, 014458 (2020)
- 4) M. Finazzi, M. Savoini, et al. PRL 110, 177205 (2013)

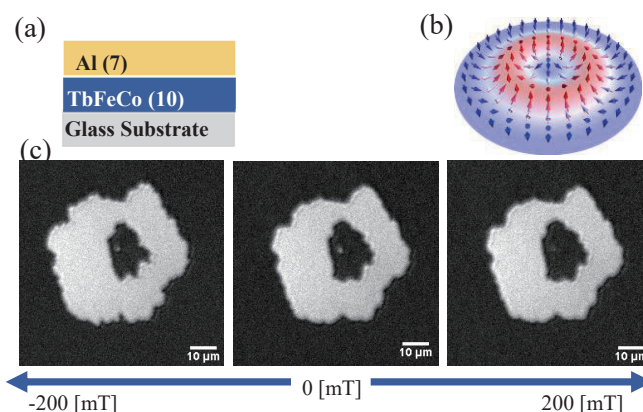


Fig. 1 (a) The schematic of TbFeCo magnetic layer. The unit of thickness is nm. (b) The schematic illustration of magnetic skyrmionium. (c) Dependence of size and shape of skyrmionium by applying external magnetic field.

## ノンコリニア反強磁性体逆ペロブスカイト窒化物薄膜における 異常ホール効果

○(M2) 園田 航, 加藤 大雅, 松浦 健人, 強 博文, 羽尻 哲也, 植田 研二, 浅野 秀文  
(名古屋大)

Anomalous Hall effect of

noncollinear antiferromagnetic antiperovskite nitrides

○Kou Sonoda, Hiromasa Kato, Kento Matsuura, B.W. Qiang, Tetsuya Hajiri, Kenji Ueda, Hidefumi Asano  
(Nagoya Univ.)

**【研究背景】** ノンコリニア反強磁性体は、ベリー曲率に起因した異常ホール効果(AHE)の発現などの特異な磁気輸送特性を有し、スピントロニクスにおいて応用することが期待されている。そのため高速動作、低消費電力性、耐久性に優れたスピン軌道トルクを用いた効率的な制御は応用に向けて重要である。[1, 2]。我々はこれまでに逆ペロブスカイト Mn 系窒化物  $\text{Mn}_3\text{GaN}$ (MGN) と Pt の積層膜において、無磁場・室温でホール抵抗が低電流密度( $\sim 1.5 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ ) で制御可能である事を示した [1]。一方で、読み出しのシグナルである MGN 薄膜の AHE も、応用に当たって更なる改善が必要である。MGN 薄膜は歪みの印加によって、構造の対称性を崩し、AHE を発現させることができる。加えて、一定以上の歪みの印加[3]や温度低下に伴い、フェリ磁性に遷移するといった特性がある。そこで、逆ペロブスカイト構造を為す材料の普遍的な AHE 特性を明らかにする為、ネール点が室温以上であり、AHE 発現の報告のある  $\text{Mn}_3\text{SnN}$ (MSN) [4]についても調査を行った。本研究では、ノンコリニア反強磁性体逆ペロブスカイト窒化物薄膜  $\text{Mn}_3\text{AN}$  (A=Ga,Sn) において、様々な歪み(c/a)と温度、及び元素置換における AHE の系統的な調査を行ったので報告する。

**【実験方法】**  $\text{Mn}_3\text{AN}$  (A=Ga,Sn)は Ar +  $\text{N}_2$  ガス中で  $\text{MgO}$ (001)基板上に反応性スパッタリングにより作製した。構造解析は XRD、磁化は SQUID により測定を行った。

**【結果と考察】**  $\text{MgO}$ (001) 基板上にエピタキシャル関係  $\text{Mn}_3\text{AN}$ (A=Ga,Sn)(001)[100] //  $\text{MgO}$ (001)[100] で成長させた MGN 薄膜と MSN 薄膜における XRD パターンを Fig. 1 に示す。スパッタガス中の  $\text{N}_2$  %及び成長速度によって正方晶歪みを制御[4]した。それぞれの格子定数と歪みは、 $c_{\text{MGN}} = 0.3877 \text{ nm}$  ( $c/a=0.996$ ),  $c_{\text{MSN}} = 0.4041 \text{ nm}$  ( $c/a=0.994$ )である。これらの単膜において明瞭な異常ホール効果を観測した。また、 $\text{Mn}_3\text{AN}$  (A=Ga,Sn) 薄膜の面内磁場 7 T における異常ホール抵抗率( $\rho_{\text{AHE}}$ )の温度依存性を Fig. 2 に示す。MGN 及び MSN の 200K 以下において挙動の違いが観測された。これは A 元素の相違に起因した磁気構造の違いを反映しているものと考えられる。講演では、 $\text{Mn}_3\text{AN}$ (A=Ga,Sn) の様々な歪み(c/a)における系統的なデータからも比較を行い、逆ペロブスカイト構造の AHE の支配的要因について議論する。

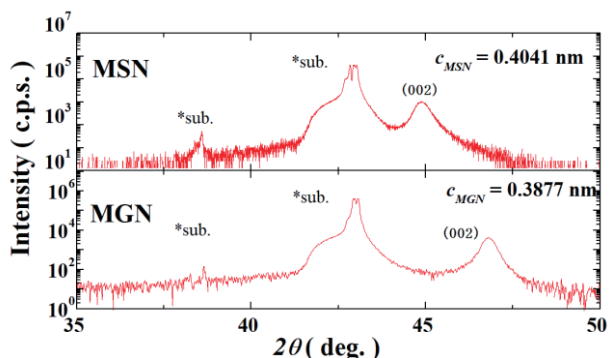


Fig. 1. XRD patterns of the MSN, and. MGN films.

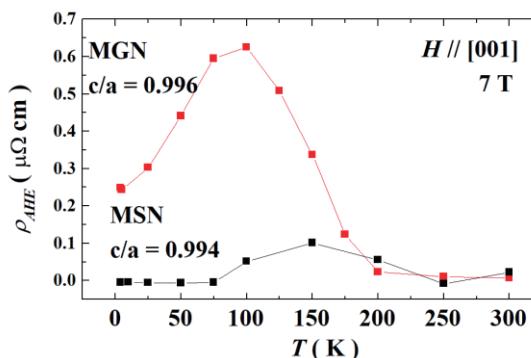


Fig. 2. Temperature dependences of  $\rho_{\text{AHE}}$  at 7 T.

### 【参考文献】

[1] T.Hajiri *et al.*, *Appl Phys, Lett.***115**, 052403(2019).

[2] H.Tsai *et al.*, *Nature.***580**, 608-613(2020).

[3] S Ishino *et al.*, *API Adv.***8**, 056312 (2018).

[4] Yunfeng You *et al.*, *Appl, Phys, Lett.***117**, 222404(2020).

