

水平方向からの磁場が磁気浮上鋼板に与える影響 (張力の印加位置に関する実験的検討)

伊藤誉淳、小田吉帆、奥野健吾、成田正敬、加藤英晃
(東海大学)

Effect of a magnetic field from the horizontal direction on a magnetically levitated steel plate
(Experimental consideration on applied position of tension)

Y. Ito, Y. Oda, K. Okuno, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ.)

はじめに

薄鋼板の製造工程では、ローラとの接触による表面品質の劣化が問題であるが、その解決策として電磁力による鋼板の浮上・搬送制御が提案されている^{1,2)}。著者らはこれまでに水平方向からエッジ部に設置した電磁石が磁気浮上中の鋼板の浮上性能に与える影響について検討している。水平方向からエッジ部に設置した電磁石の位置が磁気浮上中の鋼板の浮上性能に与える影響については、未だ十分な検討が行えていない。そこで本研究では板厚 0.24 mm の薄鋼板を対象とし、水平方向からの磁場の位置が非接触浮上時に与える影響を実験的に検証する。

実験装置

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm、厚さ 0.24 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (材質 SS400) とする。鋼板をアルミフレーム製装置内に設置した 5 か所のペアの電磁石を用いて非接触支持するために、鋼板の変位を 5 個の渦電流式非接触変位センサにより検出し、非接触位置決め制御する。鋼板水平方向 (x 方向) の位置決めは Fig. 1 に示した通り、電磁石を鋼板端部の相対する二辺に対向するように 4 か所配置し、レーザ式センサを利用することによって水平方向の変位を非接触計測する。

浮上実験

磁気浮上システムの電磁石配置図を Fig. 2 に示す。水平方向電磁石コアの中心間距離を a とする。磁気浮上鋼板に対して水平方向から印加する磁場の位置の変化が浮上性能にどのような影響を与えるのか検証するため、最適制御理論より求めたフィードバックゲインを用いて浮上実験を行った。このとき、水平方向電磁石に印加する定常電流値を 0.025 A、中心間距離 a を 550 mm とした。測定した鋼板の垂直方向の変位の時刻歴波形を Fig. 3 に示す。実験結果より、張力の印加位置によって、浮上性能が向上することを示した。

参考文献

- 1) 川田他, 第2回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム講演論文集, (1990), pp. 59-62.
- 2) 押野谷他, 日本機械学会論文集 C 編, Vol. 56 (1990), No. 531, pp. 2911-2918.
- 3) 木田他, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 1 (2017), No. 1, pp. 76-81.

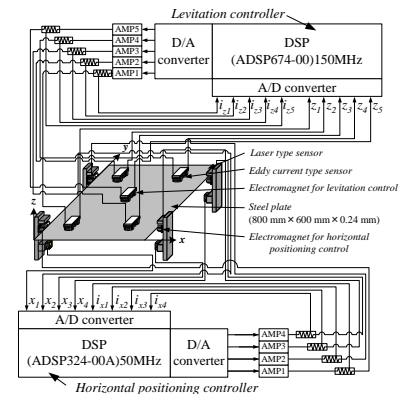


Fig. 1 Electromagnetic levitation control system.

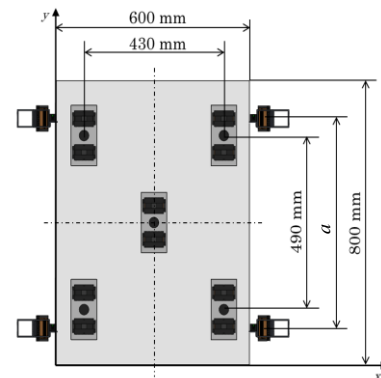


Fig. 2 Electromagnet arrangement.

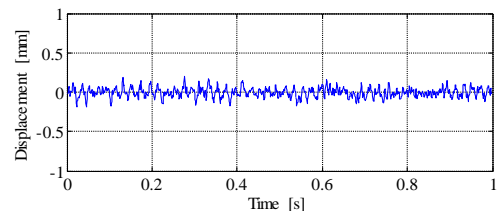


Fig. 3 Time history of the vertical displacement of the steel plate.

湾曲磁気浮上薄鋼板に発生する振動メカニズムに関する基礎的考察

多田誠、小川和輝、成田正敬、加藤英晃
(東海大学)

Fundamental consideration on vibration mechanism in thin steel plate with curvature during magnetic levitation

M. Tada, K. Ogawa, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ.)

はじめに

近年磁気浮上技術の応用による非接触搬送に関する検討が盛んに行われている¹⁾。当研究グループは、板厚が 0.30 mm 以下の鋼板を塑性変形しない範囲に曲げた状態で浮上させることを提案し、湾曲浮上によって外乱入力時でも安定した浮上状態が実現できることを確認した²⁾。本研究ではこの湾曲磁気浮上システムの浮上対象である薄鋼板の共振周波数を実験的に検討することを目的に、浮上中の鋼板に外乱を入力し、その応答について考察した。

浮上実験

Fig. 1 に装置の概略図を示す。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm、厚さ 0.18 mm の長方形亜鉛メッキ鋼板を使用する。鋼板を浮上させるために、5 つの電磁石ユニットを使用している。この電磁石ユニットの取り付け角度を変更することで、鋼板を湾曲させて浮上させることができる。また、この電磁石ユニットを設置しているフレームには加振器が備え付けられており、フレームを振動させることで浮上鋼板に外乱を入力することができる。

本実験では、正弦波となるよう加振器を用いてフレームを振動させ、鋼板中央付近に設置したセンサから取得した変位時刻歴から変位標準偏差を算出した。このとき、鋼板の曲げ角度 θ は、過去の実験²⁾で最も振動が抑制された $\theta = 13^\circ$ で行った。

結果および考察

Fig. 2 にフレームの時刻歴波形とスペクトル波形を、Table 1 に周波数ごとの変位標準偏差を示す。Table 1 より、他の周波数に比べ 5 Hz の時最も変位標準偏差が高くなり、磁気浮上中に電磁石からの入力が比較的多く考えられる低周波にて鋼板が振動しやすくなることが確認できた。

参考文献

- 1) 石野他, 日本 AEM 学会誌, 26-1, (2018), 178-184
- 2) M. Tada et al., IPEC2018, (2018), 1580-1585

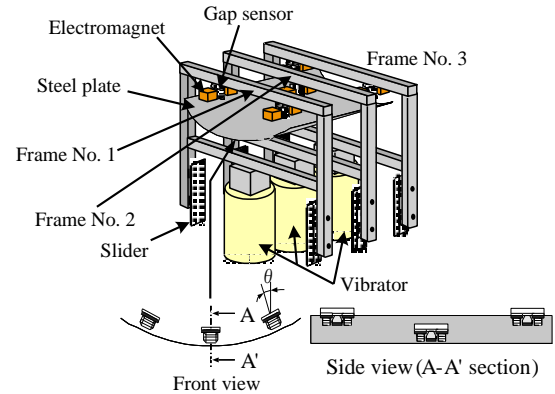


Fig. 1 Schematic illustration of experimental apparatus.

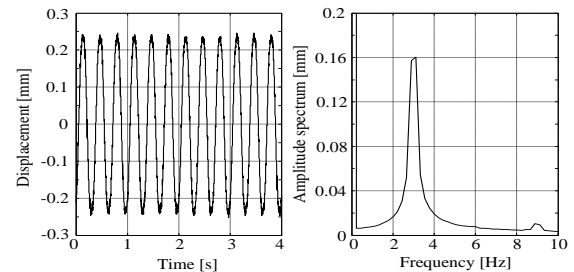


Fig. 2 Time histories of displacement and amplitude spectrums of vibrating frames by the sine disturbance (3 Hz).

Table 1 Standard deviation of displacement under sine disturbance.

| Frequency of sine wave [Hz] | Standard deviation of displacement [mm] |
|-----------------------------|---|
| 3 | 0.235 |
| 5 | 0.538 |
| 7 | 0.207 |
| 9 | 0.154 |

リラクタンスネットワーク解析に基づく 巻線界磁型クローポールモータの損失算定

市川優太, 中村健二
(東北大学)

Loss Calculation of Field-Winding type Claw-Pole Motor based on Reluctance Network Analysis
Y. Ichikawa, K. Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

近年、モータの構造を3次元化することで、鉄心と巻線の空間利用率を高め、トルクを向上させるアイデアがいくつか提案されている。その中の一つである、界磁巻線型クローポールモータは、爪状の極を上下でかみ合わせた特殊な構造の回転子鉄心の中に、トロイダル状の界磁巻線を取めるため、巻線占有率を大幅に高めることができる。しかしながら、クローポールモータの特性算定には、3次元電磁界解析が必須であること、また電機子電流に加え、界磁電流も制御パラメータとなるため、駆動回路も含めた高速・高精度な解析が必要不可欠である。

先に筆者らは、リラクタンスネットワーク解析¹⁾(RNA)に基づき、界磁巻線型クローポールモータの特性算定法について検討を行い、トルク特性を高速・高精度に算定可能であることを明らかにした²⁾。

本稿では、モータの性能評価を行う上で欠かすことのできない、損失の算定手法について、検討を行ったので報告する。

RNAによる回転子表面の渦電流損の算定

Fig. 1に、クローポールモータの基本構成を示す。本モータの回転子は、爪状の極を上下でかみ合わせた特殊な構造を有するため、バルク状の鉄を削り出して製作する。そのため、回転子表面にはギャップ高調波磁束に起因する渦電流が生じる。RNAにおいて、このような渦電流を算定するためには、Fig. 2に示すように、導体を分割要素の形状・寸法と導電率から求まる電気回路網モデルで表し、磁気回路網モデルと連成すれば良い¹⁾。

Fig. 3に、回転子表面の電気回路網モデルの一部を示す。本モデルをクローポールモータの3次元磁気回路網モデルと連成することで、様々な運転状態における回転子表面の渦電流損を算定することが可能になる。Fig. 4に、回転子表面に生じる渦電流損の算定結果を示す。また比較のため、3次元有限要素法による算定結果も示す。この図を見ると、両者は良く一致しており、本手法の有用性が了解される。

参考文献

- 1) 一ノ倉, 田島, 中村, 吉田, 「磁気回路法によるモータの解析技術」, 科学情報出版 (2016)
- 2) 市川, 中村, 鄭, 栗本, 日本磁気学会論文特集号, 2, 29 (2018)

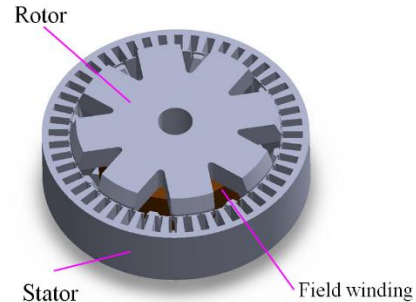


Fig. 1 Basic configuration of a claw-pole motor.

