

日本磁気学会論文特集号

8 巻 1 号

ONLINE ISSN: 2432-0471

Electronic Journal URL: <https://www.jstage.jst.go.jp/browse/msjtmjsj/-char/ja/>

CONTENTS

Hard and Soft Magnetic Materials

FeCo-based FeCoBPSiCr Amorphous Alloy and Powder with High Saturation Magnetic Flux Density and Corrosion Resistance Y. Kajiura, A. Hasegawa, M. Hosono, K. Yoshidome, S. Otsuka, H. Ohkubo, and H. Matsumoto	1
アモルファスリボンと樹脂による複合材料を用いた振動発電 上倉拓郎・後藤太一・石山和志	6
La 添加した Fe-Ga 薄膜における構造と磁気特性 西名竜哉・室賀 翔・宮崎孝道・遠藤 恭	10

Physics of Magnetism, Utilization of High Magnetic Fields

時間変調磁性メタマテリアルに向けたスピン流誘起透磁率変調の評価 児玉俊之・菊池伸明・岡本 聡・大野誠吾・富田知志	15
ランダウ理論から見た磁化状態の熱安定性と反転磁場 三俣千春・小嗣真人・岡本 聡	21

Measurement Technique, High-frequency Devices, Magnetic Imaging

位相情報を含んだ近傍磁界測定によるクロストーク観察 菅原祐介・後藤太一・石山和志	25
直交フラックスゲート型歪センサの特性評価 千田健太・後藤太一・石山和志	30

Power Magnetics

磁束変調型磁気ギヤの空隙磁束密度波形の実測と分析 岡崎晃洋・角 貴則・中村健二・進士智一・武田啓司	35
分布巻埋込磁石モータのリラクタンストルク向上のためのフラックスバリア形状に関する検討 田村一樹・中村健二・成瀬賢哉・萱野雅浩	40
小型 EV 用インホイール・アキシシャルギャップ型 SR モータの駆動領域拡大に関する検討 西海悠介・中澤貫太・中村健二	45
RNA に基づく昇圧リアクトル機能を有するモータの出力特性算定に関する検討 張 磊・吉田征弘・櫻井 将・半田修士・田島克文	52

磁束変調型磁気ギヤの損失のトルク依存性に関する検証	朝雛えみり・中村健二	57
Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた高トルク IPMSM に関する検討		
..... 武田一真・吉田征弘・吉田理恵・阿部将裕・多田秀一・山本宗生・田島克文		62
水平方向からの磁場を用いた柔軟鋼板の磁気浮上		
(2自由度モデルを考慮した制御システムの実験的検討)		
..... 鬼塚晴大・遠藤文人・黒田純平・内野大悟・小川和輝・池田圭吾・		
加藤太郎・成田正敬・加藤英晃		67

Board of Directors of The Magnetism Society of Japan

President:	Y. Takemura
Vice Presidents:	T. Ono, A. Kikitsu
Directors, General Affairs:	H. Yuasa, T. Yamada
Directors, Treasurer:	A. Yamaguchi, S. Murakami
Directors, Planning:	M. Mizuguchi, Y. Okada
Directors, Editorial:	S. Yabukami, T. Taniyama
Directors, Public Relations:	K. Kakizaki, R. Umetsu
Directors, International Affairs:	H. Kikuchi, Y. Nozaki
Specially Appointed Director, Contents Control & Management:	K. Nakamura
Specially Appointed Director, Societies & Academic Collaborations:	A. Saito
Specially Appointed Director, IcAUMS:	H. Yanagihara
Auditors:	K. Kobayashi, H. Saito



FeCo-based FeCoBPSiCr Amorphous Alloy and Powder with High Saturation Magnetic Flux Density and Corrosion Resistance

Y. Kajiura, A. Hasegawa, M. Hosono, K. Yoshidome, S. Otsuka*, H. Ohkubo* and H. Matsumoto

Materials Research Center, TDK Corporation, 656-1 Minamihadori, Narita-shi, Chiba 286-0805, Japan

*Magnetics Business Group, TDK Corporation, 1-14-38 Takarada, Tsuruoka-shi, Yamagata 997-0011, Japan

Soft magnetic materials are required to obtain high saturation magnetic flux density (B_s) and corrosion resistance for suppressing the magnetic saturation and supporting usage environments in power supplies of information and communication technology (ICT) devices with large current driving. This study investigated the magnetic characteristics, amorphous stability, and corrosion behavior of $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88-x-y}\text{B}_{11}\text{P}_x\text{Si}_y\text{Cr}_1$ and conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloys. A metallic ribbon comprising $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ exhibited high B_s of 1.71 T and amorphous forming ability of 87 μm , sufficient to obtain a single amorphous phase even in powder morphology. The $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy ribbon with a high corrosion potential of -520 mV showed better corrosion resistance than conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy with a low corrosion potential of -677 mV in water immersion tests. The $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder comprised a single amorphous phase and exhibited high B_s of 1.61 T, the same as that of the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powder. Furthermore, an inductor using the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder exhibited high DC-bias characteristics and excellent corrosion resistance compared to that using the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powder. The results suggested that inductor using the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder with high DC-bias characteristic and excellent corrosion resistance contribute to correspond to large current and high reliability of ICT devices.

Key words: soft magnetic materials, amorphous alloys, powders, corrosion resistance, inductors

1. Introduction

Recently, the demand for the Internet of Things (IoT) devices has increased significantly owing to the need for miniaturization of electronic devices with high performance and power density. In particular, inductors must exhibit excellent DC-bias characteristics corresponding to high-wattage ICs with large currents for high-power-density driving. Therefore, instead of ferrite materials with saturation magnetic flux density (B_s) < 0.5 T, inductors composed of metallic soft magnetic materials with $B_s > 1.0$ T, such as Fe-based amorphous and nanocrystalline alloys, are widely used to suppress magnetic saturation by a large current¹⁻⁵⁾. Currently, Fe-based soft magnetic materials are used as magnetic core materials for inductors. Moreover, achieving a high B_s is necessary to obtain high DC-bias characteristics. By contrast, inductor materials must possess high corrosion resistance to operate under usage environments. Moreover, from the perspective of sustainable development goals (SDGs), materials with high corrosion resistance are becoming increasingly important because they can be used for longer periods than those with low corrosion resistance. However, the corrosion resistance of a high B_s type Fe-based soft magnetic material is reduced by including a high Fe content due to achieving a high B_s

⁶⁻⁷⁾. The corrosion resistance of Fe-based soft magnetic materials with crystal grains, such as Fe-Si and Fe-based nanocrystalline alloys, is decreased because corrosion preferentially progresses from the grain boundaries⁸⁻⁹⁾. Therefore, we focused on Fe-based amorphous alloys without crystal grains and reported a novel Fe-based $(\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30})\text{BPSiCr}$ alloy with high B_s and corrosion resistance¹⁰⁾.

2. Experimental procedure

Master alloy ingots with FeCoBPSiCr and FeSiBC were prepared by induction melting using commercial raw materials such as Fe (99.9 mass %), Co (99.8 mass %), B (99.5 mass %), Si (99.999 mass %), Cr (99.9 mass %), and pre-alloyed FeP (99.9 mass %) in Ar. A single-roller melt-spinning method in Ar atmosphere was used to produce rapidly solidified ribbons with a width of 1 mm and thickness ranging from 60 μm to 105 μm . The structures of the as-quenched ribbons were identified by X-ray diffractometry (XRD) and transmission electron microscopy (TEM). The amorphous forming ability was determined from the thickness of the as-quenched ribbon with a single amorphous phase. To this end, as-quenched ribbons of varying thicknesses were fabricated. The maximum ribbon thickness without crystallization was determined to be the critical thickness. In particular, the degree of amorphous forming ability was indicated by the maximum as-quenched ribbon thickness without

Corresponding author: Y. Kajiura
(e-mail: yoshiki.kajiura@tdk.com).

crystallization, and a thickness of more than 60 μm was decided as a minimum critical thickness for powder production. The densities of the ribbons were measured using the Archimedeian method with kerosene as the solvent. The B_s was measured using a vibrating sample magnetometer (VSM) under a maximum applied field of 1600 kA/m. Coercivity (H_c) was measured using an automatic coercive force meter (K-HC1000, Tohoku Steel Co.) under a maximum applied field of ~ 160 kA/m. The corrosion resistance was investigated using the corrosion potential (E_{corr}) and corrosion current density (i_{corr}) measured by linear sweep voltammetry (LSV) using a potentiogalvanostat. In a 0.5-M NaCl aqueous solution, the sweep speed for a spontaneous potential was 0.833 mV/s from -300 mV to $+300$ mV using both Ag/AgCl reference and Pt counter electrodes. After a 4-h immersion test in pure water, the appearance of a 20- μm -thick metallic ribbon was observed with an optical microscope. FeCoBPSiCr and FeSiBC powders were fabricated via gas atomization using high-pressure water. The average diameter of the powder was measured using a laser diffraction particle analyzer (HELOS). The densities of the powders were measured using a He gas pycnometer with a He purity of 5 N. The particle morphology of the powders was observed by scanning electron microscopy (SEM). Particle circularity (C) was determined as follows:

$$C = 2\sqrt{\pi A}/P \quad (1)$$

where A is the particle area, and P is the perimeter determined using particle imaging (Morphologi-G3, Malvern Instruments). The thermal kinetic behavior was measured using differential scanning calorimetry (DSC) at a heating rate of 0.67 K/s. Inductor with the size of 2.0 (L) mm \times 1.2 (W) mm \times 0.8 (H) mm were prepared using the FeCoBPSiCr and FeSiBC powders. The products were plated with Ni after fabrication using the pressure-forming method with a Cu coil and resin-dispersed FeCoBPSiCr or FeSiBC particles. The permeability (μ) of the ring core with dimensions of 11 mm in outer diameter, 6.5 mm in inner diameter, and 2.5 mm in height at 1 MHz was measured by an impedance analyzer under a field of 0.13 A/m, and core loss (P_v) was measured by a BH analyzer with 10 mT at 2 MHz. The DC bias characteristics of the inductance (L) were measured using an LCR meter at a maximum applied current of 9 A. The products were observed under an optical microscope.

3. Results

3.1 Dependence of alloy characteristics on the composition of $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88-x-y}\text{B}_{11}\text{P}_x\text{Si}_y\text{Cr}_1$

The dependence of amorphous forming ability and B_s on the compositions of $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88-x-y}\text{B}_{11}\text{P}_x\text{Si}_y\text{Cr}_1$ alloys were investigated. Fig. 1 (a) shows the dependence of

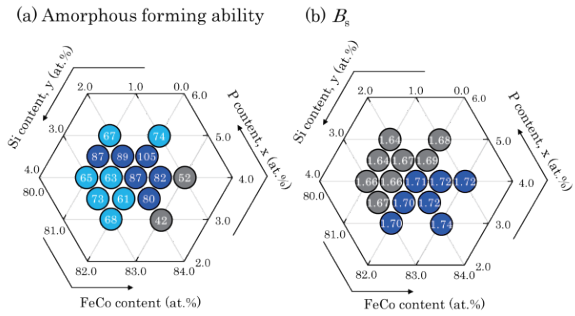


Fig. 1 Dependence of (a) amorphous forming ability and (b) B_s on the compositions of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88-x-y}\text{B}_{11}\text{P}_x\text{Si}_y\text{Cr}_1$ alloys.

amorphous forming ability on the compositions of $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88-x-y}\text{B}_{11}\text{P}_x\text{Si}_y\text{Cr}_1$ alloys. These alloys exhibited high amorphous forming ability ranging from 61 μm to 105 μm in the wide composition range. In particular, a high amorphous forming ability above 80 μm was observed for P contents of (3.5 to 4.5) at. % and Si contents of (1.5 to 2.0) at. %. Fig. 1 (b) shows the dependence of B_s on the compositions of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88-x-y}\text{B}_{11}\text{P}_x\text{Si}_y\text{Cr}_1$ alloys. A high B_s of more than 1.7 T was observed at high FeCo contents of more than 82 at. %, Si contents of (1 to 3) at. % and P contents of (3 to 4) at. %. From the above results, it is considered that composition optimizations for P, Si, and FeCo in the alloy are essential to achieve a high B_s and amorphous forming ability. Therefore, these results suggest that the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ alloy has the optimum composition because it exhibits a high amorphous forming ability of 87 μm with a $B_s > 1.7$ T.