## 磁気スキルミオンの閉じ込め・保護の効果

大原健太郎<sup>1</sup>, 張溪超<sup>1</sup>, 陳銀玲<sup>1</sup>, 夏静<sup>2</sup>, 周艳<sup>2</sup>, 劉小晰<sup>1</sup>  
(信州大<sup>1</sup>, 香港中文大<sup>2</sup>)

The Effect of Confinement and Protection of Skyrmions

Kentaro Ohara<sup>1</sup>, Xichao Zhang<sup>1</sup>, Yinling Chen<sup>1</sup>, Jing Xia<sup>2</sup>, Yan Zhou<sup>2</sup>, Xiaoxi Liu<sup>1</sup>  
(Shinshu Univ. <sup>1</sup>, CUHK <sup>2</sup>)

### はじめに

強磁性体と重金属からなる空間反転対称性の破れた磁性多層膜で、ジャロシンスキ・守谷相互作用(DMI)によってカイラル磁壁や磁気スキルミオンなどのトポロジカル磁気構造は発現し、それがスピントロニクス研究として注目されている。磁気スキルミオンはナノスケールの極小な大きさで、トポロジカル的にも保護されているため、超高密度・超低消費電力のデバイスへの応用が期待されている<sup>[1]</sup>。しかしながら、例えば磁気スキルミオンを情報記憶媒体として電流で駆動する場合、磁気スキルミオンホール効果<sup>[2]</sup>によって消失してしまう可能性がある。そのため、磁気スキルミオンを特定の場所へ閉じ込め、保護することはデバイス応用の基礎として重要である<sup>[1]</sup>。今回我々は磁性薄膜の磁気スキルミオンを垂直磁気異方性(PMA)と DMI を局所的に変化させることによって閉じ込め・保護する効果について報告する<sup>[3]</sup>。

### 実験方法

磁性薄膜は初めにフォトリソグラフィ法で Pt(0.3)/FeCo(0.2)の下地層を製膜し、リフトオフ後に Pt(1.0)/CoNi(0.7)/Pt(0.5)/FeCo(0.4)/Pt(1.0)を製膜した。製膜はすべて到達圧力  $8.0 \times 10^{-5}$  Pa 以下でマグネトロンスパッタにて製膜した。膜厚の単位はすべて nm である。磁気特性は VSM と polar-Kerr 効果顕微鏡にて測定を行った。磁区構造は磁気光学カー効果顕微鏡で観察を行った。

### 実験結果

Fig.1(a)のように異なる磁気特性を持つ磁性薄膜を製膜した。Fig.1(b)は磁気スキルミオンが発現する通常の磁気特性を持つヒステリシスループで、Fig.1(c)は磁気スキルミオンを閉じ込め・保護するため強化された PMA と DMI を有するヒステリシスループである。通常と強化された PMA と DMI を持つ磁性薄膜の間には磁気スキルミオンのエネルギー障壁が存在し、それが磁気スキルミオンの閉じ込め・保護の効果を促している。実際に、Fig.1(d)は異なる磁気特性に挟まれることで磁気スキルミオンの閉じ込め・保護の効果を示している。この結果から磁気

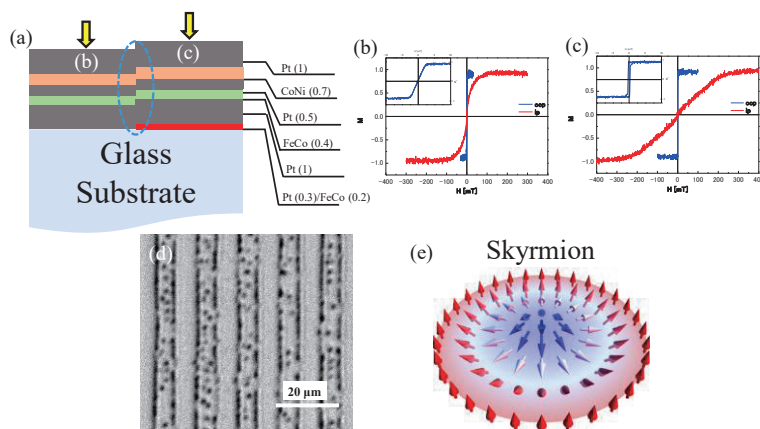


Fig.1 (a) Schematic of the experimental sample configuration. The enhanced perpendicular magnetic anisotropy (PMA) and Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) is realized by fabricating an additional Pt/FeCo layer as indicated by the red circle. The boundary between areas with different PMA and DMI is indicated by the blue circle. The unit of thickness is nm. (b) Hysteresis loops of default PMA and DMI measured by VSM and polar-Kerr. (c) Hysteresis loops of enhanced PMA and DMI measured by VSM and polar-Kerr. (d) Experimental observation of room temperature stable skyrmions in default PMA and DMI which confined in parallel narrow channels formed by boundaries of stripe patterns with enhanced PMA and DMI. (e) Illustration of a Néel-type magnetic skyrmion stabilized by interfacial DMI.

スキルミオンが磁性薄膜の端で消失しない保護の効果を確認し、さらに異なるリソグラフィパターン製の製膜も行ったところ、磁気スキルミオンの閉じ込め効果も確認した。この実験結果は磁気スキルミオンをニューロコンピューティングなどのスピントロニクスデバイス<sup>[4]</sup>に幅広く応用できると考えている。

### 参考文献

- 1) Zhang, X.; et al. J. Phys.: Condens. Matter 2020, 32 (14)
- 2) Jiang, W.; et al. Nat. Phys. 2017, 13 (2), 162–169
- 3) Ohara, K.; et al. Nano Lett. 2021, 21, 10, 4320–4326 143001
- 4) Jibiki, Y.; et al. Appl. Phys. Lett. 2020, 117 (8), 082402

## Configurable pixelated skyrmions on nanoscale grids

Xichao Zhang<sup>1</sup>, Jing Xia<sup>1</sup>, Keiichiro Shirai<sup>1</sup>, Hiroshi Fujiwara<sup>1</sup>, Oleg A. Tretiakov<sup>2</sup>,

Motohiko Ezawa<sup>3</sup>, Yan Zhou<sup>4</sup>, Xiaoxi Liu<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Electrical and Computer Engineering, Shinshu University, Nagano 380-8553, Japan

<sup>2</sup> School of Physics, The University of New South Wales, Sydney 2052, Australia

<sup>3</sup> Department of Applied Physics, The University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan

<sup>4</sup> School of Science and Engineering, The Chinese University of Hong Kong, Shenzhen, China

Topological spin textures can serve as non-volatile information carriers [1]. In this work, we study the dynamics of skyrmions on the artificial nanoscale square grid formed by orthogonal defect lines with reduced perpendicular magnetic anisotropy (PMA). A skyrmion on the grid is pixelated with a quantized size of the grid. We can store digital information in the position, size, and shape of skyrmions. The center of the skyrmion is quantized to be on the grid and the skyrmion shows a hopping motion instead of a continuous motion. We show that the skyrmion Hall effect can be perfectly prohibited due to the pinning effect of the grid. We computationally demonstrate that the position, size, and shape of skyrmions on the square grid are electrically configurable, which can be harnessed to build the programmable racetrack-type memory, multistate memory, and logic computing device. Our results will be a basis of future digital computation based on skyrmions on the grid.