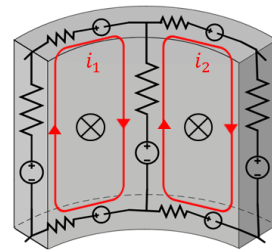


Fig. 2 Electric circuit model for calculating eddy current loss.

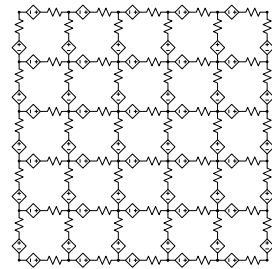


Fig. 3 Electric network model of a rotor surface of the claw-pole motor.

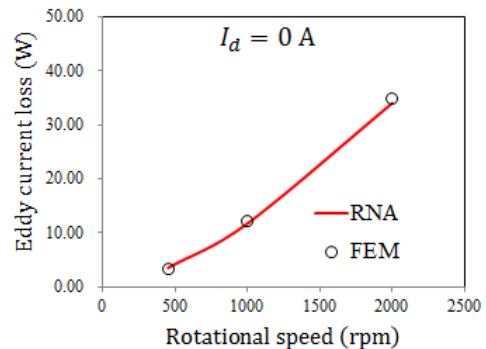


Fig. 4 Comparison of calculated eddy current losses.

移動支援機器用インホイール磁気ギヤードモータの高効率化

伊藤亘輝, 門松孝尚, 中村健二
(東北大学)

Efficiency Improvement of In-Wheel Magnetic-Geared Motor for Walking Support Machines

K. Ito, T. Kadomatsu, K. Nakamura
(Tohoku University)

1. はじめに

磁気ギヤードモータは、同一のトルク発生原理を有する永久磁石モータと磁気ギヤを、磁氣的に一体化させた構成を有するため、小型化や部品点数の削減が期待できる。先に筆者らは、試作機を用いて実現可能性と有用性を示したが、その一方で、効率についてはさらなる改善が必要であることが明らかになった¹⁾。

本稿では、3次元有限要素法 (3D-FEM) を用いて、トルク向上と損失低減の両面から磁気ギヤードモータの高効率化について検討を行った。次いで、これらの検討に基づき、改良機を試作して実証実験を行うとともに、移動支援機器への適用可能性についても評価したので報告する。

2. 改良型磁気ギヤードモータの構成

Fig. 1 に、改良型磁気ギヤードモータの基本構成と諸元を示す。本ギヤードモータは、磁束変調型磁気ギヤの内側回転子の内部に、回転磁界を発生させるための電機子を収めた構造を有する。これにより、磁束変調型磁気ギヤの内側回転子が、永久磁石モータの回転子も兼ねることになり、部品点数が削減される。モータ部は3相9スロット集中巻の固定子と4極対の内側回転子からなり、磁気ギヤ部はモータ部の回転子と、27極のポールピース、そして23極対の外側回転子で構成される。したがって、ギヤ比は5.75 (=23/4) となる。

3D-FEM によるトルク向上と損失低減の検討に基づき、同図の改良型磁気ギヤードモータは、固定子をオープンスロット構造、内側回転子を埋込磁石構造とし、固定子・回転子鉄心には6.5%Si-Feを採用した。なお、ポールピースの材質は圧粉磁心、磁石材料はNd-Fe-B焼結磁石である。

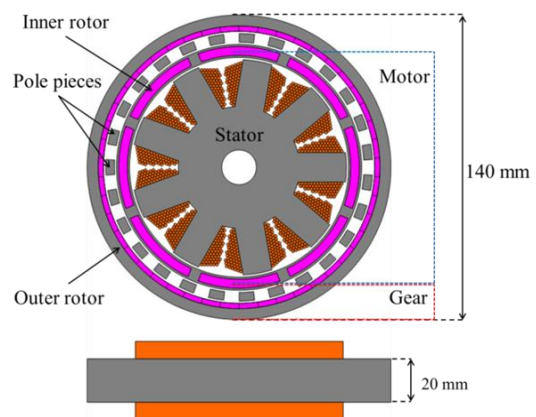
3. 実証実験および移動支援機器への適用評価

Fig. 2 に、実証実験の結果を示す。なお、この時の外側回転子の回転速度は174 rpmである。この図を見ると、最大効率は負荷トルク11 N·m時の84.7%であり、先行研究¹⁾に対して、約15%の向上を達成した。

さらに、移動支援機器への適用可能性について、改良機のトルク-速度特性や走行抵抗などを基に試算

したところ、路面が良好なアスファルトかつ低勾配時には、十分に適応可能であることが明らかになった。

なお、本研究の一部は JSPS 科研費 基盤(B) JP16H04310 の助成を受け行った。



| | |
|----------------------|------------|
| Inner rotor speed | 3162.5 rpm |
| Outer rotor speed | 550 rpm |
| Number of turns/pole | 59 turns |
| Winding space factor | 46.1% |
| Gap length | 1.0 mm × 3 |

Fig. 1 Specifications of the improved magnetic-geared motor.

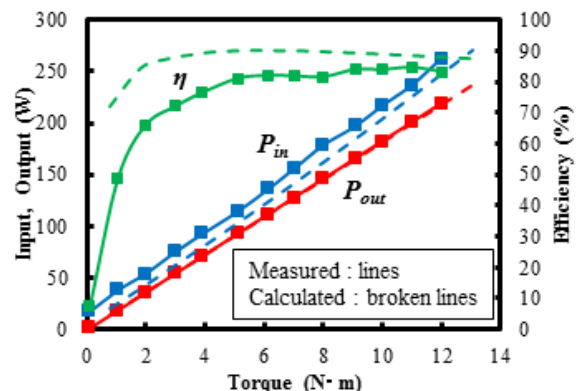


Fig. 2 Load characteristics of the trial magnetic-geared motor.

参考文献

- 1) 中村健二, 秋本一輝, 一ノ倉理, 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-16-037 (2016)

LLG 方程式を利用した鉄心加工劣化予測手法に関する検討

羽根 吉紀, 中村 健二, *吉岡 卓哉, *川瀬 剛志, *石川 智一
(東北大学, *(株)デンソー)

Deterioration Prediction Method of Magnetic Properties in Magnetic Core
due to Machining Process by using LLG Equation

Y. Hane, K. Nakamura, *T. Yoshioka, *T. Kawase, *T. Ishikawa
(Tohoku University, *DENSO CORPORATION)

はじめに

モータなどの電気機器の鉄心材料に使用される電磁鋼板は、製造工程における加工の際、結晶粒に歪みが生じ、この影響で磁気特性が劣化し、機器の性能が悪化することが知られている。したがって、電気機器の高性能化のためには、加工による磁気特性の劣化まで考慮した解析手法の確立と、それに基づく、鉄心材料の最適な加工法の構築が必要不可欠である。しかしながら、任意の鉄心材料の加工後の磁気特性を実測することは、実用上、必ずしも容易ではないことから、何らかの方法による推測が必要である。

そこで本稿では、電気機器への適用を目的として、文献 1)で提案された簡略化された LLG 方程式に着目し、加工前の材料の磁気特性を基に、加工後の特性を推定する手法について検討を行ったので報告する。

LLG 方程式を利用した加工後の鉄心材料の磁気特性の計算結果

Table 1 および Fig. 1 に、それぞれ考察に用いた試料の諸元および寸法を示す。試料 1 は加工していない状態の材料である。試料 2 は、試料 1 に対して圧延を施し、厚みを変化させたものである。

Fig. 2 に、各試料の直流ヒステリシスループの実測値を示す。この図を見ると、加工することでループの形状が元の状態から大きく劣化することがわかる。

次いで、加工前の材料の磁気特性をもとに加工後の特性を予測するにあたり、ここでは加工前後の保磁力の実測値の比を補正係数として、これを上述の LLG 方程式にパラメータとして与えた。

提案手法の妥当性を確認するために、上述の手法を用いて計算したヒステリシスループを実測値と比較検証した。Fig. 3 に、ヒステリシスループの実測値と計算値の拡大図を示す。この図を見ると、提案手法によって材料の磁気特性を精度良く算定可能であることが了解される。

参考文献

1) 古屋, 藤崎, 上原, 清水, 大島, 村上, 高橋: 「高周波駆動における電磁鋼板の鉄損評価解析」, 電学研資 SA-13-6, RM-13-6 (2013)

Table 1 Specifications of test samples.

| Sample No. | | 1 | 2 |
|--------------|-------------------|------|---|
| Rolled ratio | % | 0 | 3 |
| Density | kg/m ³ | 7600 | |

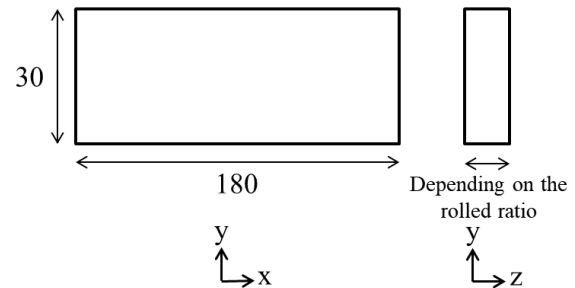


Fig. 1 Dimensions of the test samples.