The magnetic characteristics, corrosion potential, and corrosion current density of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ alloy and the high- B_s -type conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy with images of the metallic ribbon that appeared after the immersion tests are listed in Table 1.

The $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy showed the favorable magnetic characteristics compared to the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy and a higher amorphous forming ability than the conventional alloy. In addition, the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy exhibited higher corrosion resistance than the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy in the appearance of the metallic ribbon after the immersion tests. In contrast, although the ribbon appearance of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy clearly showed

Table 1 Magnetic characteristics of B_s and H_c , corrosion characteristics of E_{corr} and i_{corr} , density of ribbons and optical microscope images of metallic ribbons in the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloys after 4-h immersion tests in pure water.

Composition	B_s (T)	H_c (A/m)	E_{corr} (mV)	i_{corr} ($\mu\text{A}/\text{cm}^2$)	Amorphous forming ability (μm)	Density (g/cm^3)	Ribbon appearance after immersion test
$(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$	1.71	20.4	-520	23.7	87	7.69	
$\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$	1.69	25.7	-677	53.1	60	7.38	

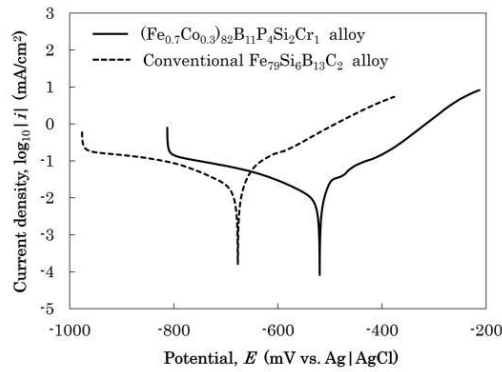


Fig. 2 Anodic polarization curves in 0.5 M NaCl aqueous solution at 0.833 mV/s sweep rate of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy metallic ribbons.

a metallic color on the surface, the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy showed significant red rust on the surface. Fig. 2 shows the anodic polarization curves in 0.5-M NaCl aqueous solution at 0.833 mV/s sweep rate of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy metallic ribbons. High E_{corr} of -520 mV and low i_{corr} of $23.7 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy led to the excellent corrosion resistance compared to the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy. Therefore, from the above results, the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy showed higher B_s and corrosion resistance than the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy.

3.2 Powderization of $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy

The morphology of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder was investigated. Fig. 3 shows the SEM images of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder, whereas Fig. 4 shows the particle circularities of $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powders. The $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder consisted of spherical particles with smooth surfaces (Fig. 3). In addition, the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder showed a high circularity of 0.981 compared to the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powder with a low

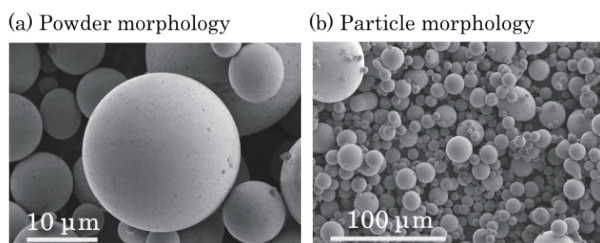


Fig. 3 SEM images of the (a) powder and (b) particle morphology in the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder.

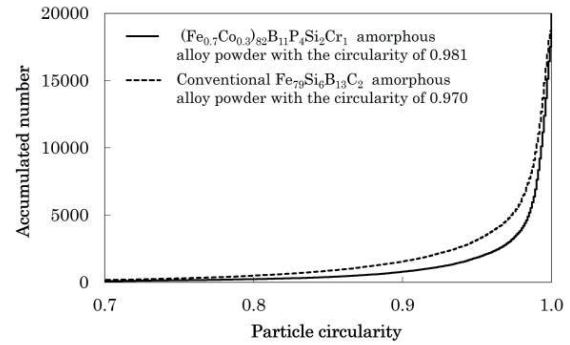


Fig. 4 Particle circularity of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powders.

circularity of 0.970, as shown in Fig. 4.

Fig. 5 shows the melting point (T_m) and liquid phase point (T_l) of $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powders. Low T_m and T_l were observed for the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder compared to those of the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powder. The viscosity of the melting alloy strongly depends on the ΔT ($= T - T_m$, where T indicates the molten metal temperature during atomization), and the viscosity decreases by increasing ΔT . This suggests that the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder with the low T_m of 1270 K is low viscosity of molten metal during atomization compared to the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powder with high T_m of 1360 K^{11,12}). Moreover, spherical particles are easily obtained in case the alloy with low viscosity in the gas-atomized process¹³). Therefore, it is considered that particles with high circularity were obtained by the viscosity of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy molten metal during atomization, which was low due to the low T_m of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy.

Fig. 6 shows a TEM image of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy particles with the selected area electron diffraction (SAED) pattern. The $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder was composed of a single amorphous phase. The XRD

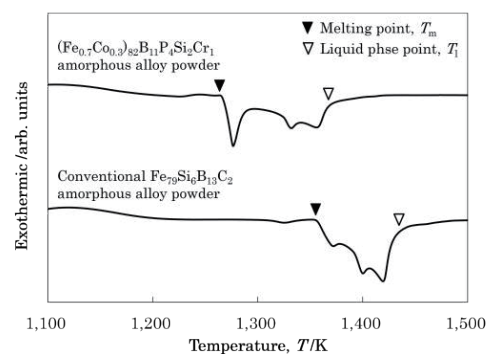


Fig. 5 DSC curves of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powders.

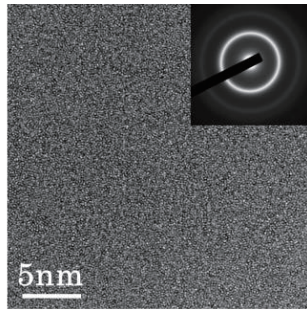


Fig. 6 TEM image of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy particle with SAED pattern.

patterns of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powders are shown in Fig. 7. The $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder shows a halo pattern, indicating an amorphous structure with the same level of amorphous stability as that of the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powder. Therefore, the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy with an amorphous forming ability of more than 80 μm can be fabricated as the amorphous powder consists of a single amorphous phase.

3.3 Electro-magnetic characteristics of $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder

Table 2 lists the representative characteristics of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powders. The $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder showed the same B_s level (1.61 T) as that of the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powder. However, a slightly higher permeability was observed in the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder because H_c of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder was lower than that of the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powder. In addition, although B_s of the powders decreased compared with that of the metallic ribbons, it is considered that B_s decrease led to a decrease in the density of the powders. In gas atomization, hollow

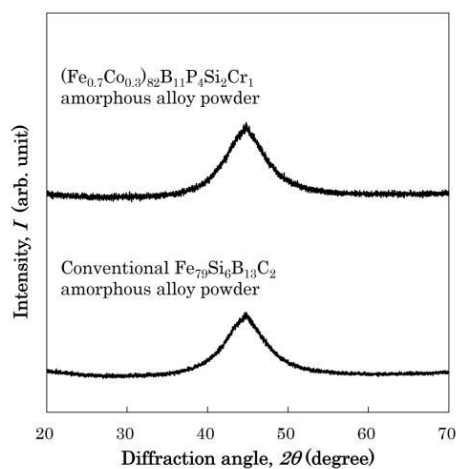


Fig. 7 XRD patterns of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ alloy powders.

Table 2 Average diameter, density of powders, packing density, magnetic characteristics of B_s and H_c , electro-magnetic characteristics of μ_i , and P_{cv} in the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powders.

Composition	Average diameter (μm)	Density (g/cm^3)	B_s (T)	H_c (A/m)	Packing density (%)	μ_i	P_{cv} (kW/m^3)
$(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$	20.7	7.30	1.61	80	73.9	25.1	745
$\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$	22.4	7.12	1.60	137	73.6	24.2	774

particles including air are observed especially in the powder, which is presumed the cause of the decrease in the density of the powders.

Fig. 8 shows the DC-bias characteristics of inductors with the dimensions of 2.0 (L) mm \times 1.2 (W) mm \times 0.8 (H) mm fabricated by using the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powders. Moreover, their appearances are shown in Fig. 9. The inductor fabricated using the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder showed slightly better DC-bias characteristics than those fabricated using the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powder. It is considered that the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder exhibited a slightly high DC bias characteristic in the inductor consisting of the integrally molded structure with Cu coil and magnetic core because a packing condition of that was improved by the high circularity of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder. However, further investigation is required regarding the relationship between the particle circularity and DC-bias characteristics.

In addition, the inductor fabricated using the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder exhibited excellent corrosion resistance compared with that fabricated using the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powder.

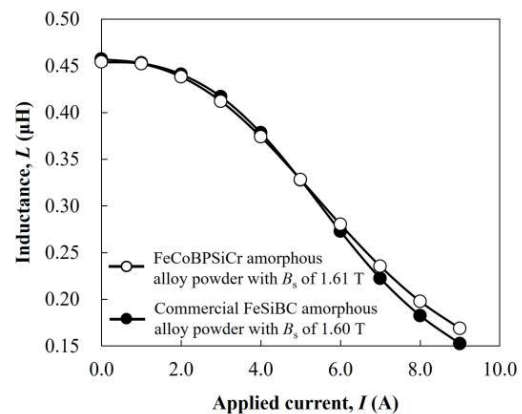


Fig. 8 DC-bias characteristics of the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powders.

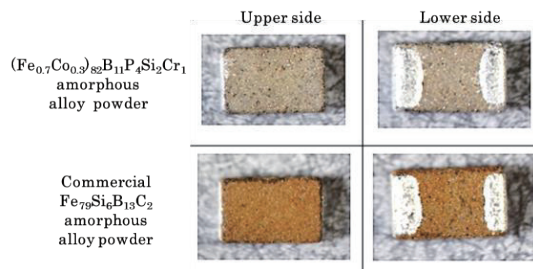


Fig. 9 Optical microscope images of products with the dimensions of 2.0 mm (L) \times 1.2 (W) mm \times 0.8 (H) mm using the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ and the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powders.

Even after cutting and electrode plating, the inductor fabricated using the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder exhibited a gray color with the same color as the powder itself. In contrast, red rust was clearly observed on the surface of the product fabricated using the conventional $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powder. From the above results, the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy with B_s of more than 1.7 T is recognized that the alloy shows a high B_s of 1.61 T and an excellent corrosion resistance in also the powder. Therefore, the inductor fabricated using $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder contribute to the miniaturization of electronic devices by exhibiting high DC-bias characteristics. Moreover, their excellent corrosion resistance contributes to maintaining a high reliability in various usage environments.

4. Conclusions

The magnetic characteristics, amorphous stability, and corrosion behavior of $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{88-x-y}\text{B}_{11}\text{P}_x\text{Si}_y\text{Cr}_1$ amorphous alloys and powder were investigated in this study. The conclusions drawn from the results are as follows.

(1) $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy exhibited a high amorphous forming ability of 87 μm , which is required for powderization, and a high B_s of 1.71 T.

(2) With regard to the corrosion behavior, the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy with a high E_{corr} value of -520 mV and a low i_{corr} value of 23.7 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ showed a higher corrosion resistance than commercial $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy without red rust on the metallic ribbon surface when immersed in pure water.

(3) The $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder consisted of a single amorphous phase, as observed from the TEM images and XRD and SAED patterns.

(4) An inductor using the $(\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{0.3})_{82}\text{B}_{11}\text{P}_4\text{Si}_2\text{Cr}_1$ amorphous alloy powder exhibited high DC-bias characteristics and excellent corrosion resistance compared to that using the commercial $\text{Fe}_{79}\text{Si}_6\text{B}_{13}\text{C}_2$ amorphous alloy powder.