### References

- 1) Nature **442**, 797 (2006); Science **323**, 915 (2009); Nature **465**, 901 (2010); Nat. Nanotechnol. **8**, 899 (2013); J. Phys.: Condens. Matter **27**, 503001 (2015); Nat. Rev. Mat. **1**, 16044 (2016); J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 423001 (2016); Proc. IEEE **104**, 2040 (2016); Nat. Rev. Mater. **2**, 17031 (2017); J. Appl. Phys. **124**, 240901 (2018); Natl. Sci. Rev. **6**, 210 (2019); J. Phys. Condens. Matter **32**, 143001 (2020); Phys. Rep. **895**, 1 (2021); arXiv:2102.10464 (2021).

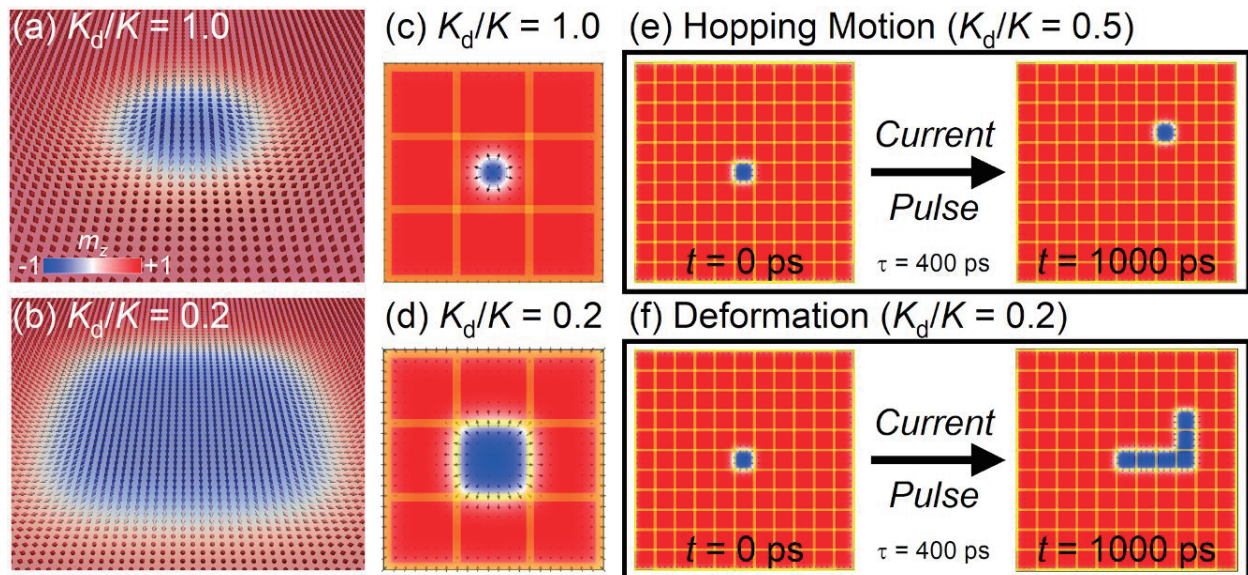


Figure 1. (a) Illustration of an ordinary skyrmion with a unity topological charge. (b) Illustration of a square-shaped skyrmion with a unity topological charge. (c) Top view of the sample with  $K_d/K = 1$ .  $K_d$  and  $K$  indicate the PMA constants for defect lines and unmodified areas, respectively. Defect lines are indicated by yellow lines. (d) Top view of the sample with  $K_d/K = 0.2$ . (e) Hopping motion of a square-shaped skyrmion induced by a current pulse. (f) Deformation of a square-shaped skyrmion induced by a current pulse.

## Recent progress in magneto-Archimedes levitation

Yasuhiro Ikezoe

(Department of Applied Chemistry, Nippon Institute of Technology)

<Introduction> Human beings have conducted various experiments using the micro-gravity environment in the space station. For example, if crystals of protein molecules associated with a particular disease can be obtained in space and their structural analysis is successful, we will benefit enormously. Therefore, we are conducting space experiments with a great deal of cost and risk in mind. On the other hand, there are multiple technologies for floating objects on the earth. Magnetic levitation using superconductivity and optical tweezers can be mentioned. However, there are many restrictions such as the need for extremely low temperatures and the fact that only objects of a few microns can be floated. Among them, magnetic levitation is the only technology that can make a macroscopic object stand still in the air in a room temperature environment.

Magnetic levitation is achieved by balancing the repulsive force that a diamagnetic object receives from a magnetic field with the gravity acting on the object. The equation is expressed as follows.

$$B \left( \frac{\partial B}{\partial z} \right) = \frac{\mu_0 \rho g}{\chi} \left\{ \because \left( \frac{\mu_0}{\chi} \right) B \left( \frac{\partial B}{\partial z} \right) = \rho g \right\} \cdot \cdot \cdot (1)$$

Here,  $\chi$  and  $\rho$  is the magnetic susceptibility and density of the substance to be levitated, respectively, and  $\mu_0$  is the magnetic permeability of vacuum. The distribution of the magnetic flux density along z-axis is  $B(z)$ , where the vertical upward direction is defined as the positive direction of the z-axis. The magnetic susceptibility of a diamagnetic object has a negative value, and its absolute value is extremely small, ca  $10^{-5}$ . The magnetic force generated by a magnet is proportional to the magnetic force field,  $B(\partial B/\partial z)$ . Therefore, a very large magnetic flux density is required to obtain a magnetic force comparable to gravity. Beaunon et al. demonstrated the magnetic levitation experiment of water for the first time in the world<sup>1)</sup>, using a huge superconducting magnet that generates a magnetic field of more than 20 T. Even now, such a strong magnetic field is available only in a few institutes in the world. In order to overcome this difficulty, we proposed the principle of magnetic Archimedes<sup>2)</sup> as a new principle of magnetic levitation. Figure 1 is a schematic diagram showing the principle of Magneto-Archimedes levitation, and the equation for the balance between magnetic force and gravity is expressed as the following equation.

$$B \left( \frac{\partial B}{\partial z} \right) = \frac{\mu_0 \Delta \rho g}{\Delta \chi} \left\{ \because \left( \frac{\mu_0}{\Delta \chi} \right) B \left( \frac{\partial B}{\partial z} \right) = \Delta \rho g \right\} \cdot \cdot \cdot (2)$$