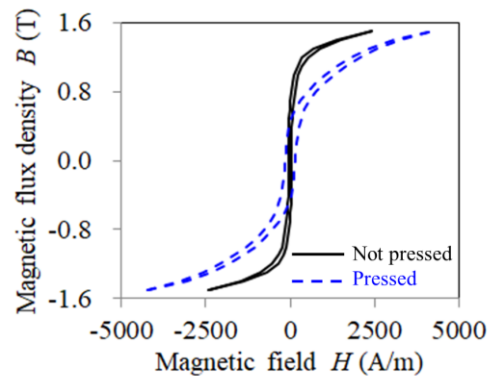


Fig. 2 Measured dc hysteresis loops.

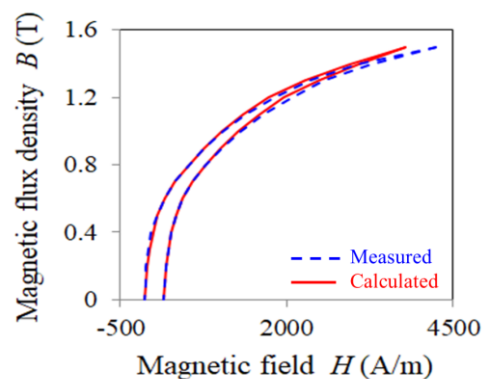


Fig. 3 Measured and calculated dc hysteresis loops.

埋込磁石型磁気ギヤのトルク向上に関する検討

水穴裕真, 中村健二, *鈴木雄真, *大石悠平, *立谷雄一, *操谷欽吾
(東北大学, *(株)プロスパイン)

Torque Improvement of Interior Permanent Magnet Magnetic Gear

Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, K. Kuritani

(Tohoku University, *Prospine Co., Ltd.)

はじめに

磁気ギヤは非接触で増減速可能であるため、機械式ギヤと比べて振動や騒音が小さく、保守性に優れる。その中でも磁束変調型磁気ギヤは、他の磁気ギヤと比べてトルク密度が高いことから¹⁾、実用化が期待されている。一方、回転子磁石には非同期の高調波磁束に由来する渦電流損が生じることが知られている。これに対し、回転子磁石をスポーク状に埋め込むことで、磁石渦電流損を低減する手法が提案されているが²⁾、有効磁束の減少に伴う、トルクの低下が懸念される。

本稿では、回転子磁石の形状に着目し、埋込磁石型 (IPM) 磁気ギヤのトルク向上に関する検討を行ったので報告する。

IPM 磁気ギヤのトルク向上に関する検討

Fig. 1 に、従来の IPM 磁気ギヤを示す。回転子磁石はスポーク状に埋め込まれており、磁気ブリッジがギャップ側に設けられている。また、バックヨークには非磁性のステンレスを用いることで、磁気回路の短絡を防いでいる。

Fig. 2 は、比較対象とした表面磁石型 (SPM) 磁気ギヤである。全磁石体積が、Fig. 1 の IPM 磁気ギヤと等しくなるように設計してある。

Fig. 3 に、本稿で提案する IPM 磁気ギヤを示す。内外回転子磁石の形状を台形にすることで、Fig. 1 および 2 の磁気ギヤと同体格のまま、磁石量を増加させた。また、磁気ブリッジをギャップ側ではなく、非磁性ヨーク側に設けることで、ブリッジ部での漏れ磁束の低減を図った。

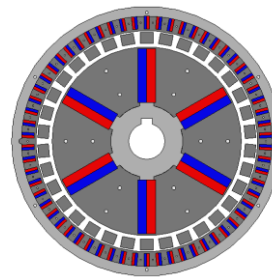
Fig. 4 に、3次元有限要素法で求めた、外側回転子の最大トルクと効率の算定結果を示す。なお、この時の高速側の回転数は 300 rpm である。同図(a)を見ると、提案する IPM 磁気ギヤ (Trapezoid) の最大トルクは 39.2 N·m であり、従来の IPM 磁気ギヤ (Conventional) の 2.5 倍以上であることがわかる。さらに、SPM 磁気ギヤに対しても、トルクは約 20% 上回っている。また、同図(b)から、効率についても提案の IPM 磁気ギヤが最も優れていることがわかる。

なお、本研究の一部は JSPS 科研費 基盤(B) JP16H04310 の助成を受け行った。

参考文献

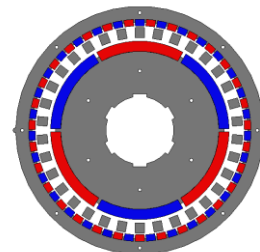
1) K. Atallah and D. Howe, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).

2) T. Ikeda, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **33**, 130 (2009).



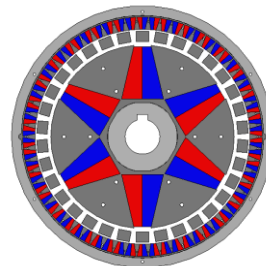
| | |
|-----------------------|------------------|
| Gear ratio | 10.33 |
| Outer diameter | 150 mm |
| Axial length | 25 mm |
| Inner pole-pairs | 3 |
| Outer pole-pairs | 31 |
| Number of pole-pieces | 34 |
| Core material | 35A250 |
| Magnet material | Sintered Nd-Fe-B |

Fig. 1 Specifications of a conventional IPM magnetic gear.



| | |
|-----------------------|------------------|
| Gear ratio | 10.33 |
| Outer diameter | 146 mm |
| Axial length | 25 mm |
| Inner pole-pairs | 3 |
| Outer pole-pairs | 31 |
| Number of pole-pieces | 34 |
| Core material | 35A250 |
| Magnet material | Sintered Nd-Fe-B |

Fig. 2 Specifications of an SPM magnetic gear.



| | |
|-----------------------|------------------|
| Gear ratio | 10.33 |
| Outer diameter | 150 mm |
| Axial length | 25 mm |
| Inner pole-pairs | 3 |
| Outer pole-pairs | 31 |
| Number of pole-pieces | 34 |
| Core material | 35A250 |
| Magnet material | Sintered Nd-Fe-B |

Fig. 3 Specifications of a proposed IPM magnetic gear.

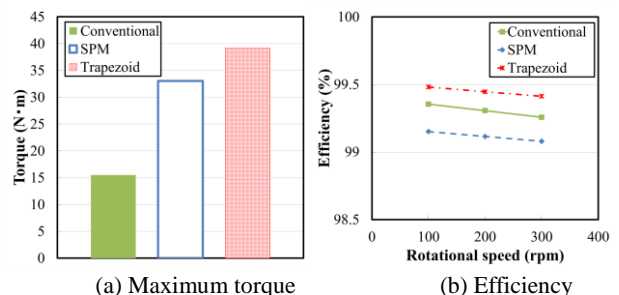


Fig. 4 Comparison of torque and efficiency of the magnetic gears.

横方向磁束型スイッチトリラクタンスモータの試作試験

小森谷 太希, 伊藤 裕貴, 中村 健二
(東北大学)

Prototype Tests of Transverse-Flux-type Switched Reluctance Motor

T. Komoriya, Y. Ito, K. Nakamura
(Tohoku University)

はじめに

我が国においては、総発電電力の約6割がモータで消費されている現状から、小型高出力で高効率な希土類磁石モータの需要が増大している。その一方で、希土類は高価であり、資源も偏在していることから、希土類が不要なモータに対する期待も高い。

スイッチトリラクタンスモータ (SRM) は、構成が簡単で堅牢、かつ永久磁石が不要であることから応用範囲の拡大が期待されている。ただし、希土類磁石モータと比べて、一般にトルクや効率は劣るなどの欠点がある。

これまで筆者らは、アキシヤルギャップ型など、構造の工夫による SRM のトルク向上に関して、様々な検討を行ってきた¹⁾。本稿では、新たに横方向磁束型 SRM (Transverse-Flux-type SRM: TFSRM) に着目し、3次元有限要素法 (3D-FEM) による解析・設計と、実証機の試作・試験を行ったので報告する。

TFSRM の基本構成と試作試験結果

Fig. 1 に、3相 TFSRM の基本構成を示す。各相は固定子、回転子ともに同数の C 形コアと、固定子コアの内側に収められたトロイダルコイルからなり、これを電気角で 120 度ずつ空間的位相をずらして、軸方向に積み重ねることで構成される。TFSRM は C 形コアを用いることから、一般的な無方向性ケイ素鋼板ではなく、より飽和磁束密度の高い方向性ケイ素鋼板が使用でき、コイルもトロイダル形状であることから巻線占積率を高めることができる。したがって、通常のラジアルギャップ型 SRM よりも大きなトルクが得られることが期待される。

Fig. 2 に、3D-FEM を用いて設計した TFSRM の試作機の外観と諸元を示す。モータの相数や極数などの基本構成は、Fig. 1 に示したものと同一である。

Fig. 3 に、トルク対速度特性を示す。この図を見ると、ほぼ設計通りであることがわかる。一方、Fig. 4 の電流密度対トルク特性を見ると、軽負荷領域では設計通りであるのに対して、負荷の増大に伴い、誤差が拡大していることがわかる。これは 3D-FEM において無視した、C 形コアの支持構造や相間干渉の影響であると考えられる。今後は、上記影響の評価と改善策について検討を行う予定である。

参考文献

1) 小野, 中村, 一ノ倉, “アキシヤルギャップ型 SR モータの構成に関する基礎的検討”, 日本磁気学会誌, 35, 106 (2011)

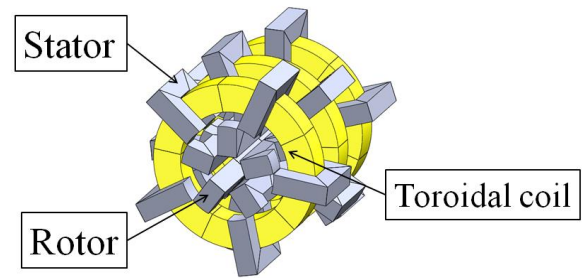


Fig. 1 Basic configuration of TFSRM.