References

- 1) F. Luborsky, J. Becker, J. Walter, H. Liebermann: *IEEE Trans. Magn.*, **15**, 1146 (1979).
- 2) A. Kojima, S. Ito, A. Makino and A. Inoue: *Mater. Trans. JIM*, **42**, 1535 (2001).
- 3) Y. Yoshizawa, S. Oguma and K. Yamauchi: *Appl. Phys.*, **64**, 6044 (1988).
- 4) A. Urata, H. Matsumoto, S. Yoshida and A. Makino: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 3177 (2011).
- 5) H. Matsumoto, Y. Kajiura, M. Hosono, A. Hasegawa, H. Kumaoka, K. Yoshidome, S. Mori: *AIP Advances*, **12**, 035312 (2022).
- 6) D.D. Coimbra, G. Zepon, G.Y. Koga, D.A. Godoy Perez, F.H. Paes de Almeida, V. Roche, J.-C. Lepretre, A.M. Jorge Jr., C.S. Kiminami, C. Bolfarini, A. Inoue, W.J. Botta: *J. Alloys Compd.*, **826**, 154123 (2020).
- 7) G. Palumbo, D. Dunikowski, R. Wirecka, T. Mazur, U. Lelek-Borkowska, K. Wawer, J. Banas: *Materials*, **14**, 5084 (2021).
- 8) Y. Han, F.L. Kong, F.F. Han, A. Inoue, S.L. Zhu, E. Shalaan, F. Al-Marzouki: *Intermetallics*, **76**, 18 (2016).
- 9) D.D. Xu, B.L. Zhou, Q.Q. Wang, J. Zhou, W.M. Yang, C.C. Yuan, L. Xue, X.D. Fan, L.Q. Ma, B.L. Shen: *Corros. Sci.*, **138**, 20 (2018).
- 10) A. Hasegawa, Y. Kajiura, M. Hosono, K. Yoshidome, H. Matsumoto: *AIP Advances*, **13**, 025120 (2023).
- 11) M. Hirai: *ISIJ International*, **33**, 1182, (1993).
- 12) V. S. Tsepelev and Y. N. Starodubtsev: *Nanomaterials*, **11**, 108 (2021).
- 13) E. S. Barreto, M. Frey, J. Wegner, A. Jose, N. Neuber, R. Busch, S. Kleszczynski, L. Madler and V. Uhlenwinkel: *Materials & Design*, **215**, 110519 (2022).

Received Oct. 12, 2023; Accepted Dec. 9, 2023

アモルファスリボンと樹脂による複合材料を用いた振動発電

Vibration energy harvesting using composite materials of amorphous ribbon and resin

上倉拓郎^{a,b)}, 後藤太一^{b)}, 石山和志^{b)†}

^{a)}東北大学大学院 工学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6 (〒980-8579)

^{b)}東北大学 電気通信研究所, 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

Takuo Kamikura^{a,b)}, Taichi Goto^{b)} and Kazushi Ishiyama^{b)†}

^{a)}Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., 6-6 Aramaki Aza Aoba, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

^{b)}RIEC Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

We propose a novel system for generating vibration power using composite amorphous ribbons as an alternative to cantilevers. While the cantilever is effective for narrowband vibration, the structure of this system is effective for broadband vibration. To prove the effectiveness of this structure, we measured the change in magnetic properties of the composite amorphous ribbon with and without compressive stress applied and the power generation properties under vibration with a low amplitude and arbitrary frequency. In the measurement of the magnetic properties, the change in magnetic flux density tended to increase as the strain increased. In the measurement of the power generation characteristics, a power generation of 19.2 μ W was obtained even at a vibration frequency of 700 Hz and an amplitude of 450 nm, which is not the resonance frequency. The theoretical and experimental values from the two experiments were consistent, confirming that the inverse magnetostriction effect was responsible for the power generation. Therefore, we conclude that the novel structure for generating vibration power using composite amorphous ribbons is effective for low-amplitude broadband vibration.

Key words: energy harvesting, vibration power generation, composite material, soft magnetic materials, broadband vibration

1. はじめに

近年, IoT デバイスの動力源である電池の交換や廃棄に関する諸問題がネットワーク社会に対する大きな課題とされている¹⁾. そこで, 環境に存在する希薄なエネルギーを収穫して電力に変換する, 環境発電技術²⁾を利用した発電デバイスが開発されている. 光³⁾, 熱⁴⁾, 振動⁵⁾, 電磁波⁶⁾等がエネルギー源として挙げられているが, 中でも振動は低消費電力機器への電力供給源として注目されている⁶⁾. 振動を用いた発電方式は大きく分けて電磁誘導方式¹⁾, 静電誘導方式⁷⁾, 圧電効果⁸⁾を用いた方式と3つある. 本研究では特に, 磁歪材料であるアモルファスリボンが持つ逆磁歪効果を利用した電磁誘導方式の振動発電に注目してきた⁹⁾. また, これまで同種の研究で行われてきた片持ち梁構造に代えて発電可能な周波数帯域が広く, バイアス磁界の均一性にも優れた筒状にアモルファスリボンを成形した構造を提案した¹⁰⁾. 本報告では, 酸化防止や耐久性の向上を目的として紫外線硬化樹脂を用いて筒状アモルファスリボンを複合材料化し, 圧縮応力印加時の BH 曲線の測定・発電実験を行った.

2. 新しい振動発電機構の提案

片持ち梁構造に代わる振動発電機構として Fig. 1 のような構造を提案する. シンプルな構造の筒状に巻いた磁歪材料の周りを樹脂でコーティングした試料である. また, 中心部に磁石を挿入しており, 逆磁歪式振動発電に必須となるバイアス磁界を均一に与えている. 発電する際は試料の周囲にコイルを巻き, 軸方向に応力の印加と除荷を振動によって繰り返し与えて発電する. 軸方向

に圧縮応力を印加すると, 円周方向に引っ張り応力が発生する. その結果, 逆磁歪効果により円周方向に磁化容易軸が誘導され, 熱処理によって軸方向を向いていた磁気モーメントが円周方向に変化する. よって, コイル内の磁束密度が時間変化し, フェラデーの電磁誘導の法則から電圧に変換される.

従来の逆磁歪式振動発電手法の片持ち梁と比較すると, 振動周波数とバイアス磁界の均一性に特徴がある.

まず, 使える周波数帯域が片持ち梁では共振周波数付近に限定され狭く, 新構造では環境周波数¹¹⁾全体に対応しており広いことである. 片持ち梁構造では, 共振周波数でのみ大きな振動が得られることから, 発電に活用できる周波数の帯域は狭くなる. それに対して新構造では, 共振を利用しないことから環境に存在する数十 Hz~数 kHz の帯域すべてにおいて電圧を発生させることができ, 使える周波数帯域が広い. この性質により複数の周波数を持つ振動源のエネルギーを有効に活用することができ, 複数の周波数を持つ実際の環境下では, 新構造の方が取り出せる電力量の総量は大きくなる.

加えて, バイアス磁界の均一性は新構造に優位性がある. 逆磁歪効果による磁束密度変化量はバイアス磁界量によって変動し, 最も変化が大きくなるバイアス磁界を印加し続けることが発電量を取り出す上で最も効率が良くなる. しかし, 片持ち梁構造や U 字型デバイス¹²⁾ は梁を大きく揺らすことで発電するため, 磁気回路内の空隙が変動し, 逆磁歪式振動発電に必要な直流バイアスの量が振動とともに最適値から外れ, 発電量が想定よりも小さくなる. したがって, 片持ち梁構造は狭帯域の振動に有効なのに対して, 新構造は広帯域の振動に対して有効であると言える. これらを含む比較表を Table 1 に示す.

Corresponding author: K. Ishiyama

(e-mail: kazushi.ishiyama.d8@tohoku.ac.jp).

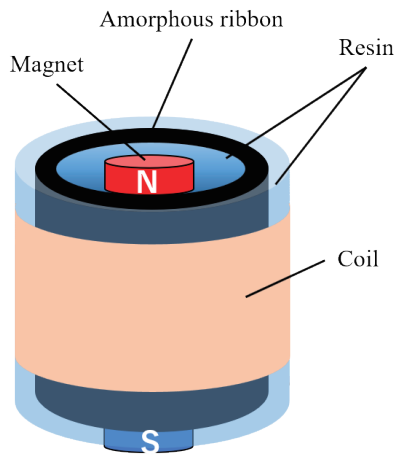


Fig. 1 Schematic diagram of structure for vibration power generation.

Table 1 Comparison of new structure and cantilever.

Points	New structure	Cantilever
Available frequency bands	Broad	Narrow
Uniformity of bias magnetic field	○	△
Device strength	○	△
Ease of installation	△	○
Power generation by bias magnetic field	—	○

○: Good, △: Bad, —: Not at all

3. 実験方法

3.1 試料の作成方法

2605HB1Mのアモルファスリボン(プロテリアル製, ヤング率: 120 GPa)を20 mm × 100 mmに切り出して, 直径8 mm × 高さ20 mmになるように筒状に丸める. さらに, 磁界中で熱処理を行い, 軸方向に磁気異方性の誘導・加工時の歪取りを行った. また, 酸化防止や耐久性の向上を目的として筒状のアモルファスリボンを紫外線硬化樹脂(ヤング率: 1.67 GPa¹³⁾)に埋め込み複合化を行う. 出来上がったアモルファスリボンと紫外線硬化樹脂を複合化させた試料(以下「複合アモルファスリボン」という)の中心に磁石を挿入するため直径2 mmの穴をあけた.

また発電実験では, 試料周囲におよそ12 mmの幅で線径60 μmのコイルを3840ターン巻いた. また, アモルファスリボンにBH曲線から求まる最適なバイアス磁界8.3 kA/mがかかるように表面磁束密度275 mT, 直径2 mm × 高さ2mmのサマリウムコバルト磁石を9つ直列に並べて試料中心に挿入した.

3.2 応力印加時のBH曲線の測定

複合アモルファスリボンの磁気特性は, 応力印加下で行った.

Fig. 2に示すようなBHループトレーサ¹⁴⁾を構築し, 試料の軸方向に圧縮応力を印加した状態で測定できるようにした. 圧縮応力の印加はバネを利用しており, 印加応力はバネの寸法変化とバネ定数から算出した. ソレノイドコイルにより0.1 Hzの正弦波交流磁界を試料の軸方向に印加し, 900ターンの検出コイルからの出力をNI社製のDAQデバイスで読み取り, PC上でLabVIEWにより制御してBH曲線を得た. このとき印加した応力により試料は最大で1314 ppm圧縮変形した. この歪量は, 試料を構成するアモルファスリボンと紫外線硬化樹脂のヤング率と断面積, 印加した応力から算出した.

3.3 発電実験

発電実験ではFig. 3の装置構成を用いて, 抑え治具と加振機の間で複合アモルファスリボンを挟み, 軸方向に圧縮応力がかかるように700 Hzの振動を加えた. 700 Hzは電車橋で測定された周波数¹⁵⁾及びその高調波成分として定めた. 試料中心の磁石によりBH曲線から求めた最適なバイアス磁界8.3 kA/mを印加した状態で振動による応力がかわると, 試料の周りに巻かれたコイル内で逆磁歪効果により試料内部の磁束が時間変化し, 電圧が発生する. 発生電圧を積分し, 磁束密度に変換した.

発電実験では同時に, レーザードップラー変位計(LDV)を用いた変位量測定を行った. 測定した変位量から試料の圧縮歪量を算出した. 発電実験で算出された磁束密度変化量と圧縮歪量がBH曲線から求まる理論値と比較し, 実験の整合性を確認した.

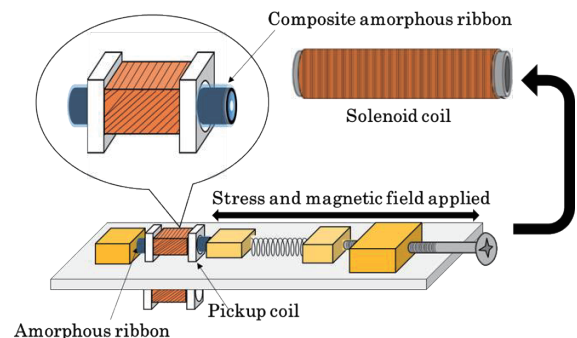


Fig. 2 System for measuring B-H curves.