Here,  $\chi_1$  and  $\rho_1$  is the magnetic susceptibility and density of the substance to be levitated, respectively.  $\chi_2$  and  $\rho_2$  is similarly those of the surrounding medium.  $\Delta \chi = (\chi_1 - \chi_2)$  and  $\Delta \rho = (\rho_1 - \rho_2)$  is defined as the differences between them. The difference from Eq. (1) is that the density and magnetic susceptibility of the substance to be levitated are regarded as the difference from those of the surroundings. From equation (2), if a paramagnetic object with positive magnetic susceptibility is used as the medium, the magnetic susceptibility difference  $\Delta \chi$  can be increased, and the magnetic force field,  $B(\partial B/\partial z)$ , required for magnetic levitation becomes small. Consequently, magnetic levitation becomes possible with a small magnet. For example, if 10 atm oxygen gas known as paramagnetic gas is used, a magnetic field of about 10 T is sufficient for the levitation of water (Fig. 2). Also, considering the low density of plastics, if a liquid containing paramagnetic ions such as manganese (Mn) or gadolinium (Gd) is used as the medium, magnetic levitation of plastics is realized in the medium using even commercially available permanent magnets. This is because not only increase of  $\Delta \chi$  but also decrease of  $\Delta \rho$  makes the condition for the magneto-Archimedes levitation much milder. More than 20

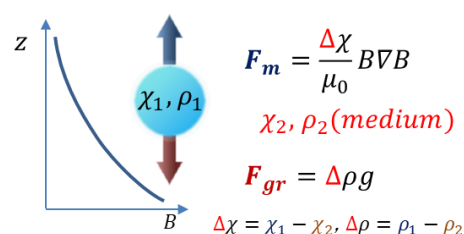


Figure 1. Schematic illustration of principle of magneto-Archimedes levitation



Figure 2. Levitation of water by magneto-Archimedes levitation

years have passed since the magneto-Archimedes levitation was invented, and a large number of applied technologies have been developed. Since then, a few excellent reviews were published.<sup>3-5)</sup>

[Applications] In a micro-gravity environment inside a space station, an object can be floated but not stationary. This is because there is no minimum point of potential energy of an object in space. The levitation position in the magnetic levitation state is the minimum point of the potential energy of the object. Moreover, since the levitation position is determined by the density and magnetic susceptibility of the object, objects made of different substances levitate in different positions. Taking advantage of this, objects can be separated magnetically in an instant. For example, if a colored glass piece are placed in an aqueous solution of manganese chloride and placed in a magnetic field, the colored glass pieces are instantly separated. If we pour an ethanol solution of manganese chloride between a pair of magnets and put small pieces of polypropylene (PP), polystyrene (PS), or polyethylene terephthalate (PET) in it, these small pieces will fall down due to gravity. However, they are spatially separated due to the repulsive force of the magnets; some can pass between the magnets, however, others cannot (Fig. 3). In recent years, marine microplastics have become a serious problem in the world, but our magnetic separation technology can be considered as a solution for reusing plastics or recovering plastics waste.

The great advantage of levitating an object is that it can remain in non-contact state, however, at the same time it means the object is immobile. We are currently developing a technology to move a levitated object in a non-contact manner using a substance whose magnetism changes by the irradiation of light. For example, the phosphorescent material used for displaying evacuation passages has different valences of Eu ions in the excited state and the ground state, so the magnetism changes depending on whether the light is turned on or off. Therefore, when the phosphorescent material in the magnetic levitation state was repeatedly turned on and off with ultraviolet light, it was found that it moved away from the magnet while it was exposed to light and returned to its original position when the light was extinguished (Fig. 4). This process is reversible, therefore, it is believed that new types of mechanical parts or actuators are realized.

Recently, the performance of computers is so high that it has become easy to simulate the magnetic field distribution in detail. We carried out a precise analysis of the magnetic field distribution near the edges of the permanent magnets, we discovered that when two magnets were placed side by side, water droplets could float in a space of about 1 mm between the two magnets (Fig. 5). This is a great advance in the history of magnetic levitation because, 20 years ago, nobody believed the water is levitated by permanent magnets. In the future, it will be applicable to make a compact surface tension measuring device or liquid supercooling experiments, and so on.

#### Reference

- 1) E. Beaugnon and R. Tournier, *Nature*, **349**, 470 (1991)
- 2) Y. Ikezoe *et al.*, *Nature*, **393**, 749 (1998)
- 3) S. Ge *et al.*, *Angew. Chem. Int. Ed.* **59**, 17810 (2020)
- 4) J. Xie *et al.*, *Sensor and Actuator B*, **333**, 129533 (2021)
- 5) A. A. Ashkarran and M. Mahmoudi, *Trends in Biotechnology*, **39(3)**, 311 (2021)

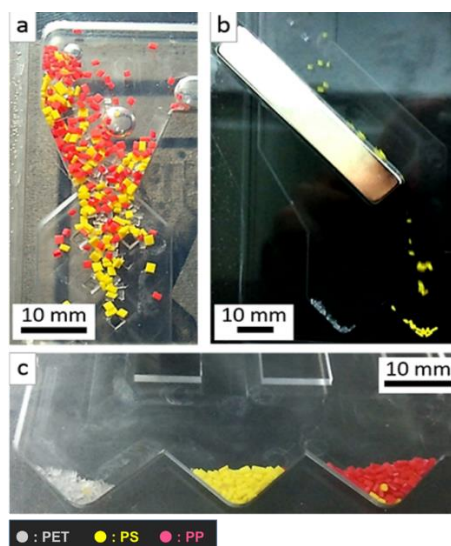


Figure 3. Magnetic separation of plastics pieces, PET, PS and PP. (a) After introducing a mixture of plastics pieces, (b) through a pair of magnet, (c) materials are separated by the magnetic force.

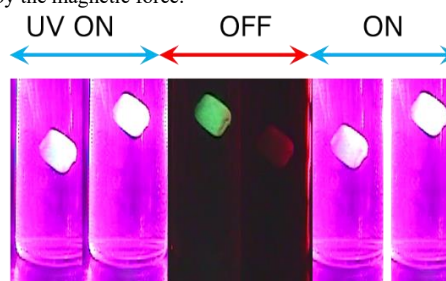


Figure 4. Non-contact manipulation of levitated object by light irradiation. A magnet is located under the bottom of the cell.

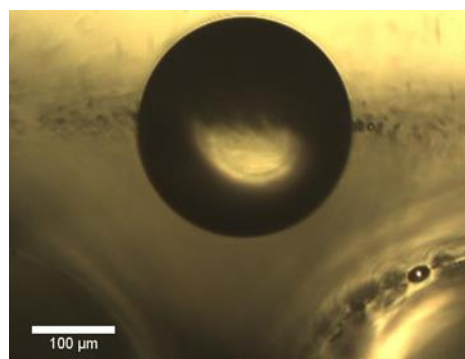


Figure 5. Magnetic levitation of water between two permanent magnets.