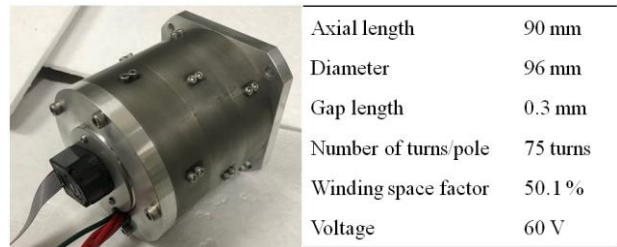


Fig. 2 Specifications of a prototype TFSRM.

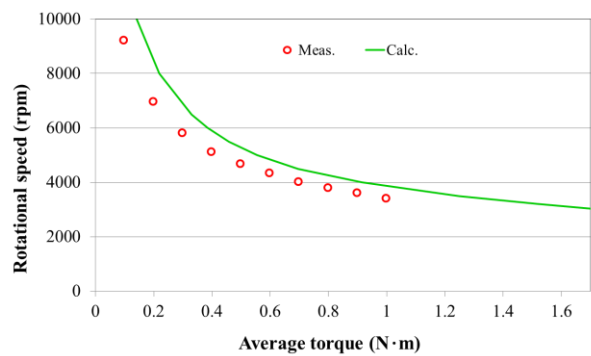


Fig. 3 Comparison of torque versus rotational speed characteristics.

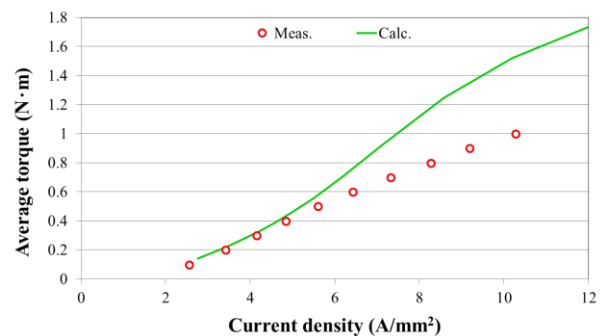


Fig. 4 Comparison of current density versus torque characteristics.

冷却ファン用高速回転モータの高効率化に関する検討

川村恭平, 中村健二, 一ノ倉理, *後藤博樹, **郭海蛟
(東北大学, *宇都宮大学, **東北学院大学)

Efficiency Improvement of High-Speed Cooling-Fan Motor

K. Kawamura, K. Nakamura, O. Ichinokura, *H. Goto, **H. J. Guo

(Tohoku University, *Utsunomiya University, **Tohoku Gakuin University)

はじめに

エネルギー変換システムの代表格であるスイッチング電源やモータドライブシステムは、常に小型高出力化が強く求められているが、出力密度の向上に伴い、局所的な損失の増大と、それに伴う発熱の問題が顕在化している。エネルギー変換システムにおける冷却手段としては、ファンによる強制風冷が一般的であるが、従来、これらのファンに用いられるモータはコストが最優先であったため、いわゆる矩形波駆動方式が採用され、効率も決して高く無い。一方で、冷却ファン用モータは常時駆動し続けることから、その効率改善はシステム全体の省エネルギー化に寄与するところが少なくない。

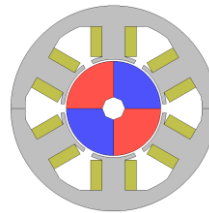
本稿では、今後重要視されることが確実な冷却ファン用モータの高効率化について、モータ構造の観点から検討を行ったので報告する。

2 種類の冷却ファン用モータの性能比較

本稿では、冷却ファン用モータとして、2種類の永久磁石モータを設計し、比較検討を行った。なお、設計目標は回転数を 12600 rpm、トルクを 200 mN・m とし、駆動は従来の矩形波では無く、高効率化のため、電流ベクトル制御による正弦波駆動を想定した。

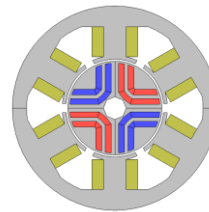
Fig. 1 および Fig. 2 に、設計した表面磁石型 (SPM) と埋込磁石型 (IPM) のモータの諸元を示す。どちらも3相6スロット4極のインナーロータ型であり、体格や巻線の仕様は同一である。また、高速回転に伴う磁石渦電流損を抑止するため、ネオジムボンド磁石を採用した。ただし、磁石性能という観点から見ると、ネオジム焼結磁石には劣るため、SPM モータについては、一般的な径方向着磁では無く、極異方性着磁を採用した。一方、IPM モータについては、磁石を2層とすることで、リラクタンストルクを増大させる工夫を施した。これらのモータについて、3次元有限要素法を用いて、特性の算定を行った。

Fig. 3(a)に、電流密度対トルク特性の算定結果を示す。この図を見ると、目標トルク到達時の電流密度は SPM モータの方が低いことがわかる。一方、同図(b)の損失特性を見ると、銅損は SPM モータの方が低い、それ以上に鉄損が大きいことがわかる。そのため、Fig. 4 の効率は IPM モータの方が、特に軽負荷側で上回っていることが了解される。



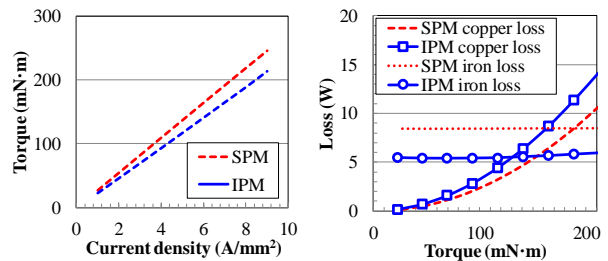
| | |
|-----------------------|----------------|
| Motor diameter | 54 mm |
| Rotor speed | 12600 rpm |
| Number of turns/pole | 48 turns/pole |
| Magnet pole pairs | 2 |
| Gap length | 0.5 mm |
| Material of magnet | Bonded Nd-Fe-B |
| Material of iron core | 35A300 |

Fig. 1 Specifications of an SPM motor.



| | |
|-----------------------|----------------|
| Motor diameter | 54 mm |
| Rotor speed | 12600 rpm |
| Number of turns/pole | 48 turns/pole |
| Magnet pole pairs | 2 |
| Gap length | 0.5 mm |
| Material of magnet | Bonded Nd-Fe-B |
| Material of iron core | 35A300 |

Fig. 2 Specifications of an IPM motor.



(a) Torque characteristics (b) Loss characteristics

Fig. 3 Comparison of basic characteristics of the SPM and IPM motors.

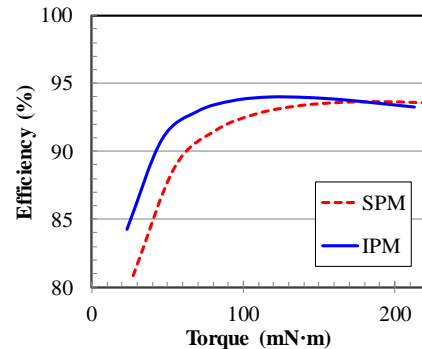


Fig. 4 Efficiency comparison of the SPM and IPM motors.

磁性塗布線を用いた近接効果に起因する交流抵抗の低減

鳥島健太, 山本達也, 卜穎剛, 水野勉, 本田祐樹*
(信州大、*日立金属株式会社)

Reduction of AC resistance caused by proximity effect using magnetocoated wire

K.Torishima, T.Yamamoto, Y.Bu, T.Mizuno, Y.Honda
(Shinshu Univ., *Hitachi Metals, Ltd.)

はじめに

電気電子機器は回路の駆動周波数を高周波化することで小型化, 軽量化が図られている。しかし, 駆動周波数の高周波化に伴い銅線では表皮効果, および近接効果に起因する抵抗が増加する¹⁾。そこで, 筆者らは近接効果に起因する抵抗を低減するために磁性塗布線(Magnetocoated wire 以下, MCW)を開発した。本論文では MCW でコイルを製作し, インピーダンスの測定結果について報告する。

コイルの構造

銅線(Copper wire 以下, COW)と MCW を用いたコイルを製作した。Fig.1 に COW と MCW の断面図を示した。MCW は銅(Cu)線の外周に磁性層が設けられている。磁性層にはファインメット® (FT-3)とポリイミドを混合した磁性コンポジット材料を使用した。Fig.2 にコイルの構造図を示した。広い周波数範囲における抵抗低減効果を確認するために, 巻数 $N=9, 144$ の2つのコイルを製作した。

測定結果

Fig.3 にコイルの抵抗-周波数特性の実測値を示した。9回巻のコイルにおいて, 周波数1 MHzのときのCOW, MCW の抵抗は, それぞれ 311 m Ω , 211 m Ω であった。COW の抵抗と比較して, MCW の抵抗は 32.1%低減した。また 144回巻のコイルにおいて, 周波数 10 kHz のときのCOW, MCW の抵抗は, それぞれ 5.0 Ω , 4.0 Ω であった。COW の抵抗と比較して, MCW の抵抗は 20.0%低減した。上述の抵抗の低減は磁性塗布線の近接効果の抑制に起因する。磁性塗布線は 10 kHz から 1 MHz の幅広い周波数範囲において交流抵抗が低減した。

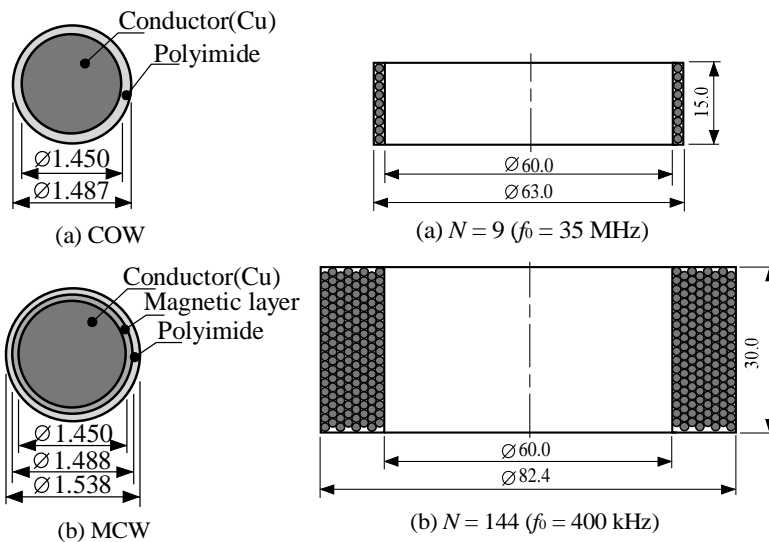


Fig. 1 Structure of wires (unit: mm).