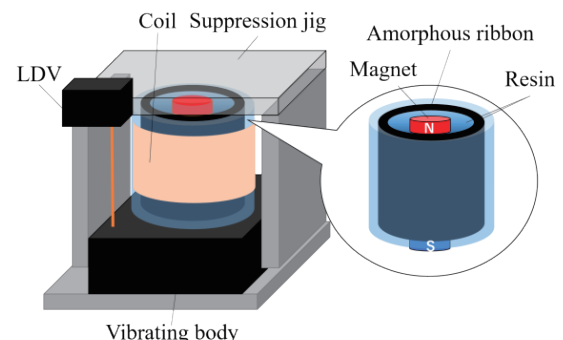


Fig. 3 Schematic diagram of the constructed setup for harvesting.

4. 実験結果及び考察

4.1 応力印加時の磁気特性の変化

Fig. 4(a)に複合アモルファスリボンの BH 曲線を示す. 0~16 kA/m に注目して拡大したものを Fig. 4(b)に示す. また, 最も磁束密度変化量が大きくなった磁界増加過程での印加磁界 8.3 kA/m に点線を引いている. 0 ppm から圧縮歪量が増えていくにつれて BH 曲線が傾きが緩やかになっていく様子がわかる. これは円筒状の複合アモルファスリボンに対して軸方向に圧縮応力を印加すると, 円周方向に引張応力が発生しその結果, 正磁歪材料であるアモルファスリボンの磁気特性が変化するためである. 特に, 1314 ppm の圧縮歪量を加えた際の変化が一番大きく, 印加磁界 8.3 kA/m で最大の磁束密度変化量 534 mT を記録した. また, 8.3 kA/m を最適なバイアス磁界として BH 曲線から圧縮歪量と磁束密度変化量の関係図を示したものが Fig. 5(a)である. さらに, 0~60 ppm に注目して拡大したものを Fig. 5(b)に示す. Fig. 5 中の点線は, 線形近似した際, 45 ppm の圧縮歪量を加えると 19.7 mT の磁束密度変化が起こることを示している. Fig. 4 同様に Fig. 5 からも圧縮歪量が増えるにつ

れて磁束密度変化量が増えていく様子がわかる. また, 磁束密度変化量は飽和しておらず, 更なる圧縮歪量を加えた検討が必要であると考えられる.

4.2 発電特性

測定結果を Fig. 6 に示す. 260 mVrms の電圧が出力されており, ファラデーの電磁誘導の法則から積分すると 18 mT の磁束密度変化量と算出された. 最大電力供給の法則からコイルと同抵抗の素子をコイルに繋いだ場合, 取り出せる電力は 19.2 μ W と算出された. この値は, センサーなどのデバイスを運用するのに十分な電力量である¹⁶⁾. また, レーザードップラー変位計の計測結果を Fig. 7 に示す. 測定結果から発電実験中, 試料は 900 nm_{pp} 変位しており試料長さが 20 mm ということ を考慮すると 45 ppm の圧縮歪量を加えられていた. つまり, 700 Hz かつ 450 nm の低振幅振動下でもセンサーを運用するのに十分な発電能力を発揮したことから新しい振動発電機構を用いた振動発電は広帯域低振幅振動を対象とした発電に適していると考えられる.

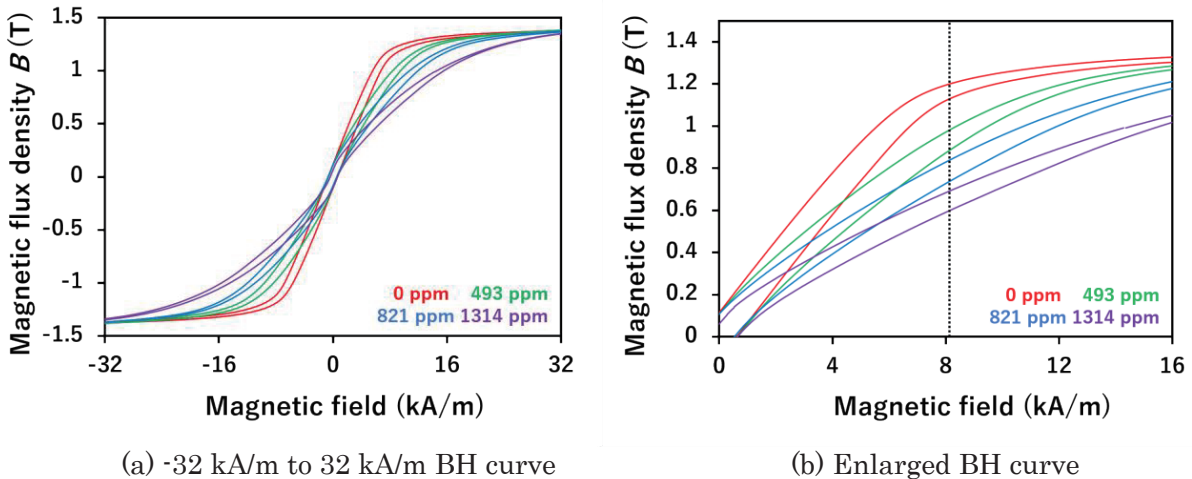


Fig. 4 Change in BH curve under compressive stress.

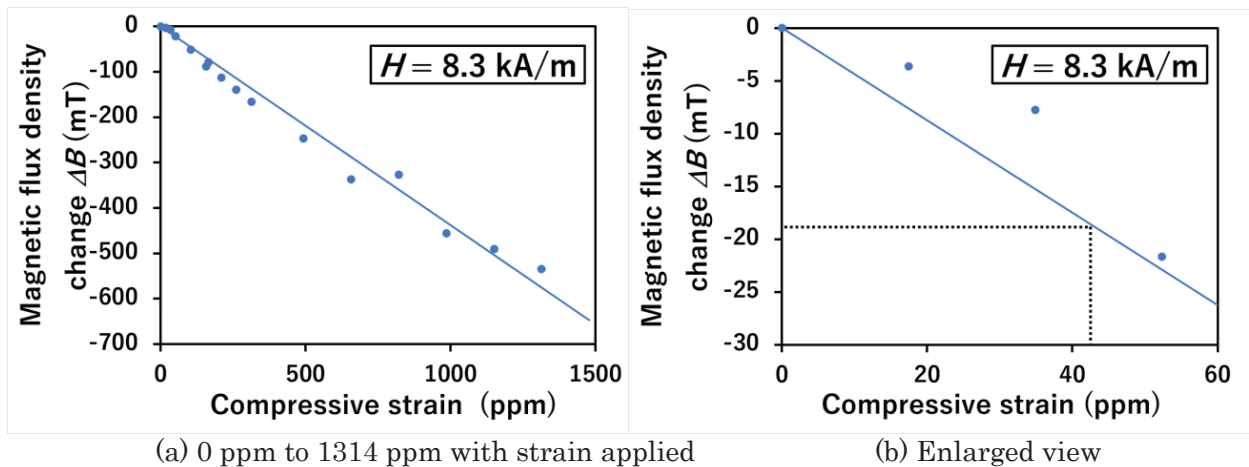


Fig. 5 Relationship between strain and flux density change at 8.3 kA/m

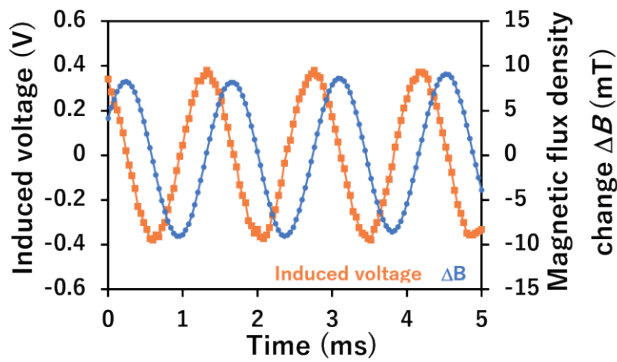


Fig. 6 Generated voltage and flux density change during power generation experiment.

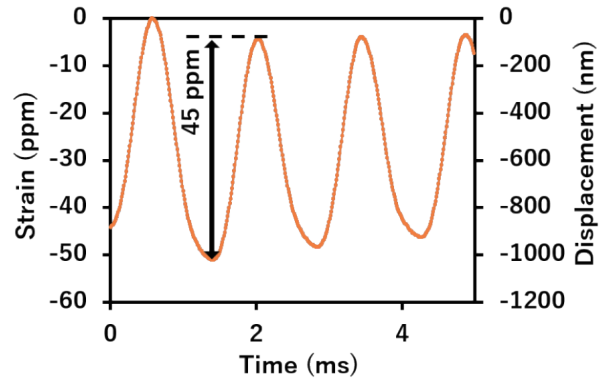


Fig. 7 Strain and displacement during power generation experiment.

4.3 BH 曲線と発電実験の整合性の確認

発電実験では、試料に 45 ppm の圧縮歪量が加えられ、その結果 18 mT の磁束密度変化量が推定された。BH 曲線からは、45 ppm の圧縮歪量を加えると 19.7 mT の磁束密度変化が起こることが分かった。2 つの実験の結果はおおよそ一致しており、このことから逆磁歪効果により 19.2 μ W の電力が発電できたと結論付けた。また、今後は BH 曲線を基に実際の発電量を推察できるようになったこともわかる。

5. まとめ

片持ち梁に代わる新しい振動発電機構の提案を行い、その有効性を示すために複合アモルファスリボンの磁気特性と発電特性の測定を行った。結果として、圧縮応力を加えたときに磁束密度の減少が見られ、圧縮歪量との関係性が示された。また、発電実験では、45 ppm の圧縮歪量を加えられ 19.2 μ W の電力を得た。2 つの実験から BH 曲線より求まる理論値と発電実験の結果が一致したことから逆磁歪効果により発電されたと結論付け、今後は BH 曲線から発電量を考察できるようになったといえる。

700 Hz \cdot 450 nm 程度の低振幅の振動下においても 19.2 μ W とセンサーを運用するのに十分な発電能力¹⁶⁾を発揮したことから複合アモルファスリボンを用いた新しい振動発電機構は広帯域低振幅振動に適している。また、複数の周波数を持つ振動源で運用すると、周波数ごとの電力量が合算され更に大きな発生電力量が見込める。

さらに、1000 ppm を超える歪振幅を印加できれば数十 mW と無線通信の動力源としても期待できる量の発電

が期待できることを明らかにした。

今後は大振幅振動での発電能力の評価とそれに伴う耐久性の確認を行い、実際の運用に向けた検討を行う。

References

- 1) T. Ueno: *J. Appl. Phys.*, **89**, 82 (2020).
- 2) K. Takeuchi: *J. Surf. Finish. Soc. Jpn.*, **67**, 334 (2016).
- 3) M. Kameda: *J. IEIE. Jpn.*, **36**, 363 (2016).
- 4) R. J. M. Vullers, R. van Schaijk, H. J. Visser, J. Penders, and C. Van Hoof: *IEEE Solid-State Circuits Magn.*, **4**, 18 (2005).
- 5) Y. Kawahara: *J. JSAEM*, **22**, 380 (2014).
- 6) I. Kanno: *J. Surf. Finish. Soc. Jpn.*, **67**, 348 (2016).
- 7) Y. Suzuki: *J. JSAEM*, **22**, 361 (2014).
- 8) M. Renaud, K. Karakaya, T. Sterken, P. Fiorini, C. Van Hoof, and R. Puers: *Sens. Actuators A*, **145**, 380 (2008).
- 9) F. Osanai, S. Hashi, and K. Ishiyama: "Study on energy harvesting with amorphous ribbons", *Annual Meeting Record I.E.E. Jpn.*, 146 (2019).
- 10) T. Kamikura, T. Goto, and K. Ishiyama: "Basic study of vibration power generation using tubular amorphous ribbon", *Annual Meeting Record I.E.E. Jpn.*, 119 (2023).
- 11) K. A. Cook-Chennault, N. Thambi, and A. M. Sastry: *Smart Mater. Struct.*, **17**, 043001 (2008).
- 12) T. Minamitani and T. Ueno: *IEEJ Trans. Fundam. Mater.*, **139**, 285 (2019).
- 13) H. Takase, I. Watanabe, and T. Ukaji: *J. Network Polymer*, **17**, 127 (1996).
- 14) K. Ozawa, S. Hashi, and K. Ishiyama: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **6**, 15 (2022).
- 15) T. Inoue and Y. Kobayashi: *J. Struct. Eng. A*, **67A**, 555 (2021).
- 16) T. Higashino, A. Uchiyama, S. Saruwatari, H. Yamaguchi, and T. Watanabe: *Proc. 39th IEEE Int. Conf. on Distributed Computing Systems (ICDCS 2019)*, 1787 (2019).