# Electromagnetophoretic-microfluidic technique for the separation of micro-particles

Yoshinori Iiguni

Nagoya Institute of Technology, Gokiso, Showa, Nagoya 466-8555, Japan

For the detection, separation, and characterization of nm and  $\mu\text{m}$ -sized particles, such as biological cells and extracellular vesicles, the method using a microfluidic device is effective, and many researches have been reported. In such the method, the flow pattern design and the transport control of particles in the microchannel are very important techniques. These are governed by introducing a multi-flow, a flow path structure, and applying an external field. In our laboratory, microfluidic analysis of micro-particles based on control of particle transfer in the microchannel utilized electromagnetophoresis with applying the magnetic field and the electric current have been investigated. So far, techniques for separation of micro-particles using the staggered electrophoresis and control of particle transfer based on Lorentz force combined with a conductive/non-conductive aqueous two phase (ATP) micro-flow have been developed.

**Separation of micro-particles by Staggered-electromagnetophoresis.** When the electric current and the staggered magnetic fields generated by two external magnets are applied to a conductive solution including micro-particles, particles experience two localized electromagnetophoresis (EMP) in a microchannel. As the result, The particles mixture injected from the inlet by the flow of an aqueous medium are once focused near channel wall by EMP force of which direction is orthogonal to the flow. Then, the particles experience the EMP force whose direction is opposite to focusing process. Particles with low EMP migration velocity travel toward the parallel outlet while those with large EMP migration velocity elute off from the diagonal outlet. This elution behavior should result in the separation of the particles based on their sizes or properties. Using this method, we demonstrated the size-based separation of polystyrene (PS) particles (3 and 6  $\mu\text{m}$  in diameter) using localized EMP migration by the magnetic field designed by two Nd-Fe-B magnets. In consequence, both 3 and 6  $\mu\text{m}$  PS particles could be separately recovered at the different outlets with the 100% purity and recovery, respectively. Moreover, yeast cells and 6  $\mu\text{m}$  PS particles could be separated with the high separation efficiency. Currently, application of staggered electromagnetophoresis to plankton analysis is investigated.

**Control of particle transfer by electromagnetophoresis combined with ATP micro-flow.** When the electric current and the magnetic field are applied to the conductive/non-conductive ATP micro-flow, Lorentz force acts only on the conductive solution (Fig. 2). Therefore, depending on the condition of the ATP flow, electromagnetophoresis of micro-particles only in the conductive fluid and/or convection generated by magnetohydrodynamic (MHD) effect are observed. A double Y-shaped microchip with two inlets, two outlets and a guide on the bottom of the channel was used to form a conductive/non-conductive ATP flow with 1.16 mol L<sup>-1</sup> KCl aqueous solution and 20% dextran (Dex) aqueous solution as a conductive fluid and a non-conductive fluid, respectively. PS particles (1, 6 and 10  $\mu\text{m}$  in diameters) and carboxylate PS (cPS) particles dispersed in the conductive fluid could be focused on the ATP flow interface by electromagnetophoresis when Lorentz force was applied to the conductive fluid in the direction opposite to the ATP flow interface. Then, cPS particles were transferred to Dex solution and separated from PS particles. On the other hand, when Lorentz force was applied toward to the ATP flow interface, the rotation of ATP micro-flow by MHD effect was observed in which the positions of the conductive fluid and the non-conductive fluid were interchanged. During the rotation, micro-particles were transferred by both electromagnetophoresis and MHD rotation.

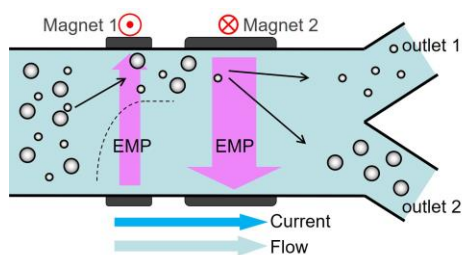


Fig.1 Schematic illustration of staggered Electromagnetophoresis in the microchip

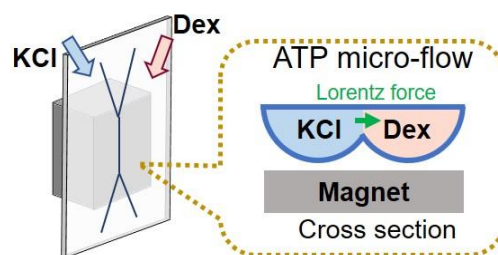


Fig.2 Schematic drawing of Lorentz force acting on the conductive/non-conductive ATP micro-flow

## Development of in situ solid-state NMR system for magnetically oriented microcrystal suspensions

Ryosuke Kusumi

Graduate School of Agriculture, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan

Magnetically Oriented Microcrystal Array (MOMA), i.e., a composite in which microcrystals are aligned three-dimensionally in a polymer matrix by application of a frequency-modulated rotating magnetic field, has a great potential as a means for determination of anisotropic interactions in NMR<sup>1</sup>. The 3D orientation of the magnetization axes ( $\chi_1$ ,  $\chi_2$ ,  $\chi_3$ -axes with  $\chi_1 > \chi_2 > \chi_3$ ), which are related with the crystallographic axes, can be induced by modulated rotation of a microcrystal suspension under a static magnetic field<sup>2</sup>. When such a rotation is performed in an NMR probe, we can determine the anisotropic interactions, e.g., chemical shift tensor, directly from microcrystals in a liquid medium. Recently, we achieved in situ solid-state NMR of a magnetically oriented microcrystal suspension (MOMS) using a probe developed for modulated rotation around an axis perpendicular to the external field<sup>3</sup>. However, the previous probe only provided one single-crystal (SC) rotation pattern around the  $\chi_3$ -axis ( $\perp B_0$ ) of microcrystals. The SC rotation pattern around a general axis, i.e., an axis not perpendicular to  $B_0$ , is required for complete determination of chemical shift tensor.

Here, we developed a new MOMS probe enabling temporal tilt of the axis of modulated-rotation during the period of pulse application and signal acquisition. In this probe (Fig. 1), the microcrystals in the viscous medium are intermittently rotated around the axis normal to the external field (Fig. 1(a)). The magnetization axes of the individual microcrystal are aligned in a reference frame fixed in the modulatory rotating sample, such that the  $\chi_1$ -axis is parallel to the initial direction of the external field whereas the  $\chi_3$ -axis is to the rotation axis. By temporary tilting the rotation axis (Fig. 1(b)) during the pulse sequence for various rotation angles, SC rotation patterns around an arbitrary axis can be obtained. We successfully measured SC rotation patterns of  $^{13}\text{C}$  CP spectrum in a MOMS sample of L-alanine in a static magnetic field of 7 T, showing that it is possible to characterize the chemical shift tensor for microcrystals in a liquid medium.