Fig. 2 Structure of coils (unit: mm).

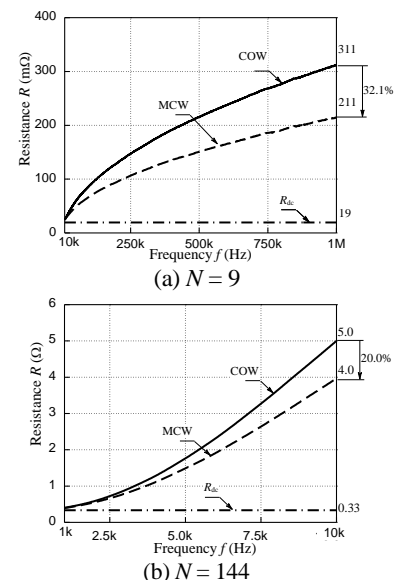


Fig. 3 Resistance vs. frequency characteristics of coils.

参考文献

- 1) T.Mizuno, S.Enoki, T.Hayashi, T.Asahina, and H.Shinagawa : Extending the Linearity Range of Eddy-Current Displacement Sensor With Magnetoplated Wire, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.43, No.2, pp543-548(2007)

有機インターポーザ内蔵 LLC 共振型 DC-DC コンバータ用 磁性微粒子複合材料磁心トランスの基礎検討

岡 亮太郎, 白澤 智寛, 石田 嵩, 秋山 知輝, 佐藤 敏郎, 曾根原 誠
(信州大学)

Fundamental study of a magnetic particle composite core transformer
for the LLC resonance DC-DC convertor embedded in an organic interposer

R. Oka, T. Shirasawa, S. Ishida, T. Akiyama, T. Sato, M. Sonehara
(Shinshu University)

はじめに

パソコンや携帯電話の高性能化・多機能化に伴い、それらに搭載される LSI は低電圧かつ大電流で駆動しているが、電源と LSI 間の配線における損失の増大が問題となっている。この問題の解決策の一つとして、電源回路を LSI パッケージに内蔵する手法が挙げられ、小型化できる利点もある¹⁾。

著者らは、大きな降圧比が期待でき、かつ数十 MHz スイッチング周波数の LLC 共振型 DC-DC コンバータに注目し、その有機インターポーザ内蔵を目指している。本稿では、その基礎検討として磁性微粒子複合材料磁心トランスの電磁界解析の結果について述べる。

解析方法

磁性微粒子複合材料磁心トランスの電磁界解析には、完全 3 次元 Full-wave 電磁界解析ソフトウェア (ANSYS; HFSS) を用いた。解析空間は、60 mm³ の十分広い自由空間を設定し、Fig. 1 に示すような LSI インターポーザ基板の積層工程で作製可能なトランスについて解析した。トランスは磁性微粒子複合材料シート内に埋め込まれている構造になっており、既報の有機インターポーザ内蔵プレーインダクタと同様な構造である^{2),3)}。複合材料には、高い比透磁率を有する鉄系アモルファス合金粉/エポキシ複合材料シートを想定した。また本稿では、一次巻線と二次巻線の間 (Fig. 1 (c) における赤枠線内) の複合材料シートの有無について比較した解析結果を述べる。

解析結果

LLC 共振型 DC-DC コンバータに本トランスを利用するにあたり、結合係数 k は重要である。本解析では、一般的な LLC コンバータのトランスにおける k である 0.9 程度を目標とした。Fig. 2 に本トランスにおける一次巻線と二次巻線間の複合材料シート有無の k の周波数特性を示す。同図より、一次巻線と二次巻線の間が複合材料シートでない非磁性のラミネーションシートの方が複合材料シートとするよりも k が高くなることが分かった。これは一次巻線から生じる磁束と二次巻線から生じる磁束が互いに打ち消し合い、 k が低減したと考えられる。以上より、一次巻線と二次巻線の間を非磁性シートにすることで目標の k が得られる可能性があり、今後はこの構造を基に有機インターポーザ内蔵 LLC 共振型 DC-DC コンバータの開発を進める予定である。発表当日は、詳細な解析結果について述べる。

参考文献

- 1) H. Kobayashi, et al.: *JMSJ*, **37**, 4, 314-319 (2013).
- 2) Y. Sugawa, et al.: *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 7, 4172-4175 (2013).
- 3) Y. Yazaki, et al.: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 11, #8401304 (2014).

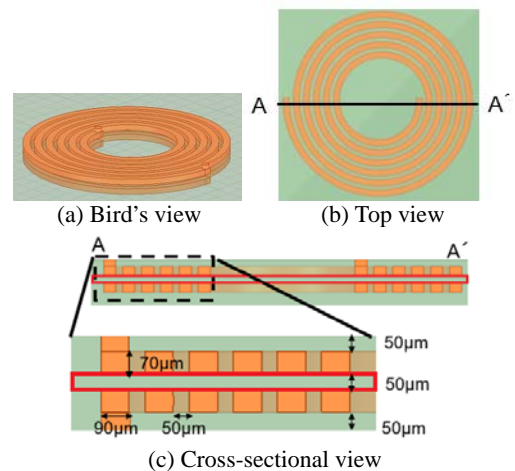


Fig. 1 Schematic view of analysis model in magnetic particle composite core transformer.

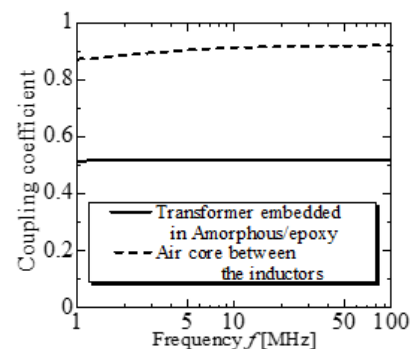


Fig. 2 Analysis results of frequency dependence of coupling coefficient k in the transformer.

磁気機能性流体による平面研磨用工具の設計

池田 慎治, 松葉 寿明*, 藤平 晃太郎*, 山本 久嗣*, 西田 均*
(公立小松大学, *富山高等専門学校)

Design of Micro Processing Tools for Flat Plate Utilizing Magnetic Functional Fluid
S. Ikeda, T. Matsuba*, K. Fujihira*, H. Yamamoto*, H. Nishida*
(Komatsu University, *National Institute of Technology Toyama College)

はじめに

磁気混合流体(MCF)はナノ、マイクロオーダーの磁性微粒子を分散させた感磁性コロイド溶液である。MCFに非磁性砥粒を混合した上で、磁界によって微粒子を磁気クラスタ化し、加工対象面に対して摩擦運動させ、精密加工を行う¹⁾²⁾。優れた加工特性が見出されている半面、効率的な工具設計の手法は確立されていない。工具形状の工夫とその効果について、磁界数値解析により明らかにすることを目的とした。

数値解析の方法と結果

本研究の対象は、平面を対象とした精密加工である。この加工の様子を Fig. 1 に示す。加工工具は先端を円錐状に絞った形状で、先端は半径 2.5 mm の平面である。先端を細くすることにより、狭い領域の加工が可能となる一方で、磁路としての磁気抵抗が大きくなり、回転運動による加工距離も短くなるため加工能力は低下する。よって、これらのトレードオフを踏まえた工具設計が重要となる。

先端のテーパ形状を変えて、微細加工を可能としつつ加工能力を高めることを目的として、磁界数値解析を行った。工具先端外周近傍($r = 2.5$)およびテーパ部上端近傍($r = 10.05$)の磁束密度を Fig. 2 に示す。

これまでの研究により、加工面における磁束密度が最大となるのは、工具先端の平面部の外周近傍であり、外周の外側の領域で加工量が最大であることが明らかとなっている。また、加工に必要な MCF を保持するために必要な磁束密度は、加工面において 0.18 T 程度あれば十分と見積もられている。テーパ長を 5.0 mm の短テーパとした工具による実験の結果、工具先端以外の部分でも多くの MCF が保持され、特にテーパ上端部での磁気クラスタ形成が目立った。加工面との距離が大きい場所に保持された MCF は加工に寄与しないため加工量は低下した。これは工具先端よりテーパ上端部の鈍角部に磁束が集中し、ここに多くの MCF が保持されるためであることが Fig. 2 の計算結果より裏付けられた。

今後、微細加工と良好な加工量を両立できる工具の設計を可能とするよう、検討を進める予定である。

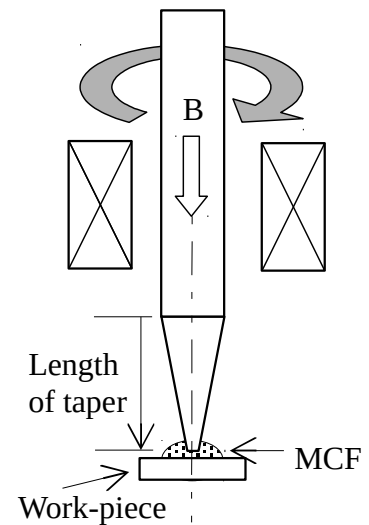


Fig.1 Schematic view of MCF Polishing for flat plate

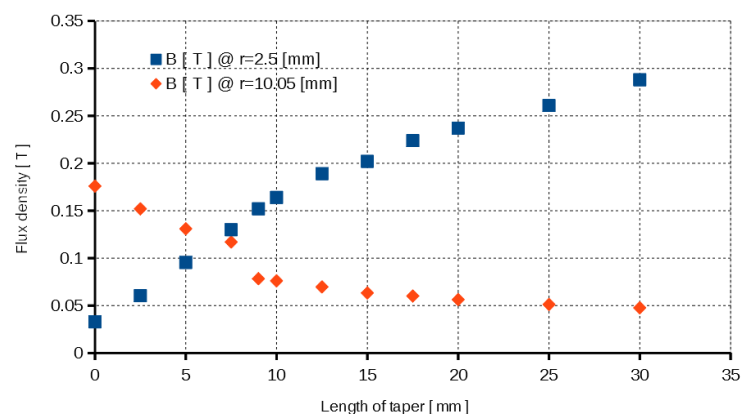


Fig.2 Magnetic flux density of edge part of polishing tools.