2023年10月12日受理, 2023年12月7日再受理, 2023年12月18日採録

La 添加した Fe-Ga 薄膜における構造と磁気特性

Structural Characteristics and Magnetic Properties of La doped Fe-Ga Thin Films

西名 竜哉^{a)}・室賀 翔^{a)}・宮崎 孝道^{b)}・遠藤 恭^{a, c)†}

^{a)}東北大学大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05 (〒980-8579)

^{b)}東北大学工学部, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05 (〒980-8579)

^{c)}東北大学先端スピントロニクス研究開発センター, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

R. Nishina^{a)}, S. Muroga^{a)}, T. Miyazaki^{b)}, and Y. Endo^{a, c)†}

^{a)}Graduate School of Engineering, Tohoku University, 6-6-05 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

^{b)}Faculty of Engineering, Tohoku University, 6-6-05 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

^{c)}Center for Science and Innovation in Spintronics (CSIS), Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

This paper describes a study on the structural characteristics and magnetic properties of La doped Fe-Ga (Fe-Ga-La) thin films with a thickness of 50 nm. The Fe-Ga-La films showed a bcc polycrystalline structure regardless of the La content, and their crystallite size became smaller as the La content increased. Both soft magnetic properties and high-frequency magnetic properties were markedly improved in a range of La content above 4.6 at. %, which might be attributed to induced uniaxial magnetic anisotropy and magnetic inhomogeneity. In particular, the saturation magnetostriction of the films became maximum at a La content of 0.8 at. %, and its value was approximately 61.2 ppm. This result is similar to that of bulk Fe-Ga alloy with rare-earth doping. Thus, slight rare-earth doping plays an important role in the improvement of the saturation magnetostriction in Fe-Ga polycrystalline films.

Key words: Fe-Ga alloy film, Rare-earth doping, Magnetostriction, Magnetization dynamics, Soft magnetic properties

1. はじめに

IoT(Internet of Things)を広く普及させるためには電源の確保が課題であり, エナジーハーベスティング技術はその課題を解決する方法の一つである. この技術は環境中に存在する微量な未利用エネルギーを回収して発電させる技術である. なかでも, 「振動」を未利用エネルギーとして回収し発電させる技術である振動発電はエネルギー源が多く, その汎用性が高いことが知られている¹⁾. また, この発電では, 静電誘導, 電磁誘導, 圧電, 逆磁歪を用いた小型の発電素子として利用されている. とりわけ, 逆磁歪を利用した発電素子, すなわち磁歪式振動発電素子は, 構造がとても簡便であり耐久性に優れ, 高効率であるという特長を有している^{2,3)}. 磁歪式振動発電素子をさらに高効率化するためには, 発電を担う磁歪材料として低保磁力・高飽和磁化を有することが必須であり, 既存の磁歪材料における磁気特性を改善する必要がある.

磁歪材料は, テルフェノール-D(Tb-Dy-Fe), Fe-Ga 合金などである. テルフェノール-D は約 1600 ppm と非常に高い飽和磁歪を有するものの, 機械的強度が乏しくかつ製造コストが高いことが欠点である^{4,6)}. 一方で, Fe-Ga 合金は最大 400 ppm と比較的高い飽和磁歪を有し, 延性に優れ, 製造コストが低いといった特長を有していることから, 磁歪材料として期待されている⁷⁻⁹⁾. このことから, Fe-Ga 合金では, バルク合金だけではなく, 高周波化, 高密度化を目的とした Fe-Ga 薄膜に関する研究も積極的に進められている¹⁰⁻¹⁵⁾. Fe-Ga 多結晶薄膜は 60 ppm 程度の飽和磁歪, 保磁力・ダンピング定数が高く, 振動発電素子への応用が困難である.

したがって, このような Fe-Ga 多結晶薄膜の磁気特性を改善するために, 第三元素添加した Fe-Ga 薄膜における構造と磁気特性に関する研究が行われてきた. 第三元素として軽元素である B や C を添加すると, Fe-Ga 多結晶薄膜の磁気特性を大幅に改善できることが報告されている¹⁶⁻¹⁸⁾. また, 軽元素以外の第三元素添加に関しては, 希土類元素を微量添加したバルク形状の Fe-Ga 合金において飽和磁歪の値が増加することが報告されている^{19,20)}. その一方で, 希土類元素を添加した Fe-Ga 多結晶薄膜の磁気特性に関する研究報告例はほとんどない.

本研究では, 添加する希土類元素として, ランタノイドにおけるプロトタイプとなる先頭の元素で, ランタノイドの中で原子半径が最も大きく安定な第三族元素である La を選択した. このような特長を有する La を Fe-Ga に添加することにより, 結晶構造もしくは電子構造を変化させて, 磁気特性に影響を与えることが期待できるからである. ここでは, La を添加した Fe-Ga 多結晶薄膜における構造と磁気特性を詳細に検討した結果について報告する.

2. 実験方法

試料の作製には, DC マグネトロンスパッタ装置を用い, 試料組成は, スパッタによる製膜時に Fe₇₅Ga₂₅ ターゲット (4 inch φ, 1.5 mm 厚) 上に La チップ (10 mm 角, 1 mm 厚) を載せて, その枚数を変化させることによって制御した. 作製した試料の構成はガラス基板上に製膜した 50 nm 厚の Fe_{75-0.75x}Ga_{25-0.25x}La_x(Fe-Ga-La) 単層膜である. なお, 酸化防止のために, 試料表面に 5 nm 厚の Cu キャップ層を製膜した. 作製した Fe-Ga-La 薄膜の組成は, エネルギー分

Corresponding author: Y. Endo (e-mail: yasushi.endo.c1@tohoku.ac.jp).

散型 X 線分析 (Energy Dispersive X-ray spectroscopy: EDX) 装置を用いて測定し, La 組成(x)は 0–10.3 at.% であった。

作製した Fe-Ga-La 薄膜の結晶構造に関しては, Cu-K α 線を用いた X 線回折(X-ray Diffraction: XRD)装置および透過型電子顕微鏡(Transmission Electron Microscope: TEM)を用いて評価した。また, 作製した試料の磁気特性に関しては, 振動試料型磁力計(Vibration Sample Magnetometer: VSM)を用いて磁化曲線測定を行い, 飽和磁化(4 πM_s)と残留磁化比(M_r/M_s)を評価した。光透過法による超高感度薄膜磁歪測定装置を用いて回転磁界中で磁歪測定を行い, 飽和磁歪(λ_s)を評価した。この測定により得られる磁界変化に対する磁歪の最大変化量(最大ピエゾ磁気定数($(d\lambda/dH)_{MAX}$))とフェライトヨーク法から求めた磁化容易軸の比透磁率(μ_r)を,

$$k^2 = \frac{1}{(\mu_r - 1)} \left(\frac{d\lambda}{dH} \right)_{max} E \quad (1)$$

にあてはめて電気機械結合係数(k)を評価した²¹⁾。なお, E は試料のヤング率であり, 今回は Fe-Ga バルクのヤング率を用いた。また, ブロードバンド強磁性共鳴(Broadband Ferromagnetic Resonance: B-FMR)測定法を用いて S パラメータの周波数スペクトル測定を行い, 面内有効ダンピング定数などの磁気パラメータを評価した。なお, すべての測定は室温で行われた。

3. 実験結果および考察

3.1 結晶構造

Fig. 1 は Fe-Ga-La 薄膜における XRD パターンの La 組成依存性である。いずれの La 組成(x)においても, 44.3° 付近に回折ピークを観測でき, bcc Fe-Ga(110)に由来するものと考えられる²²⁾。これらの回折ピーク位置は, La 組成 0.8 at.% ではわずかに高角側へ移動した後, La 組成を 6.1 at.% まで増加させると低角側へ移動した。さらに, La 組成を増加させると再び高角側へ移動した。この挙動は, La と他の元素との原子半径の違いだけではなく, 他の元素サイトの La による置換や薄膜内の応力の La 添加による影響など詳細に検討する必要がある。また, これらの回折ピークの強度は, La 組成の増加とともに減少し, 一方で回折ピークの半値幅は La 組成の増加とともに広がった。これらの結果は, La 添加によって結晶性の低下と膜厚方向の結晶子サイズが減少していることによるものと考えられる。

さらに, Fe-Ga-La 薄膜における結晶構造の La 添加効果を明確にするために, これらの薄膜における制限視野回折パターンの観察を行った。これらの典型的な結果を Fig. 2 に示す。制限視野回折像からわかるように(Fig.2(a)), La 添加をしていない場合には, 複数の明瞭な回折リングが観測され, bcc Fe-Ga (110), (200), (211) によるものである²²⁾。一方で, La を十分に添加した 10.3 at.% の場合には, bcc Fe-Ga(110)に由来する回折リングのみ観測できた。これらの結果は, La 添加により薄膜の結晶性が低下したことを示唆している。

以上の結果から, Fe-Ga-La 薄膜の結晶構造は La 組成によらず

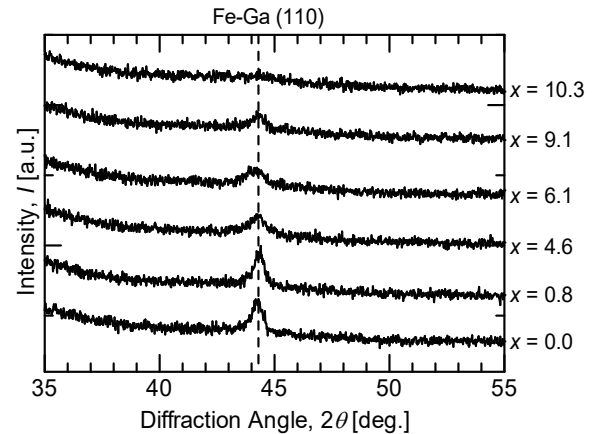


Fig. 1 XRD pattern as function of La content (x) for 50-nm-thick Fe_{75-0.75x}Ga_{25-0.25x}La_x films. The inset is enlarged scale around (110) peak.

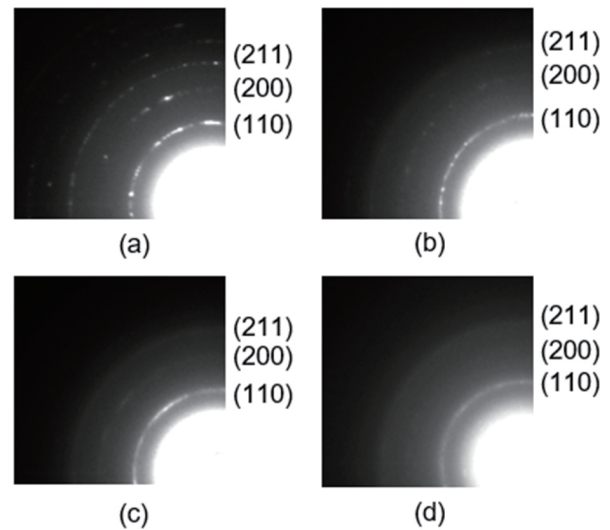


Fig. 2 Electron diffraction pattern of 50-nm-thick Fe_{75-0.75x}Ga_{25-0.25x}La_x thin films ((a) x=0, (b) x=0.8, (c) x=6.1, and (d) x=10.3).

bcc 多結晶構造であり, La 組成の増加とともに結晶性が低下し, 膜厚方向の結晶子サイズが低下していることがわかった。

3.2 磁気特性

Fig. 3 は Fe-Ga-La 薄膜における磁化曲線の一例である。図中の 0° および 90° は外部磁界の印加方向で, 膜面内の任意の方向とその向きと直交する方向を表している。磁化曲線の形状は La 組成によって異なった。La 組成が 1 at.% 以下の場合(Fig. 3(a), (b)), 磁化曲線の形状は外部磁界の印加方向によらずヒステリシスの膨らんだ形状となった。この結果は, 磁化の向きが膜面内方向でランダムとなっていることによるものと考えられる。一方で, La 組成が 4 at.% 以上の場合(Fig. 3(c), (d)), 外部磁界の印加方向によって形状が異なり, 角形状とヒステリシスの閉じた形状となった。これらの形状の違いは, 膜面内で誘導磁気異方性が発生したことによる

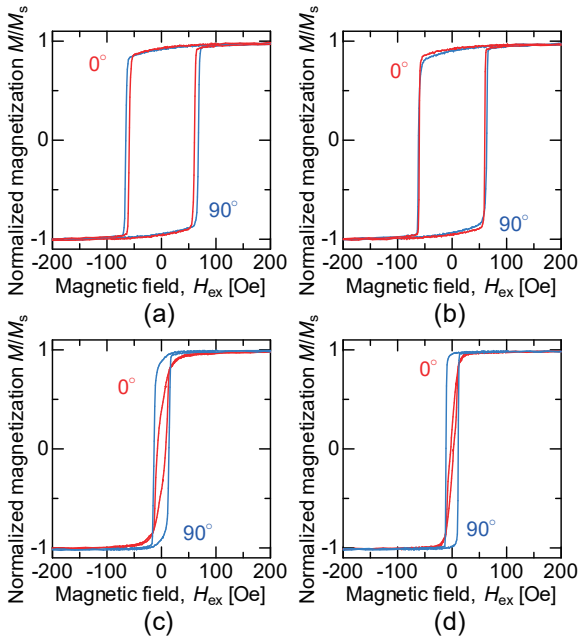


Fig. 3 Magnetization loops of 50-nm-thick $\text{Fe}_{75-0.75x}\text{Ga}_{25-0.25x}\text{La}_x$ thin films ((a) $x=0$, (b) $x=0.8$, (c) $x=6.1$, and (d) $x=10.3$).