### References

- 1) R. Kusumi, F. Kimura, G. Song, T. Kimura, *J. Magn. Reson.* **223**, 68 (2012).
- 2) T. Kimura, F. Kimura, M. Yoshino, *Langmuir* **22**, 3464 (2006).
- 3) R. Kusumi, H. Kadoma, M. Wada, K. Takeda, T. Kimura, *J. Magn. Reson.* **309**, 106618 (2019).

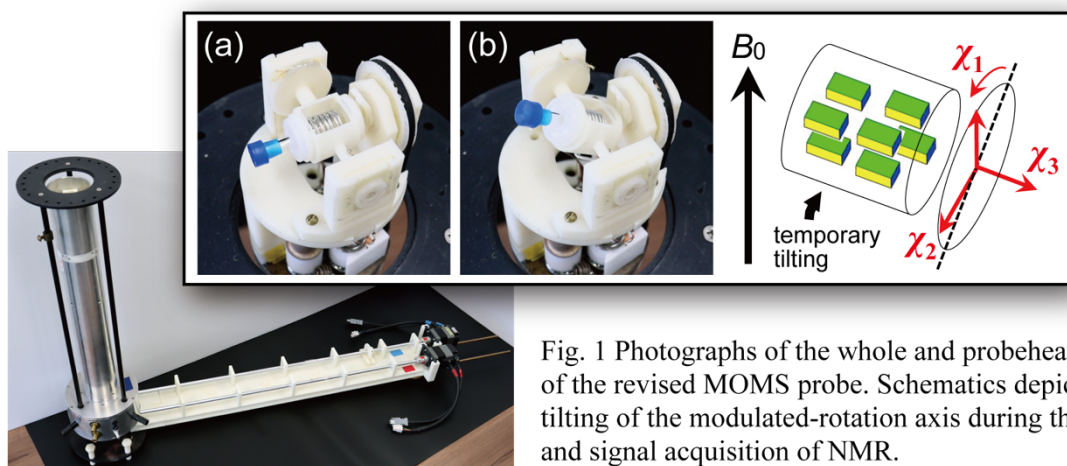


Fig. 1 Photographs of the whole and probehead ((a) and (b)) of the revised MOMS probe. Schematics depicts temporary tilting of the modulated-rotation axis during the pulse application and signal acquisition of NMR.



## Magnetic field effect on the preparation process of carbon materials

Atom Hamasaki  
(Shinshu University)

Coal tar pitch is a residue left when coal is dry distilled to obtain coke and the like. As it is a residue, even if it is a raw material for activated carbon or graphite now, continuous quest about reuse is important. Coal tar pitch having diamagnetic susceptibility passes through a mesophase, which responds to a magnetic field like a liquid crystal in the heat treatment process. We recently reported that a highly ordered structure of carbonized coal tar pitch due to magnetic orientation was obtained by application of a high magnetic field of 10 T [1]. By using the oriented carbonized material of coal tar pitch as a precursor, the advantages of using magnetic fields in the preparation of activated carbon, graphite, and polarizing elements have been discovered, and I would like to present about these.

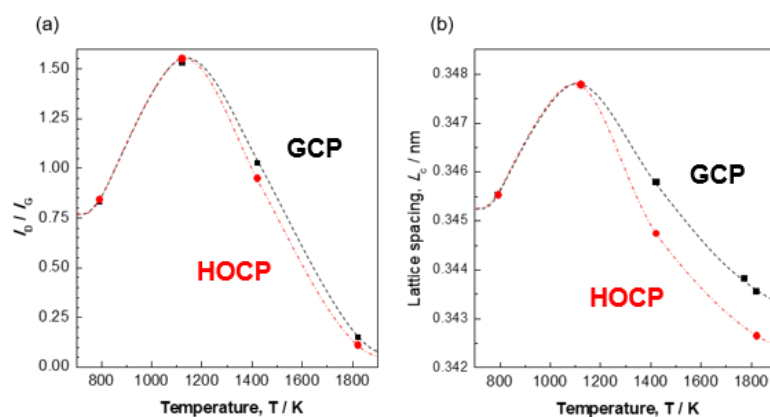
**【Graphite】** Graphite precursors prepared from coal tar pitch in the absence and presence of a magnetic field of 6 T, which are denoted as general carbonized pitch (GCP) and highly oriented carbonized pitch (HOCP), respectively, were formed into pellets with 20% coal pitch as a binder and then carbonized at more high temperature. The Raman spectra of carbon materials are characterized by a G band around  $1600\text{ cm}^{-1}$  derived from the growth of the graphene plane and D band around  $1350\text{ cm}^{-1}$  originating from defects in the graphene plane. The dependence of the D-to-G-band intensity ratio ( $I_D/I_G$ ) of the carbon materials on treatment temperature is plotted in Fig. 1(a) [2].  $I_D/I_G$  of graphite produced from HOCP decreased faster above 1300 K than was the case using GCP. Fig. 1(b) shows the (002) lattice spacing of the carbon hexagonal layer obtained from X-ray diffraction (XRD) measurements. The interplanar spacing of graphite obtained from HOCP is narrower than that from GCP. Therefore, if the precursor is previously oriented, rearranging the crystallites during graphitization becomes relatively easy. As a result, energy was effectively used for crystal growth during the rearrangement process, and graphitization was accelerated.

**【Activated carbon】** In order to make activated carbon from pitch, the pitch is generally oxidized near its melting point, which called as stabilization, and then activated. Here, relatively mild environment such as water vapor or carbon dioxide is usually used for activation gas. HOCP (prepared in 10 T) is difficult to be activated because of its highly oriented structure. Therefore, we activated it with potassium hydroxide, which has a high activation ability. The activated carbons prepared from HOCP increased the relative surface area and total pore volume about 30% compared to the that prepared from GCP (prepared in 0 T) as shown in Fig. 2 [3]. Nitrogen adsorption isotherms showed that the pore shapes were almost identical for GCP and HOCP, with more similar holes.

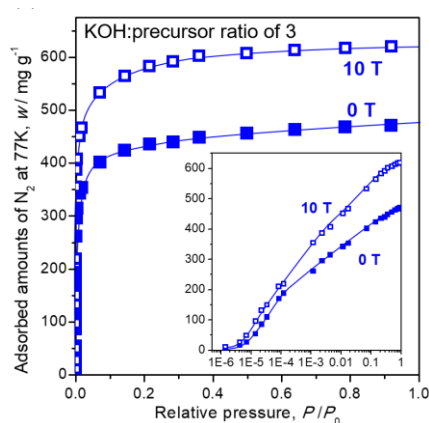
**【Polarization property】** Fig.3 shows polarized microscopic images of a prepared thin film (0.15 mm thickness) from coal tar pitch with the absence (a) and presence (b) of 10 T [4]. Those prepared under no magnetic field have domains with a local orientation structure, however, the orientation direction in each was random. Contrastively, those prepared under a magnetic field were completely oriented for the same direction in the range of at least several millimeters. Next, a linearly polarized light was guided to prepare carbon films, and its transmitted light was investigated. Fig. 4 shows the brightness of the transmitted light. In each figure, two kinds of angles formed by the magnetic field axis of the carbonized material and the polarization axis of the linearly polarized light are shown, parallel (open nicols) and orthogonal (crossed nicols). The sample prepared in the magnetic field has functions as a polarizer.