参考文献

- 1) H. Nishida, et. al., Journal of JSAEM, Vol 22, pp.286-292 (2014)
- 2) Hitoshi Nishida, et. al., Journal of JSEM, Vol. 12, No. 4, pp.361-368 (2012)

Controlling the all-in-all-out magnetic domains in pyrochlore iridate thin films and heterostructures

Y. Kozuka¹

¹National Institute for Materials Science, Tsukuba 305-0047, Japan

Domain walls of ferromagnetic or ferroelectric materials have attracted little attention as active elements of devices, but rather are considered to form as metastable objects of ferroic domains. In the case of ferromagnetic metal, domain walls frequently act as scatterers of electrons, deteriorating the device operation. Here we present transport properties of pyrochlore iridate thin films and heterostructures, where metallic conduction at the domain walls are theoretically proposed while the bulk is kept insulating in stark contrast to conventional ferromagnetic metal.

Pyrochlore materials, expressed as $A_2B_2O_7$ (A : rare-earth, B : transition metal), are composed of tetrahedral network of rare-earth and iridium sublattices, respectively as shown in Fig. 1. Characteristic of this compound is the all-in-all-out spin structure, where all the four spins at the vertices of a tetrahedron point inward or outward alternately due to the cooperation of strong spin-orbit interaction and spin frustration. Although the all-in-all-out spin structure is antiferromagnetic, there are clearly distinct two magnetic domains as shown in Fig. 1, which we call A domain and B domain for simplicity. While pyrochlore iridates are metallic in the paramagnetic phase above the Neel temperature T_N , the all-in-all-out spin structure is theoretically predicted to induce intriguing semimetallic or insulating phases below T_N ,¹⁾ depending on the strength of electron correlation tuned by the choice of rare-earth ions; the smaller the rare-earth ions are, the stronger the electron correlation is. Additionally, in the insulating phase, conducting domain walls are theoretically predicted,²⁾ followed by experimental observation by microwave impedance microscopy.³⁾ Although the electronic phases of the pyrochlore iridates have recently been gradually clarified experimentally, thin films are still difficult to fabricate and controlling the domain walls is not easily accessible in heterostructures. In this study, we aim at fabricating pyrochlore iridate thin films and heterostructures to artificially control the all-in-all-out magnetic domains.

The pyrochlore iridate thin films are fabricated by pulsed laser deposition using Y-stabilized ZrO_2 (111) substrates. The oxygen partial pressure and substrate temperatures are varied to find optimum growth conditions but the epitaxial $Eu_2Ir_2O_7$ films are not obtained probably due to low formation energy of pyrochlore iridates. Instead, we anneal the thin films after depositing amorphous films, resulting in successful formation of $Eu_2Ir_2O_7$ thin films. This method, so-called solid-state epitaxy, is also found to be applicable to pyrochlore iridate thin films with other rare-earth ions. X-ray diffraction and transmission electron microscope also show single crystalline $Eu_2Ir_2O_7$ thin films are formed.⁴⁾ For controlling the all-in-all-out magnetic domain wall, we have fabricated $Eu_2Ir_2O_7/Tb_2Ir_2O_7$ heterostructures.⁵⁾ Eu^{3+} is nonmagnetic, while Tb^{3+} has a large magnetic moment of $J = 6$. Thus, we expect that magnetic domains of $Eu_2Ir_2O_7$ is not sensitive to external magnetic field and the domains of $Tb_2Ir_2O_7$ may be switched by magnetic field. Figure 2 shows magnetoresistance (MR) of $Eu_2Ir_2O_7$ and $Tb_2Ir_2O_7$ thin films. In the case of $Eu_2Ir_2O_7$, MR does not show hysteresis, but

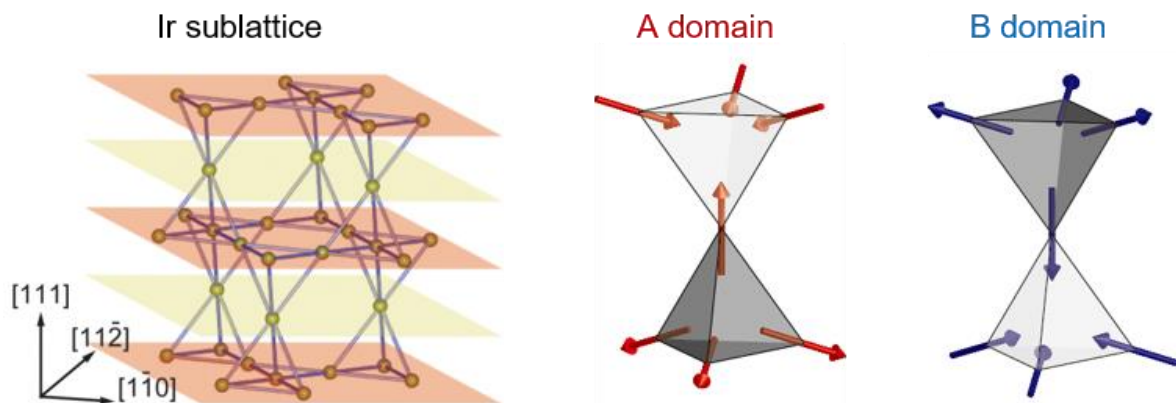


Fig. 1. Ir sublattice of pyrochlore iridate $A_2Ir_2O_7$ (A : rare-earth) and spin structures of two all-in-all-out magnetic domains (A domain and B domain).

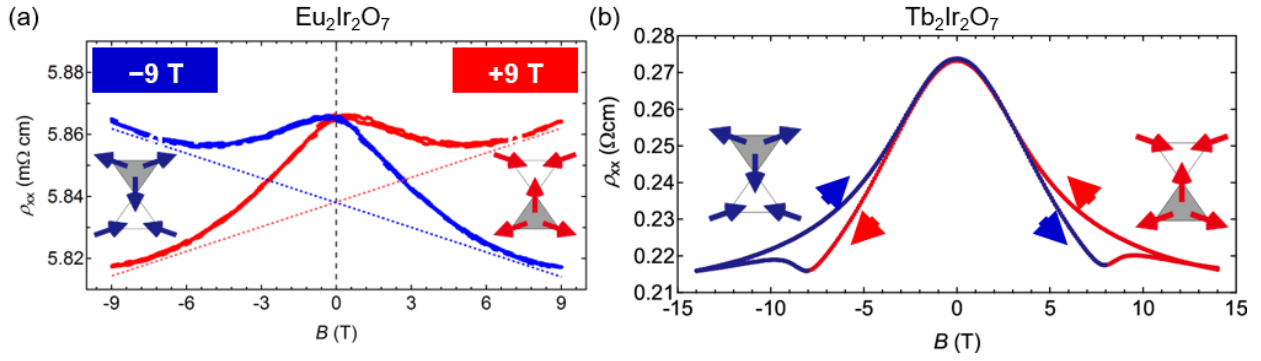


Fig. 2. Magnetoresistance of (a) $\text{Eu}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ and (b) $\text{Tb}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ thin films at 2 K. For $\text{Eu}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ thin film, magnetoresistance is measured after cooling the sample under +9 T and -9 T, while that of $\text{Tb}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ thin film shows double hysteresis, indicating domain switching. The insets are expected domains of Ir spins.

is asymmetric with respect to magnetic field. The sign of the asymmetric part is inverted between positive and negative field cooling, which suggests that all-in-all-out magnetic domain is selectively stabilized by the polarity of the magnetic field. In contrast, MR possesses double hysteresis for the $\text{Tb}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ thin film, suggestive of magnetic domain switching.⁶⁾ The stabilization of the all-in-all-out domains can be visualized by scanning SQUID microscopy.⁷⁾ Although all-in-all-out spin structure in the cubic symmetry does not produce dipole moment, subtle distortion of the lattice can hold dipole moment, the sign of which depends on the all-in-all-out magnetic domain. Figure 3 shows the images of scanning SQUID microscope. Under zero-field cooling, magnetic domains are clearly observed. After warming up and cooling down the sample from 130 K under positive magnetic field, uniform shift of magnetic field is observed. This result clearly demonstrates the above assumption that the all-in-all-out magnetic domains can be selectively stabilized by cooling magnetic field.

Finally, we fabricated $\text{Eu}_2\text{Ir}_2\text{O}_7/\text{Tb}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ heterostructure and measured the magnetoconductance at the interface as shown in Fig. 4. The interface conductance exhibits hysteresis. Obviously, interface conductance is higher when the magnetic domains of $\text{Eu}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ and $\text{Tb}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ layers are opposite than when those magnetic domains are the same. This result indicates that the domain wall conduction is successfully controlled in the heterostructure with selective domain stabilization.

The scanning SQUID measurement was performed under the Inter-university Cooperative Research Program of the Institute for Materials Research, Tohoku University (Proposal No. 15K0063).