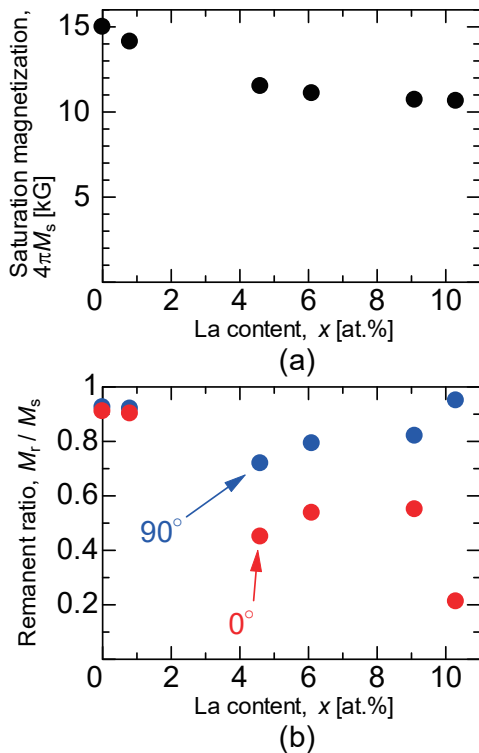


Fig. 4 Changes in (a) saturation magnetization (M_s) and (b) remanence ratio (M_r/M_s) of 50-nm-thick $\text{Fe}_{75-0.75x}\text{Ga}_{25-0.25x}\text{La}_x$ films with La content (x).

よるものと考えられる。

これらの形状の違いは、膜面内で誘導磁気異方性が発生したことによるものと考えられる。

得られたすべての磁化曲線から、Fe-Ga-La 薄膜の飽和磁化

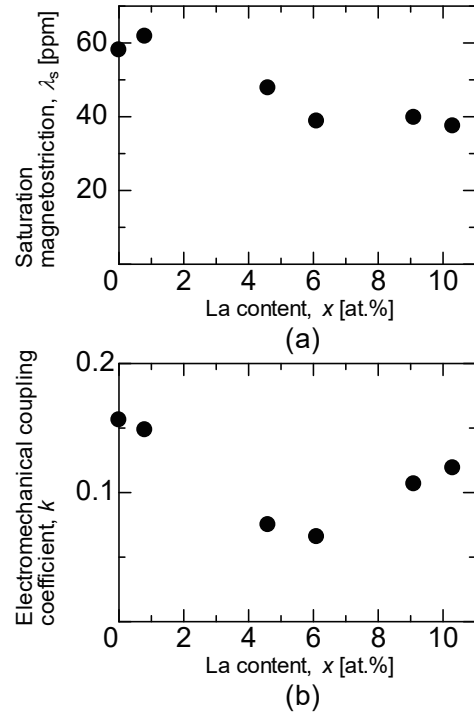


Fig. 5 Changes in (a) saturation magnetostriction (λ_s) and (b) electromechanical coupling coefficient (k) of 50-nm-thick $\text{Fe}_{75-0.75x}\text{Ga}_{25-0.25x}\text{La}_x$ films.

($4\pi M_s$)と残留磁化比(M_r/M_s)を評価し、それらのパラメータを La 組成の関数として Fig. 4 にまとめた。 $4\pi M_s$ に関しては(Fig. 4(a)), La 組成の増加にともない単調に減少した。この挙動は、非磁性元素である La を添加したことによるものと考えられる。 M_r/M_s に関しては(Fig. 4(b)), Fig. 3 で示した磁化曲線形状の La 組成による変化と同様の傾向となった。すなわち、1 at.%以下の La 組成では外部磁界の印加方向による差異がなく、それらの値は 0.9 程度となった。また、4 at.%以上の La 組成では外部磁界の印加方向によって異なり、 0° 方向の値は 0.20–0.55 となり、 90° 方向の値は 0.70–0.95 となった。これらの結果は、膜面内の磁化が La 組成の増加にともないランダム配向から一方向へ向きやすくなることを意味している。この原因については、La 組成の増加にともない膜面垂直方向の結晶子サイズが減少し微結晶化し、結晶磁気異方性が弱くなり、その一方で製膜時の基板拘束によって発生する応力由来誘導一軸磁気異方性が顕在化したことによるものと考えられる。以上の結果から、Fe-Ga-La 薄膜では、La 組成の増加にともない、その軟磁気特性が著しく改善されることがわかった。

Fig. 5 は Fe-Ga-La 薄膜における飽和磁歪(λ_s)および電気機械結合係数(k)の La 組成依存性である。 λ_s に関しては(Fig. 5(a)), La をわずかに添加すると増加し、La をさらに添加すると減少した。また、 λ_s 値は La 組成 0 at.% のとき約 58 ppm となり、この値は他グループや我々の先行研究で得られた Fe-Ga 多結晶薄膜における λ_s と同程度であった^{11),13)-15)}。また、La 組成 0.8 at.% のとき約 61 ppm で極大となった。この結果は Fe-Ga-La バレク合金と

類似した傾向であり²³⁾、希土類元素の微量添加より Fe-Ga 多結晶薄膜の磁歪量が向上することを表している。その一方で、振動発電素子へ応用するためには、更なる磁歪量の向上が必須であり、他の希土類元素添加効果についても検討すべきであることを示唆している。一方、 k に関しては(Fig. 5(b))、その値は La 組成の増加とともに 0.15 付近から減少し、6.1 at.% の La 組成において極小値をとり、さらに La 組成を増加させると約 0.12 まで増加した。 λ_s 値および k 値は、いずれも軽元素添加した Fe-Ga 薄膜の場合と比べて低くなった¹³⁻¹⁴⁾。この原因については今後検討していく。

Fe-Ga-La 薄膜における動的磁気特性の La 添加効果を詳細に検討するために、さまざまな周波数(f)での S パラメータの外部磁界による変化を測定した。その結果、すべての S パラメータのスペクトルにおいて FMR に由来するピークを観測できた。観測されたすべてのピークに対してローレンツ関数によるフィッティングを行い、共鳴磁界(H_{Res})と半値幅(ΔH_{Res})を評価した。次に、 f と H_{Res} との関係から Kittel の式を用いて有効飽和磁化($4\pi M_{s,\text{eff}}$)と有効面内異方性磁界($H_{k,\text{eff}}$)を算出した²⁴⁾。また、 ΔH_{Res} と f との関係は線形関係にあり、線形フィッティングにより得られた傾きと y 切片から面内有効ダンピング定数($\alpha_{\parallel,\text{eff}}$)と磁気不均一線幅($\Delta H(0)$)を算出した²⁵⁾。これらの結果を La 組成の関数として Fig. 6 にまとめた。 $4\pi M_{s,\text{eff}}$ に関しては(Fig. 6(a))、VSM による磁化曲線測定から得られた $4\pi M_s$ の場合と同じように、La 組成の増加とともにほぼ単調に減少した。また、それらの値はいずれも VSM 測定による結果($4\pi M_s$ 値)と比べて低くなった。この差異は膜面垂直方向に向けた磁化の成分によるものか、表面磁気異方性によるものと考えられる。 $H_{k,\text{eff}}$ に関しては(Fig. 6(b))、La を添加していない場合を除いて、La 組成の増加とともに 370 Oe 程度から 50 Oe 付近まで著しく減少した後、4.6 at.% 以上の La 組成では 50 Oe 程度とほぼ一定となった。この結果は磁化曲線形状の La 組成による変化と類似した傾向であり、わずかな La 添加の場合には異方性が分散したことによるもので、一方で 4.6 at.% 以上の La 組成では誘導軸磁気異方性に起因したものと考えられる。 $\alpha_{\parallel,\text{eff}}$ に関しては(Fig. 6(c))、La 組成の増加とともに減少し、6.1 at.% の La 組成で極小をとり、さらに La 組成を増加させると増加する傾向となった。この傾向は磁歪の La 組成依存性と類似した結果であり、磁歪と相関性がある可能性を示唆している。また、 $\alpha_{\parallel,\text{eff}}$ 値は La を添加すると Fe-Ga 薄膜に比べて低く、La 添加によって軟磁気特性が改善されたことと関連性があるものと考えられる。

さらに、 $\Delta H(0)$ に関しては(Fig. 6(d))、La 組成の増加とともに 260 Oe 程度から 100 Oe 以下まで著しく減少し、4.6 at.% 以上の La 組成において緩やかに減少した。この結果は、磁気異方性の分散もしくはマグノン散乱等による磁気的不均一性が La 添加により著しく低下したことを意味している。このように、以上の結果は、Fe-Ga-La 薄膜において La を添加すると膜面内方向の磁気的不均一性が著しく抑制され、その動的磁気特性が十分に改善できることを示している。

4. 結論

本研究では、希土類元素である La を添加した Fe-Ga 薄

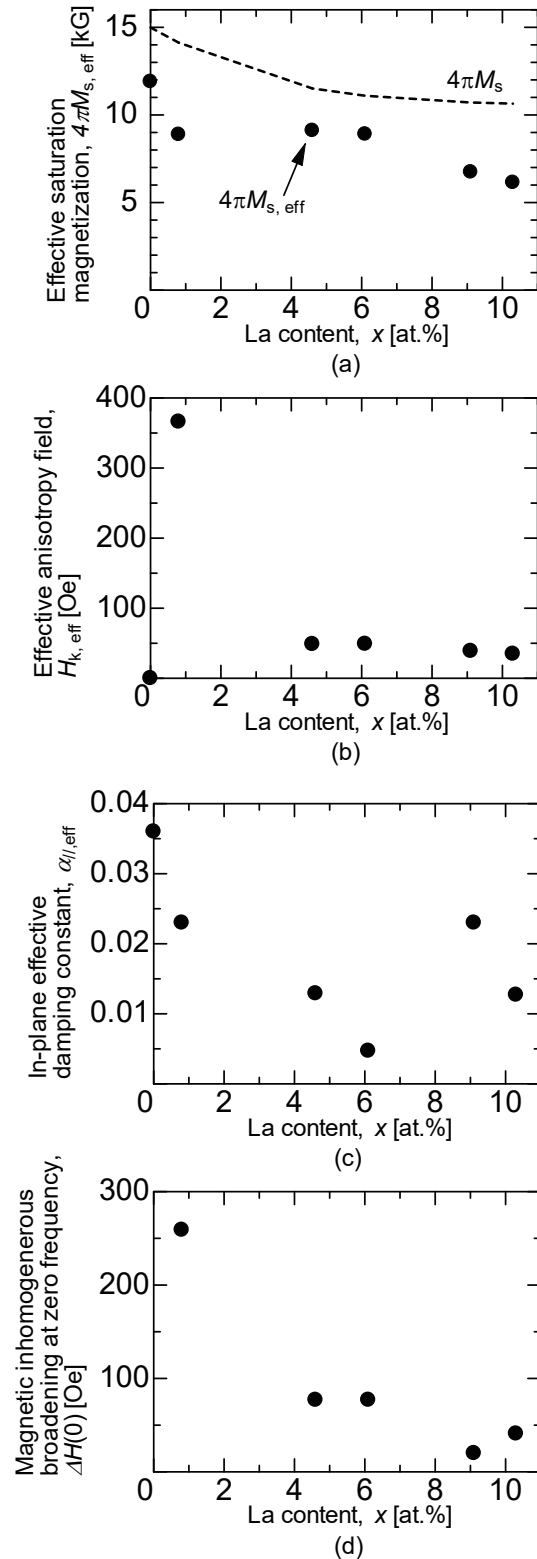


Fig. 6 Dependence of (a) effective saturation magnetization ($4\pi M_{s,\text{eff}}$), (b) effective anisotropy field ($H_{k,\text{eff}}$), (c) in-plane effective damping constant ($\alpha_{\parallel,\text{eff}}$), and (d) magnetic inhomogeneous broadening at zero frequency ($\Delta H(0)$) on La content (x) for 50-nm-thick Fe_{75-0.75x}Ga_{25-0.25x}La_x films.