### Reference

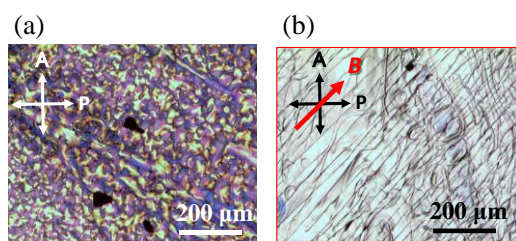
- [1] Ayumi Sakaguchi, et al. *Chem. Lett.* **2012**, *41*, 1576
- [2] Atom Hamasaki, et al. *AIP Adv.* **2021**, *11*, 025041
- [3] Atom Hamasaki, et al. *Sci. Rep.* **2019**, *9*, 7489
- [4] Atom Hamasaki, et al. *J. Appl. Phys.* **2019**, *125*, 234904



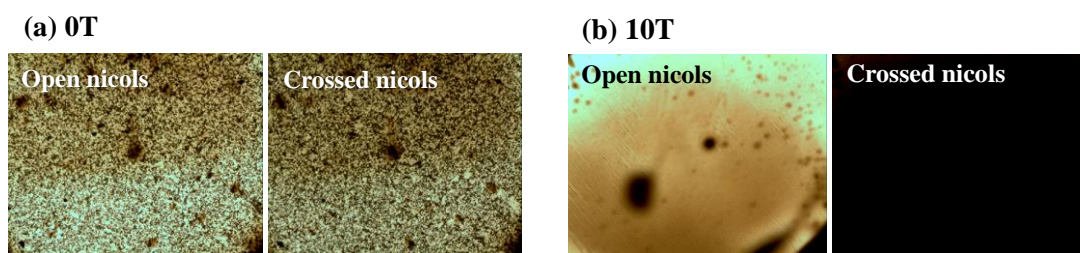
**Fig. 1.** Heat treatment temperature dependence of (a) the  $I_D/I_G$  of Raman scattering spectra and (b) the interlayer spacing of the prepared carbon material from GCP and HOCP.



**Fig. 2.** Adsorption isotherm of activated carbon prepared from GCP (0T, closed marks) and HOCP (6T, open marks). Inset figure is the logarithmic plots.



**Fig. 3.** Polarized microscopic images of a prepared thin film of carbonized coal tar pitch in the absence (a) and presence (b) of a magnetic field and these resistance.



**Fig. 4.** The brightness of the transmitted linearly polarized light of a carbon thin film prepared in the absence (a) and presence (b) of 10 T at open nicols and crossed nicols positions.

## Delay of magnetic field-induced martensitic transformation in some ferrous alloys

Y. Song<sup>1</sup>, T. Terai<sup>2</sup>, T. Fukuda<sup>2</sup>, Y. Narumi<sup>3</sup>, M. Hagiwara<sup>3</sup>, K. Sato<sup>2</sup>, M. Sugiyama<sup>2</sup>, T. Kakeshita<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Graduate School of Engineering, Tohoku University, Sendai 980-8579, Japan

<sup>2</sup>Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita 565-0871, Japan

<sup>3</sup>Center for Advanced High Magnetic Field Science, Osaka University, Toyonaka 560-0043, Japan

<sup>4</sup>Fukui University of Technology, Fukui 910-8505, Japan

Martensitic transformations have been classified into time-independent “athermal transformations” and time-dependent “isothermal transformations” from the viewpoint of kinetics. It had been found that an iron alloy exhibiting an isothermal transformation changes into an athermal transformation by applying pulse magnetic fields<sup>1)</sup>. This kinetics change has been interesting, and it had been unclear how it changes. The incubation time is particularly interesting because it is related to nucleation, but most of the studies on the incubation time required for martensitic transformation have been about the incubation times longer than one second or more. Therefore, in this study, we aimed to detect an incubation time shorter than one second that cannot be measured with a steady magnetic field, by using a pulsed magnetic field with a large magnetic field sweep rate.

The samples used in this study were Fe-24.8Ni-4.0Mn (at%) and Fe-20.1Ni-5.4Cr (at%) alloys (abbreviate 4.0Mn and 5.4Cr). In both materials, the magnetizations of the martensite phase are larger than those of the parent phase, so a magnetic field can induce martensitic transformation. A rolled plate with a thickness of about 1 mm was prepared by induction melting and hot rolling. From these rolled plates, 4.0Mn was cut out of 5.0 mm × 1.5 mm × 0.30 mm, and 5.4Cr was 5.0 mm × 1.0 mm × 0.30 mm. The 4.0Mn does not have a clear martensitic transformation point even when cooled to 5K at a cooling rate of 2 K / min. However, when it is maintained at an isothermal temperature under a magnetic field of 9 T, it exhibits an isothermal transformation with a nose temperature of around 140 K. The sample was rapidly cooled to 77 K by putting it directly into liquid nitrogen, and then a pulse magnetic field was applied to measure the magnetization. The 5.4Cr has a clear transformation temperature near room temperature and is a sample with remarkable time dependence. The magnetization was measured by applying a pulsed magnetic field to this sample as well.

When a pulse magnetic field with a maximum magnetic field of 25.8T and a pulse width of about 15 ms is applied to the 4.0Mn alloy at 77K, a sharp increase in magnetization due to martensitic transformation is observed at 16.53T. It was. When the same measurement was performed a total of four times, the critical magnetic field varied slightly from sample to sample and ranged from 15 T to 17 T. Next, we conducted an experiment in which a pulsed magnetic field in which the maximum magnetic field was increased by about 0.5 T from around 10 T was applied to the sample until martensitic transformation occurred. Martensitic transformation did not occur when the maximum magnetic field was 13.47 T or less, but when the maximum magnetic field was 14.24 T, a rapid increase in magnetization due to martensitic transformation occurred. However, the transformation occurred 50 μs after the magnetic field reached its maximum value. From this, it can be considered that this transformation requires an incubation period of at least 50 μs. This time is more than enough time for martensite nuclei to grow and is considered to be the time required to form nuclei. In 5.4Cr alloy, the critical magnetic field of martensite transformation depends on the field sweep rate. At 280 K, the value of the critical field was 5.97 T when the sweep rate was 0.015 T / s, while it was 34.01 T for 18.40 × 10<sup>3</sup> T / s. These results show there are incubation times much shorter than one second.