Reference

- 1) X. Wan *et al.*, Phys. Rev. B **83**, 205101 (2011).
- 2) Y. Yamaji and M. Imada, Phys. Rev. X **4**, 021035 (2014).
- 3) E. Y. Ma *et al.*, Science **350**, 538 (2015).
- 4) T. C. Fujita *et al.*, Sci. Rep. **5**, 9711 (2015).
- 5) T. C. Fujita *et al.*, Phys. Rev. B **93**, 064419 (2016).
- 6) T. C. Fujita *et al.*, Phys. Rev. Mater. **2**, 011402(R) (2018).
- 7) Y. Kozuka *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 224417 (2017).

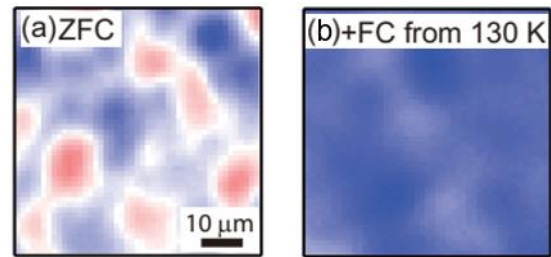


Fig. 3. Scanning SQUID images of a $\text{Tb}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ thin film at 4.7 K after (a) zero-field cooling and (b) cooling under positive magnetic field from 130 K.

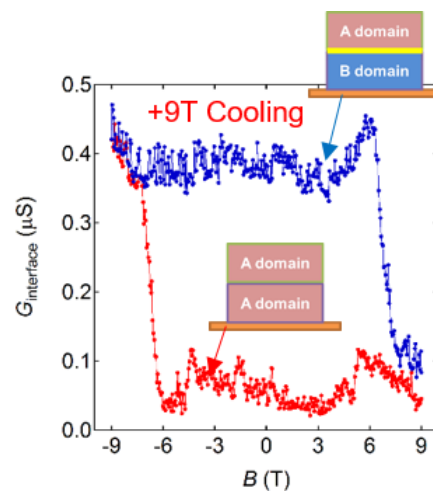


Fig. 4. Conductance at the $\text{Eu}_2\text{Ir}_2\text{O}_7/\text{Tb}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ heterointerface after cooling under +9 T.

Atomic-scale studies of structural and electronic properties in functional transition metal oxide thin films using scanning tunneling microscopy/spectroscopy

Ryota Shimizu^{1,2}

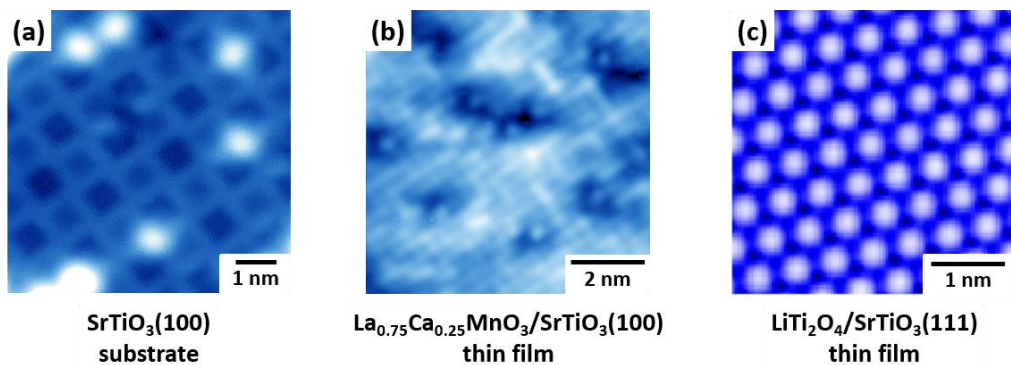
¹School of Materials and Chemical Technology, Tokyo Institute of Technology, ²JST-PRESTO

Discovery of high- T_c superconductivity in cuprate has triggered enormous attention on strongly-correlated electron systems in transition metal oxides for decades. To elucidate the mechanism of exotic physical properties, many progressive efforts have been made to dramatically improve the resolution in measurements such as angle-resolved photoemission spectroscopy and scanning tunneling microscopy/spectroscopy (STM/STS). Nowadays, these techniques are widely used to understand structural and electronic properties in a variety of bulk cleavable materials as well as layered perovskite oxides. However, due to the poor cleavability, there are few reports on atomic-scale studies of three-dimensional perovskite oxides.

To overcome this problem, we focused on high-quality epitaxial thin films as a specimen, and *in-situ* studied the structures and electronic states on the thin film surfaces of transition metal oxides at the atomic level. For this purpose, we constructed ultrastable low-temperature STM combined with pulsed laser deposition (PLD) system[1] to eliminate the influence of surface contamination. In this talk, I show our atomic-scale investigations of SrTiO₃(100) substrates[2] (Fig. 1(a)) and thin film surfaces of perovskite-type La_{0.75}Ca_{0.25}MnO₃ (ferromagnet, Fig. 1(b))[3] and spinel-type LiTi₂O₄ (superconductor, Fig. 1(c))[4] using low-temperature STM/STS.

On a La_{0.75}Ca_{0.25}MnO₃/SrTiO₃(100) thin film surface, we observed uniaxial zigzag ($\sqrt{2} \times \sqrt{2}$) stripes with two orthogonal domains, accompanying an energy gap at the Fermi level. Combined with theoretical calculations, we found that the electrical dead layer (gap opening) at the surface is induced by the relaxation of the topmost truncated octahedra (MnO₅) correlated with the Mn 3d orbital reconstruction[3]. Furthermore, on a LiTi₂O₄/SrTiO₃(111) thin film surface, we succeeded in the observation of clear triangular lattices and superconducting properties (gap and vortex state) in tunneling spectra[4]. Thus, our PLD-STM studies open a path for atomic-scale visualization of functional transition metal oxides with three-dimensional structures.

This work was performed by the collaboration with Prof. T. Hitsugi, Dr. K. Iwaya, Dr. T. Ohsawa, Dr. Y. Okada, Prof. S. Shiraki, Dr. T. Hashizume, Dr. Y. Ando, Dr. E. Minamitani, and Prof. S. Watanabe. This work was also supported by KAKENHI, JST-PRESTO, and WPI Program.



Figures: STM images on (a) SrTiO₃(100) substrate and (b) La_{0.75}Ca_{0.25}MnO₃(100) and (c) LiTi₂O₄(111) thin films.

References

- [1]: Iwaya *et al.*, Rev. Sci. Instrum. (2011), J. Vac. Sci. Technol. (2012),
- [2]: Shimizu *et al.*, ACS Nano (2011), Appl. Phys. Lett. (2012), J. Am. Chem. Soc. (2014).
- [3]: Shimizu *et al.*, Cryst. Growth & Des.(2014), 2016 Autumn Meeting in The Physical Society of Japan
- [4]: Okada *et al.*, Nat. Commun. (2017).

Origin of interfacial ferromagnetism between perovskite transition-metal oxides LaNiO₃ and LaMnO₃

M. Kitamura^{1,2}, K. Horiba¹, M. Kobayashi¹, E. Sakai¹, M. Minohara¹, R. Yukawa¹, D. Shiga¹, K. Amemiya¹, T. Nagai³, Y. Nonaka⁴, G. Shibata⁴, A. Fujimori⁴, H. Fujioka², and H. Kumigashira¹

¹Institute of Materials Structure Science, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba 305-0801, Japan

²Institute of Industrial Science, The University of Tokyo, Meguro-ku 153-8505, Japan

³National Institute for Material Science, Tsukuba 305-0044, Japan

⁴Graduate School of Science, The University of Tokyo, Bunkyo-ku 113-0033, Japan

Heterointerfaces between perovskite transition-metal oxides have attracted much attention because of their novel electronic and/or magnetic properties that are absent in their bulk form. Recently, it has been reported that an unusual spin order occurs in a paramagnetic LaNiO₃ (LNO) layer in the heterointerface region with a “ferromagnetic” LaMnO₃ (LMO) layer, resulting in the appearance of the exchange bias between the two oxides¹. For understanding these exotic magnetic properties appearing at the heterointerface between LNO/LMO, it is indispensable to elucidate the relationships between the electronic states at the heterointerface, especially the interfacial charge transfer between Ni and Mn ions, and the interfacial ferromagnetism. In this study, we have investigated the electronic and magnetic states of both the transition-metal ions in the interfacial region by utilizing the elemental selectivity and surface (interface) sensitivity of x-ray absorption spectroscopy (XAS): The changes in valence of both ions caused by the interfacial charge transfer and resultant spatial distributions of the transferred charges are determined by XAS, while the induced magnetization by magnetic circular dichroism (MCD) of XAS.

The XAS measurements on toplayer for both LNO/LMO and LMO/LNO bilayers demonstrated the occurrence of the electron transfer from LMO layers to LNO layers ($\text{Ni}^{3+} + \text{Mn}^{3+} \rightarrow \text{Ni}^{2+} + \text{Mn}^{4+}$) in the interface region². Thus, to evaluate the spatial distribution of the interfacial charge transfer, we have measured the thickness dependent XAS spectra of *underlayers* for LNO/LMO and LMO/LNO bilayers as shown in Fig. 1. As can be seen in Fig. 1, the XAS spectra exhibit the small but distinct spectral modulation reflecting the valence changes due to the interfacial electron transfer. Furthermore, a closer look reveals that the spectral change of Mn-*L*_{2,3} XAS are totally saturated by 1-ML LNO deposition on LMO layer, while that of Ni-*L*_{2,3} XAS seems to continue up to 3–4 ML deposition of LMO overlayer on LNO. These results demonstrate that the spatial distribution of the interfacial charge transfer is significantly different between the two layers. Judging from the saturation of spectral change in the underlayer, the interfacial region subject to the charge transfer is evaluated to be about 1 ML for the LNO side, while 3–4 ML for the LMO side². Meanwhile, the Ni-*L*_{2,3} x-ray MCD spectra of LMO/LNO/LMO sandwiched structures revealed that net magnetization was induced only in the Ni²⁺ ions at a 1-ML LNO layer adjacent to the interface owing to the interfacial charge transfer. As for the counterpart Mn ions, the magnetic moment increased from that of LMO bulk within the 3–4 ML LMO layers from the interface where the transferred holes were distributed. Furthermore, both magnetic moments were ferromagnetically coupled to each other. These results suggest that the stabilization of ferromagnetism in LMO layers due to the interfacial charge transfer and the resultant ferromagnetic coupling between Ni and Mn spins are keys to understanding the induced net magnetization in Ni ions at the interface.