膜における構造と磁気特性について検討し、以下の知見を得た。

構造に関しては、La 組成に依存せず bcc 多結晶であり、La 組成の増加とともに膜厚方向の結晶子サイズが低下し、微結晶化していることがわかった。また、磁気特性に関しては、4.6 at.%以上の La 組成において膜面内で誘導一軸磁気異方性が発生し、磁氣的不均一性が低下することにより、静的・動的磁気特性が著しく改善されることがわかった。特に、磁歪特性に関しては、飽和磁歪は La を 0.8 at.%添加すると最大となり、その値は約 61 ppm であった。この結果はバルク形状と同様の傾向であり、Fe-Ga 薄膜への希土類元素のわずかな添加が磁歪特性の向上に有効である可能性を示唆している。

謝辞 本研究の一部は、文部科学省次世代 X-nics 半導体創成拠点形成事業 JPJ011438 の助成を受けた。また、本研究の一部は、東北大学 CSIS, 東北大学 CSRN, 東北大学 CIES および ASRC の支援のもと行われた。

References

- 1) T. Ueno: *AIP Adv.*, **9**, 035018 (2019).
- 2) S. Kita, T. Ueno, and S. Yamada: *J. Appl. Phys.*, **117**, 17B508 (2015).
- 3) T. Ueno: *J. Appl. Phys.*, **117**, 17A740 (2015).
- 4) A. E. Clark, H. S. Belson, and N. Tamagawa: *AIP Conf. Proc.*, **10**, 749 (1973).
- 5) J.H. Liu, C.B. Jiang, and H.B. Xu: *Sci. China Tech. Sci.*, **55**, 1319 (2012).
- 6) A. Emdadi, V. V. Palacheva, V. V. Cheverikin, S. Divinski, G. Wilde, and I. S. Golovin: *J. Alloys Comp.*, **758**, 214 (2018).
- 7) E. M. Summers, T. A. Lograsso, and M. Wun-Fogle: *J. Mater. Sci.*, **42**, 9582 (2007).
- 8) T. Takahashi, T. Seiko, and Y. Furuya: *Scr. Mater.*, **61**, 5 (2009).
- 9) J. Atulasimha and A. B. Flatau: *Smart Mater. Struct.*, **20**, 20043001 (2011).
- 10) A. Javed, N. A. Morley, and M. R. J. Gibbs: *J. Magn. Magn. Mater.*, **321**, 2877 (2009).
- 11) Y. Yu, Q. Zhan, J. Wei, J. Wang, G. Dai, Z. Zho, X. Zhang, Y. Liu, H. Yang, Y. Zhang, S. Xie, B. Wang, and R.-W. Li: *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 162405 (2015).
- 12) Y. Endo, T. Sakai, T. Miyazaki, and Y. Shimada: *IEEE Trans. Magn.*, **53**, 2502305 (2017).
- 13) Y. Endo, Y. Kawabe, T. Miyazaki, and Y. Shimada: *J. Magn. Magn. Mater.*, **487**, 165323 (2019).
- 14) Y. Kawabe, Y. Endo, and T. Takamichi: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **3**, 34 (2019).
- 15) Y. Endo: *Materia Jpn.*, **59**, 26 (2020).
- 16) D. Cao, X. Cheng, L. Pan, H. Feng, C. Zhao, Z. Zhu, Q. Li, J. Xu, S. Li, Q. Liu, and J. Wang: *AIP Adv.*, **7**, 115009 (2017).
- 17) X. Liang, C. Dong, S. J. Celestin, X. Wang, H. Chen, K. S. Ziemer, M. Page, M. E. McConney, J. G. Jones, B. M. Howe, and N. X. Sun: *IEEE Magn. Lett.*, **10**, 550705 (2019).
- 18) S. Muramatsu, T. Takamichi, and Y. Endo: *AIP Adv.*, **11**, 025114 (2021).
- 19) Y. He, C. Jiang, W. Wu, B. Wang, H. Duan, H. Wang, T. Zhang, J. Wang, J. Liu, Z. Zhang, P. Stamenov, J. M. D. Coey, and H. Xu: *Acta Mater.*, **109**, 177 (2016).
- 20) T. D. Zhou, Y. Zhang, D. Luan, and Q. Cai: *J. Rare Earths*, **36**, 721 (2018).
- 21) IEEJ Technical Committee on Magnetism: *Magnetism – Fundamentals and Applications – (Revised Edition)*, p.102 (Corona, Tokyo, 2013).
- 22) K. H. J. Buschow, P. G. van Engen, and R.J. Jongebreur: *J. Magn. Magn. Mater.*, **38**, 1 (1983).
- 23) M. Sun, A. Balagurov, I. Bobrikov, X. Wang, W. Wen, I. S. Golovin, and Q. Fang: *J. Mater. Sci. Tech.*, **72**, 69 (2021).
- 24) C. Kittel: *Phys. Rev.*, **73**, 155 (1948).
- 25) T. D. Rossing: *J. Appl. Phys.*, **34**, 995 (1963).

2023年10月31日受理, 2024年1月17日採録

時間変調磁性メタマテリアルに向けた スピン流誘起透磁率変調の評価

Evaluation of spin-current-induced permeability variation toward time-varying magnetic metamaterials

児玉俊之 ^{a)†}・菊池伸明 ^{b)}・岡本聡 ^{b)c)}・大野誠吾 ^{d)}・富田知志 ^{a)d)}

^{a)} 東北大学高度教養教育・学生支援機構, 宮城県仙台市青葉区川内 41 (〒980-8576)

^{b)} 東北大学多元物質科学研究所, 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

^{c)} 東北大学高等研究機構先端スピントロニクス研究開発センター, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

^{d)} 東北大学大学院理学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3 (〒980-8578)

T. Kodama ^{a)†}, N. Kikuchi ^{b)}, S. Okamoto ^{b)c)}, S. Ohno ^{d)}, and S. Tomita ^{a)d)}

^{a)} Institute for Excellence in Higher Education, Tohoku Univ., 41 Kawauchi, Aoba-ku, Sendai, 980-8576, Japan

^{b)} Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

^{c)} Center for Science and Innovation in Spintronics, Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, 980-8577, Japan

^{d)} Graduate School of Science, Tohoku Univ., 6-3 Aramaki Aza-Aoba, Aoba-ku, Sendai, 980-8578, Japan

The permeability (μ) variation of lithographically-prepared magnetic metamaterials consisting of Ta/Py/Pt trilayers is studied by means of spin-torque ferromagnetic resonance (ST-FMR) with a direct current up to ± 20 mA. The substrate dependence of ST-FMR signals demonstrate that the non-doped Si substrate is the most stable and capable of carrying large direct currents. The μ analytically calculated on the basis of the experimentally obtained resonance field and Gilbert damping parameter are plotted on a complex plane, which shows the permeability variation visually and quantitatively. The present study enables us to design a microwave converter using time-varying magnetic metamaterials for millimeter wave or terahertz light sources toward the post-5th generation mobile communication system.

Keywords: spin-Hall effect, spin-orbit torque, spin torque ferromagnetic resonance, permeability modulation, time-varying metamaterial

1. はじめに

メタマテリアルは波長よりも十分小さな人工構造(メタ原子)から構成される人工物質である。その人工構造を上手く設計し、作製することで、媒質の誘電率(ϵ)や透磁率(μ)を自在に制御できることから、20年ほど前から注目を集めてきた。典型的なメタマテリアルとしては、負の屈折率媒質¹⁾や透明マント²⁾があり、マイクロ波領域で実験的に実証されている。これらのメタマテリアルは屈折率を空間的に変化させている点から、空間変調メタマテリアルと呼ぶことができる。これに対して最近、時間領域で屈折率を変化させる時間変調メタマテリアルが生みだされた³⁾。空間領域での屈折率の界面(空間壁)では電磁波の波数が変化する。一方で、時間領域での屈折率の界面(時間壁)では、周波数が変化する。したがって時間変調メタマテリアルを用いることで、入力電磁波の周波数変換が実現される。特に屈折率が周期的に変調されている場合の周波数変換は、通信分野でのFM/AM変調や光通信分野で電気光学変調器に見られるサイドバンドの発生として知られている。また天然の物質の格子振動エネルギーに起因するラマン散乱とも似た描像である。これらの既存の周波数変換では、周波数の変換間隔や強度は物質固有の値で決定される。しかし時間変調メタマテリアルを用いることで、それらの値を比較的自由に設定することが可能となり、周波数変換の自由度が格段に上昇する。

時間領域での屈折率変調にはこれまで様々な手法が使われてきた。例えば、電気光学効果、可変容量キャパシタンス、イプシロンニアゼロ材料での光誘起キャリア⁴⁾⁵⁾、プラズマミラー⁶⁾、フォトリソニック結晶キャビティ⁷⁾、導波路の構造分散スイッチング⁸⁾、微小電気機械システムによる機械的な構造変形⁹⁾などが挙げられる。これらの手法は全て ϵ 変調に基づいている。ところで、時間 (t) に依存する屈折率は $n(t) = \sqrt{\epsilon(t)\mu(t)}$ で与えられるので、 μ を操作した時間変調メタマテリアルも当然考えられる。しかしながら μ の時間変調による周波数変換の実験報告はこれまでされていない。 μ の大きな強磁性体はGHz帯の電磁波によく応答することから、 μ の時間変調はGHz帯のマイクロ波の周波数変換へ利用することができる。また μ の時間変調を用いマイクロ波の周波数変換を繰り返すことで、ポスト第5世代移動通信システムに用いられるミリ波やテラヘルツ光を創り出すことができると期待されている。さらに、これまでの ϵ 時間変調に加えて、同時に μ の時間変調を行うことで、静止した媒質でのフレネルドラッグ効果の実現も予言されている¹⁰⁾。

電気回路で考えると、 ϵ の制御はキャパシタンスの制御に相当し、 μ の制御はインダクタンス、つまりコイルの断面積や長さの制御に相当する。したがって μ の制御は一見難しそうに感じる。しかしながら磁性体を用いることで μ の変調は可能となる。一般に強磁性体はGHz帯で強磁性共鳴を示し、その付近で μ は周波数分散を示し大きく変化することが知られている。したがって強磁性共鳴条件を制御することができれば、 μ を大きく変調させることが可能である。単純な方法として、外部から印加する磁場を時間的

Corresponding author: T. Kodama (e-mail: tkodama@tohoku.ac.jp).