### Reference

- 1) T. Kakeshita *et al.*, Mater. Trans. JIM, **34** (1993) 415.

# Dynamic hysteresis measurement of a magnetic nano particle suspension under a DC bias magnetic field

Reisho Onodera<sup>1</sup>, Eiji Kita<sup>1,2</sup>, and Hideto Yanagihara<sup>2</sup>  
(NIT, Ibaraki college<sup>1</sup>, Univ. of Tsukuba<sup>2</sup>)

## Introduction

Magnetic nanoparticles (MNPs) have already been utilized as contrast agents in MRI and are also being investigated for applications in magnetic hyperthermia, magnetic nanoparticle imaging (MPI), and a drug delivery system. Magnetic hyperthermia uses the heat generated in MNPs by applying an alternating magnetic field (AMF), and the heating ability of MNPs depends on the energy loss in the dynamic hysteresis loop, therefore the dynamic magnetization curve obtained by applying AMF has been studied experimentally and theoretically.

In MPI, two types of magnetic fields are used for a direct current field (DC-MF), which creates a zero-field region, and an AMF, which induces the magnetization of MNPs in the zero-field region. In addition, magnetic hyperthermia has been investigated in combination with the drug delivery system using DC-MF to concentrate and retain MNPs in the affected part.

Thus, it is important to evaluate the magnetic properties of MNPs under the condition that DC-MF is combined with AMF, because DC-MF and AMF are expected to be used together in many medical applications of MNPs.

In this study, we have investigated the dynamic hysteresis of Resovist<sup>®</sup>, a commercial superparamagnetic iron oxide when parallel and perpendicular DC-MFs are applied to the AMF, in order to evaluate the effect of DC-MFs on the high-frequency responsiveness of a magnetization.

## Experimental setup

The system consists of a DC-MF magnet and an AC magnetization measurement system<sup>1)</sup>. As shown in Fig. 1, an electromagnet with 50 mm diameter poles is used for DC-MF generation, and AMF generation coils for dynamic hysteresis measurement and magnetization and magnetic field detection coils are installed between the poles. The AMF generator consists of a series LC resonant circuit consisting of an air-core coil and a capacitor, and a high-frequency power supply (1 kW), which can generate a high-frequency magnetic field in the range of 20 k to 1 MHz. The magnetic poles of the DC-MF, the AMF coil, and the detection coil are arranged as shown in Fig. 1, and the applied direction of the DC-MF can be changed between parallel and perpendicular.

## Experimental results

Dynamic hysteresis measurements were carried out with the DC field strength and AC field amplitude of 0-50 mT and 5-70 mT, respectively, and the frequency range of 60-200 kHz.

As a result of the measurement, the hysteresis loop of the applied DC-MF perpendicular to the AMF showed linear response with increasing DC-MF strength, while the coercivity in the dynamic loop did not change significantly.

When parallel DC-MF was applied, the slope of the loop showing linearity changed with the intensity of DC-MF in the small range of AMF amplitude. In this talk, we will introduce the effect of the DC field by comparing the results with static magnetization measurements by using a VSM.

## Reference

- 1) A. Seki, *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser., **521** (2014) 012014.
- 2) R. Onodera, *et al.*, IEEE Trans. Mag., **57** 6100605 (2021).

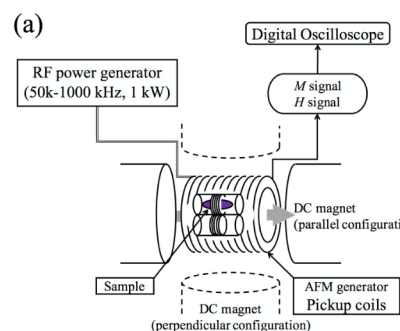


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup. <sup>2)</sup>

## In-field annealing for precipitation of magnetic alloys

Y. Mitsui<sup>1</sup>, M. Onoue<sup>2</sup>, S. Kuzuhara<sup>3</sup>, W. Ito<sup>3</sup>, and K. Koyama<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Graduate School of Science and Engineering, Kagoshima University, Kagoshima 890-0065, Japan

<sup>2</sup> Research Support Center, Institute for Research Promotion, Kagoshima University, Kagoshima 890-0065, Japan

<sup>3</sup> National Institute of Technology, Sendai College, Natori 981-1239, Japan

Magnetic field effects on the phase diagram, phase transformation, microstructures, and diffusion of the magnetic alloys have been studied so far. Phase transformation or reaction to the ferromagnetic phase were enhanced by application of magnetic fields, while those to non-ferromagnetic phase from ferromagnetic phase were suppressed under magnetic fields<sup>1,2)</sup>, because the energy gain of magnetic phase under magnetic fields depends on magnetic field intensity and magnetization of the phase. Furthermore, when phase diagram is changed by magnetic field, phase fraction of the equilibrium phases can be controlled.

On the other hand, magnetic field has been used for separation of the magnetic particles and the non-magnetic ones<sup>3)</sup>. In the viewpoint of gain of magnetic energy, magnetic-field-induced precipitation can be expected by difference of magnetization of the phases. In other words, novel magnetic separation method by in-field annealing can be expected.

In this study, we report the magnetic field effects on the precipitation of ferromagnetic and non-ferromagnetic elements. We focused on the magnetic field effects on the precipitation of non-magnetic elements Cu in iron and that of iron due to the decomposition of rare-earth permanent magnet  $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ . The phase fraction and precipitation behavior was evaluated by  $^{57}\text{Fe}$  Mössbauer spectroscopy.

Table 1 shows the phase fraction of the Sm-Fe-N annealed in 0 and 5 T.  $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$  decomposed into  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  and  $\alpha\text{Fe}$ , iron-oxide compounds due to the oxidation and the existence of  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . After in-field annealing at 5 T, phase fraction of Fe-based phase become larger than those at 0 T. Therefore, it is found that decomposition of Sm-Fe-N phase and the precipitation of Fe and  $\text{Sm}_2\text{O}_3$  was enhanced by in-field annealing.

In the presentation, magnetic field effects on Fe-Cu and  $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$  systems are discussed in the viewpoint of magnetic properties of the phases at the reaction and the phase diagram in magnetic fields.

Table 1. Phase fraction of Sm-Fe-N phase and Fe-based phase

	Phase fraction of Sm-Fe-N ( $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ + $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_x$ phase (%)	Phase fraction of Fe-based ( $\alpha\text{Fe}$ + $\text{Fe}_2\text{O}_3$ + $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) phase (%)
0 T	85.3	14.7
5 T	65	35

### Reference

- 1) Y. Mitsui *et al.*, J. Alloy. Compd., **615** (2014) 131-134.
- 2) R. Kobayashi, *et al.*, Mater. Trans. **58** (2017) 1511-1518.
- 3) N. Hirota *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **427** (2017) 296-299.