Reference

- 1) M. Gibert *et al.*, Nat. Mater. **11**, 195 (2012).
- 2) M. Kitamura *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 111603 (2016).

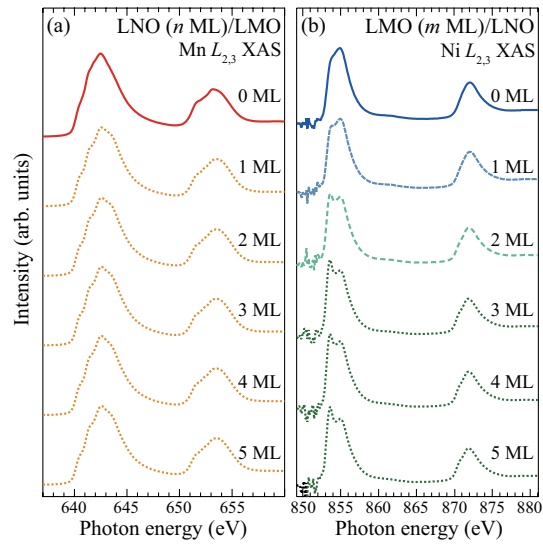


Fig. 1 (a) Mn- $L_{2,3}$ XAS spectra of the LMO *underlayer* of LNO/LMO bilayers (b) Ni- $L_{2,3}$ XAS spectra of the LNO *underlayer* of LMO/LNO bilayers.

Ferroelectric and Magnetic Properties in Room-Temperature Multiferroic GaFeO₃-type Thin Films

T. Katayama¹, S. Yasui², Y. Hamasaki³, and M. Itoh²

¹The University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan

²Tokyo Institute of Technology, Yokohama 226-8503, Japan

³National Defense Academy, Kanagawa 239-8686, Japan

Multiferroic materials exhibiting ferromagnetic and ferroelectric properties in a single phase have been eagerly studied due to their fascinating physics and novel technological applications such as fast-writing, power-saving, and non-destructive data storage. However, such multiferroic materials rarely exhibit both spontaneous magnetization and polarization at room temperature. GaFeO₃-type iron oxides are promising multiferroic materials due to the coexistence of a large spontaneous magnetization and polarization near and above room temperature as well as their multiferroic properties such as magnetic-field-induced modulation of polarization. GFO consists of one tetrahedral (T_d) Ga1 site and three octahedral (O_h) Ga2, Fe1, and Fe2 sites. The ferrimagnetism in GFO is derived from superexchange antiferromagnetic interactions between Fe ions, where the Fe ion magnetic moments at Ga1 and Fe1 sites are antiparallel to those at Ga2 and Fe2 sites. Especially, the Fe $3d^5$ orbital at the Fe2 site has strong hybridization with O $2p$ orbitals, producing a large spin-orbit interaction. This interaction leads to a much larger coercive field (H_c) of 20 kOe at 300 K in GFO-type Fe₂O₃ nanoparticles compared to other room-temperature multiferroic materials. For the ferroelectricity in GFO films, a unique mechanism of polarization switching is predicted. The displacement length of the metal cations at the Fe1 and Fe2 sites can reach as high as 1.2 Å during polarization switching, whereas that of conventional perovskite ferroelectrics such as BaTiO₃ is about 0.1 Å. Such a large displacement of magnetic Fe ions should realize a novel magnetoelectric effect.

To realize large magnetoelectric properties and applications of GFO films, the ferroelectric and ferrimagnetic properties at room temperature must be controlled. A key point for the existence of both ferroelectricity and ferrimagnetism at room temperature is to understand the relationship between the constituent composition at each cation site and the original character. Thus, a systematic investigation of multiferroicity as a function of the compositional ratio of Ga and Fe is important for a fundamental understanding and future applications. In this study, we fabricate high-quality Ga_xFe_{2-x}O₃ epitaxial thin films ($x = 0.0$ – 1.0) and systematically investigate their ferroelectric and ferrimagnetic properties. All films exhibit out-of-plane ferroelectricity and in-plane ferrimagnetism simultaneously. The coercive electric field (E_c) monotonically decreases with x . Additionally, increasing x reduces the coercive force (H_c) but enhances the saturated magnetization (M_s) at room temperature, according to the site of Ga ions. Finally, we demonstrate the room-temperature magnetocapacitance effects of the GFO films. The E_c , H_c , and M_s values can be widely controlled in ranges of 400–800 kV/cm, 1–8 kOe, and 0.2–0.6 μ_B /f.u at room temperature by changing x , respectively. Because such ferroelectric and magnetic ranges differ from those of well-known room-temperature multiferroic BiFeO₃, GFO-type iron oxides may expand the variety of room-temperature multiferroic materials.

Reference

- 1) M. Gich, *et al.*, Adv. Mater. **26**, 4645 (2014).
- 2) S. Mukherjee, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 087601 (2013).
- 3) T. Arima, *et al.*, Phys. Rev. B **70**, 064426 (2004).
- 4) T. Katayama, *et al.*, Adv. Funct. Mater. **28**, 1704789 (2018).
- 5) T. Katayama, *et al.*, Chem. Mater. **30**, 1436 (2018).
- 6) T. Katayama, *et al.*, J. Mater. Chem. C **5**, 12597 (2017).
- 7) T. Katayama, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **110**, 212905 (2017).

Synthesis and spectroscopic analysis of novel ordered alloy with large uniaxial magnetic anisotropy

Masaki Mizuguchi and Koki Takanashi
(Institute for Materials Research, Tohoku University, Japan)

A large uniaxial magnetic anisotropy is a fascinating feature for magnetic materials because it gives birth to various intelligent functions. For instance, materials with a large uniaxial magnetic anisotropy are promising for the application to high-density magnetic storage devices since the thermal stability of magnetization is kept even in a nanometer scale. Furthermore, large uniaxial magnetic anisotropy energy (K_u) is one of the crucial matters to realize next-generation strong hard magnets. It is well known that L1₀-ordered alloys such as FePt, CoPt, and FePd show considerably large K_u . However, they include noble metals, thus it is an indispensable subject to find a noble metal-free large magnetic anisotropy ferromagnet. It is known that iron meteorites contain L1₀-ordered FeNi phase, so-called “tetraetaenite”, which induces unique magnetic properties different from usual Fe-Ni alloys. It has been reported that L1₀-ordered FeNi has a large K_u of 1.3×10^7 erg/cm³ for a bulk sample¹⁾. However, there have been no studies on the fabrication of L1₀-ordered FeNi thin films. We have been trying the fabrication of L1₀-ordered FeNi films by alternate monatomic layer deposition or the sputtering method for several years²⁻¹⁸⁾. In this talk, we present a review on the recent progress of our study on the synthesis and characterization of L1₀-ordered FeNi films. The maximum value of K_u , which was estimated from magnetization curves, reached 9.0×10^6 erg/cm³. The largest order parameter, which was estimated from XRD spectra, was 0.48. K_u monotonously increased with the order parameter. We also fabricated Ni/Fe superlattices with different layer thickness and investigated their magnetic properties to understand magnetic anisotropy in Ni/Fe system including L1₀-ordered FeNi. The spectroscopic analysis of the electronic structures of these films by the photoemission spectroscopy (PES) and the magnetic circular dichroism (MCD) measurements were made using a synchrotron radiation. The origin of the large uniaxial magnetic anisotropy will be discussed. In addition, recent progress on the synthesis of L1₀-ordered FeNi bulks by a chemical method will be also presented¹⁹⁾.

This work was partly supported by JST under Collaborative Research Based on Industrial Demand “High Performance Magnets”.

Reference

- 1) J. Paulevé *et al.*, J. Appl. Phys. **39**, 989 (1968).
- 2) T. Shima *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **310**, 2213 (2007).
- 3) M. Mizuguchi *et al.*, J. Appl. Phys. **107**, 09A716 (2010).
- 4) M. Mizuguchi *et al.*, J. Magn. Soc. Jpn. **35**, 370 (2011).
- 5) T. Kojima, M. Mizuguchi *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **266**, 012119 (2011).
- 6) M. Kotsugi, M. Mizuguchi *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **266**, 012095 (2011).
- 7) T. Kojima, M. Mizuguchi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **51**, 010204 (2012).
- 8) M. Kotsugi, M. Mizuguchi *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **326**, 235 (2013).
- 9) T. Kojima, M. Mizuguchi *et al.*, Surf. Sci. **326**, 235 (2013).
- 10) M. Ogiwara, M. Mizuguchi *et al.*, Appl. Phys. Lett., **103**, 242409 (2013).
- 11) T. Kojima, M. Mizuguchi *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter, **26**, 064207 (2014).
- 12) M. Kotsugi, M. Mizuguchi *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter, **26**, 064206 (2014).
- 13) T. Kojima, M. Mizuguchi *et al.*, J. Phys. D, **47**, 425001 (2014).
- 14) T. Tashiro, M. Mizuguchi *et al.*, J. Appl. Phys., **117**, 17E309 (2015).
- 15) K. Mibu, M. Mizuguchi *et al.*, J. Phys. D, **48**, 205002 (2015).
- 16) T. Kojima, M. Mizuguchi *et al.*, Thin Solid Films, **603**, 348 (2016).
- 17) K. Takanashi, M. Mizuguchi *et al.*, J. Phys. D, **50**, 483002 (2017).
- 18) T. Tashiro, M. Mizuguchi *et al.*, J. Alloys Compd. **750**, 164 (2018).
- 19) S. Goto, M. Mizuguchi *et al.*, Scientific Reports, **7**, 13216 (2017).