に変化させることが考えられる。しかしながら電磁石で印加される磁場をGHzの周波数で切り替えることは容易ではない。そこで我々は、スピン注入による有効磁場を用いた μ 制御に取り組んできた。これまで、強磁性金属であるパーマロイ($\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$: Py)と重金属であるタンタル(Ta)と白金(Pt)の多層膜において、直流のバイアス電流の下でのスピントルク強磁性共鳴(ST-FMR)測定を行い、スピン注入による共鳴条件の制御について実験的に明らかにしてきた。さらに実験的に得られた共鳴磁場やダンピング定数の変化からスピン注入によって μ が変化すること解析計算で示した¹¹⁾。しかしながら、時間変調メタマテリアルデバイスを設計する上で必要な μ の実部と虚部の変化量に関して具体的な議論はされていない。そこで本論文では、スピン注入によって μ の実部と虚部がどのように変化するのか複素平面上で可視化し、所望の μ 変調を実現するための電流値を明らかにする。さらに大きな μ 変調に必要な大電流印加が可能な構造を探索するため熱伝導率の異なる基板で実験を行い、 μ 時間変調デバイスの設計の指針を得る。

2. スピントルク強磁性共鳴測定

試料作製と ST-FMR 測定について簡潔に紹介する。詳細については参考文献 11 を参考されたい。Fig. 1(a)に試料全体像を示す。重金属である Ta と Pt, さらに強磁性金属である Py を、ノンドーパシリコン(Si)基板, 酸化マグネシウム(MgO)基板および石英(SiO_2)基板の3種類の基板の上に室温でスパッタリング成膜した。まず Ta をバッファ層として 3 nm 堆積し, その上に厚さ 2 nm の Py と 5 nm の Pt を堆積した。Ta 層は基板との密着性と Py 膜の平坦性の向上に寄与している。成膜中のアルゴン(Ar)ガス圧は 6×10^{-1} Pa とした。その後, 電子線リソグラフィ(EBL)と Ar イオンエッチングにより, 3 層膜を幅 5 μm , 長さ 60 μm の短冊に加工した。短冊の両端に 5 nm 厚のクロム層と 200 nm 厚の金属で構成される電極を EBL とリフトオフ工程により作製した。電極間の長さは 24 μm であった[Fig. 1(b)]. この3層構造をここではメタマテリアルの最小構成要素であるメタ原子と呼ぶ。Fig. 1(c)に同じ条件で作製した Ta/Py/Pt 薄膜の振動試料型磁力計で測定した磁化曲線を示す。黒線が膜面に面直, 赤破線が膜面に並行に磁場を印加した結果である。面内磁化を有しており, 飽和磁束密度は約 800 mT であり, 面直方向の飽和磁場は約 560 mT である。ただしこの値には試料の体積や取付け角度の誤差を含むことに注意する。

周波数 f_{ac} が 2 GHz から 9 GHz の交流電流 I_{ac} を信号発生器で生成し, 電極から試料に印加した。信号発生器でのパワーは -1 dBm とした。外部磁場 H_{ext} は電磁石を用いて Fig. 1 の y 軸方向に対して 45° で印加した。 I_{ac} はアンペールの法則に則って交流磁場 H_{ac} を生成し, Py の磁化の強磁性共鳴励起を部分的に担う。さらに I_{ac} が Ta や Pt を流れる時, スピンホール効果によって電流と垂直方向にスピン流が生成される。

スピンホール効果により生成されるスピン流の方向は, $\mathbf{J}_{spin} \parallel \theta_{SH}(\hat{\sigma} \times \mathbf{J}_{charge})$ で表される。ここで \mathbf{J}_{spin} はスピン流密度, θ_{SH} はスピンホール角, $\hat{\sigma}$ はパウリのスピン行列, \mathbf{J}_{charge} は電流密度である。 \mathbf{J}_{spin} の方向は \mathbf{J}_{charge} の方向と θ_{SH} の符号に依存していることがわかる。ここで Pt と Ta の θ_{SH} の符号は反対なので, 電流を

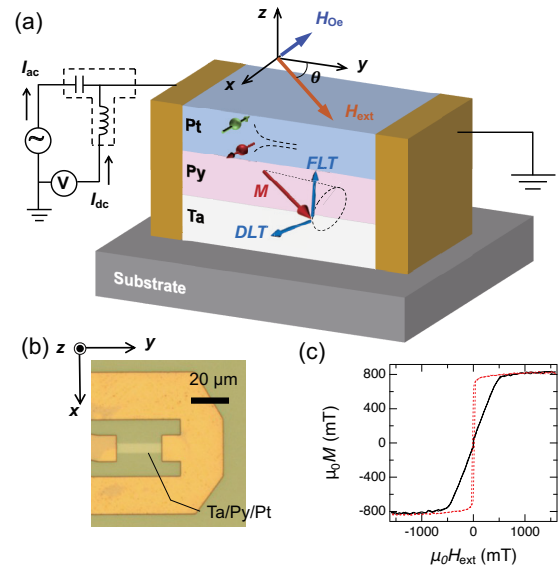


Fig. 1 (a) Schematic illustration of magnetic meta-atom of Ta/Py/Pt trilayer with spin-torque ferromagnetic resonance measurement setup (b) Photograph of lithographically-prepared magnetic meta-atom, which is re-drawn from Ref. 11. (c) Magnetization curves with parallel (red dotted line) and perpendicular (black solid line) magnetic fields to the film plane.

流したときに上層の Pt と下層の Ta から Py に注入されるスピンの向きは同じになる。ただし, Pt と Ta では Ta の電気抵抗が一般に大きく, さらに基板に接している Ta は基板の汚染によって酸化し, 抵抗が上昇していると考えられるので, 実際には電気抵抗の小さな Pt に大部分の電流が流れると予想される。したがって Pt からのスピン注入が支配的であると考える。Py に注入されたスピン角運動量は Py の磁化に受け渡され, 磁化に Field-like torque (FLT) と Damping-like torque (DLT) を与える。交流のエルステッド磁場 H_{ac} に加えて FLT は磁化の歳差運動を誘起する。一方 DLT は磁化の歳差運動の緩和を抑制, あるいは増長させる。以上のように, I_{ac} は交流磁場 H_{ac} と FLT, DLT の 2 種類のトルクを生み出し, それらが Py の ST-FMR を誘起することになる¹²⁾。

ST-FMR が誘起されると, I_{ac} の周波数 f_{ac} で磁化の歳差運動が生じ, 異方性磁気抵抗効果による電気抵抗の振動が生じる。 I_{ac} と振動する電気抵抗のホモダイナ検出によって直流電圧 V_{FMR} が発生する。本研究では外部磁場 $\mu_0 H_{ext}$ を掃引し, バイアスティー素子を用いて V_{FMR} を測定した。さらに, I_{ac} に加えて直流電流 I_{dc} を印加し直流スピン流を Py に注入した。直流スピン流の注入により磁化に働く FLT と DLT を内部磁場として考え, それを \mathbf{H}_{spin} と表すと^{13)–15)}, 磁化に働く有効磁場は $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{demag} + \mathbf{H}_{Oe} + \mathbf{H}_{spin}$ となる。 \mathbf{H}_{demag} は反磁場, \mathbf{H}_{Oe} は I_{dc} によるエルステッド磁場である。したがって, I_{dc} によって $\mathbf{H}_{Oe} + \mathbf{H}_{spin}$ を変化させることができれば共鳴磁場 $\mu_0 H_{FMR}$ を制御することができる。また I_{dc} による DLT を用いて実効的な α を増大もしくは減少させ, 共鳴線幅を変化させることができる。本研究では f_{ac} が 2 GHz から 9 GHz の交流電流 I_{ac} に対し $\mu_0 H_{ext}$ を -200 mT から $+200$ mT ま

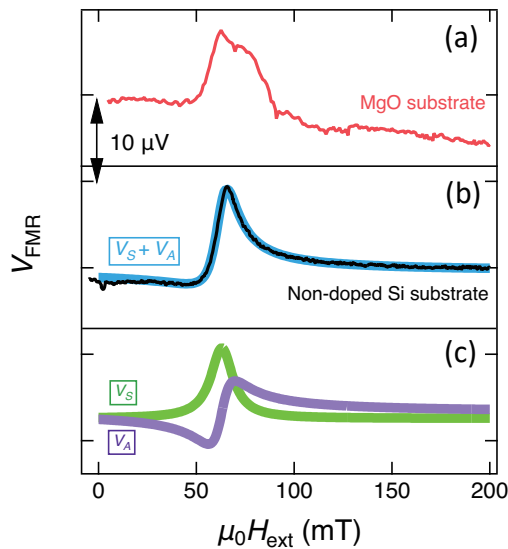


Fig. 2 Measured V_{FMR} as function of external magnetic field, $\mu_0 H_{\text{ext}}$, at 6 GHz with direct electric current of 14 mA. (a) Red and (b) black solid lines correspond to signals obtained from measurements using samples with MgO and non-doped Si substrate, respectively. (b) Thick blue and (c) green and purple lines show fitting results using Eq. (1).

で掃引して V_{FMR} 信号を観測した。更に -20 から $+20$ mA までの I_{dc} の印加による V_{FMR} 信号の変化を調べた。

3. 実験結果

3.1 スピントルク強磁性共鳴信号の基板依存性

まず大電流印加が可能な試料条件を調べるため、熱伝導率の異なる 3 種類の基板でのメタ原子に対して測定を行った。熱伝導率が 1.4 W/mK^{16} 、電気抵抗が $10^{16} \Omega \cdot \text{cm}$ 程度¹⁷⁾である SiO_2 基板を用いた試料では、 $I_{\text{dc}} = 1 \text{ mA}$ 以上で試料が変色し、信号が得られなくなった。これは SiO_2 基板の熱伝導率が低く、ジュール熱による昇温で試料が損傷を受けたためだと考えられる。そこで次に、 SiO_2 より熱伝導率が高い MgO 基板(熱伝導率: 59 W/mK^{18})、電気抵抗: $10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ 程度¹⁹⁾)とノンドープ Si 基板(熱伝導率: 150 W/mK , 電気抵抗: $10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ 程度²⁰⁾)の試料で測定を行った。Fig. 2(a)と(b)に $f_{\text{ac}} = 6 \text{ GHz}$, $I_{\text{dc}} = 14 \text{ mA}$ における ST-FMR 信号を示す。Fig. 2(a)の赤線が MgO 基板を用いた試料、(b)の黒線がノンドープ Si 基板を用いた試料の測定結果を表す。MgO 基板を用いた試料では SN 比が小さく、信号のドリフトも見られる。一方ノンドープ Si 基板を用いた試料では、SN 比が大きく信号のドリフトも見られず、安定した測定が行えていることがわかる。これらの基板による ST-FMR 信号の傾向は、このメタ原子に限らず他の試料においても同様に確認された。ノンドープ Si 基板は MgO よりは絶縁性は低いものの、熱伝導率が高いことが良い結果をもたらしていると考えられる。またノンドープ Si 基板表面に形成される自然酸化膜は、膜厚が 1 nm 程度と薄いので熱伝導率へ与える影響は小さいと考えられる。以降のデータはすべてノンドープ Si 基板の試料で得たものである。

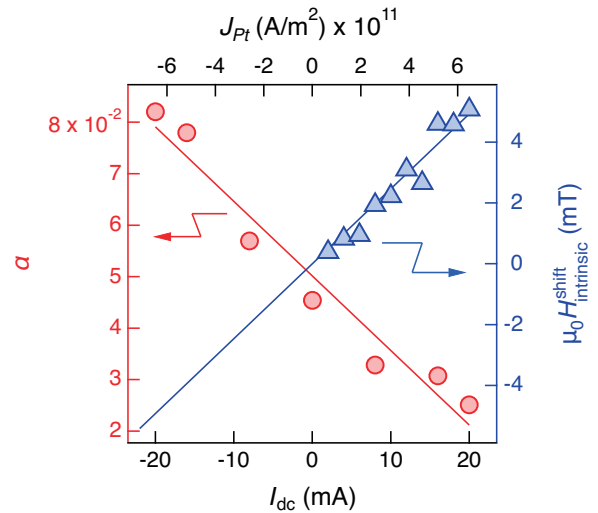


Fig. 3 Damping α (circles, left axis) and $\mu_0 H_{\text{intrinsic}}^{\text{shift}}$ (triangles, right axis) are plotted as function of I_{dc} . This graph was created by compiling data from Ref. 11.

3.2 スピン注入による共鳴磁場とダンピング定数の変化

ST-FMR 信号は次に示すようなローレンツ関数 V_S と V_A の和で表される。

$$V_{\text{FMR}} = V_S + V_A, \quad (1a)$$

ここで、

$$V_S = S \frac{(\mu_0 \Delta_{\text{FMR}})^2}{(\mu_0 H_{\text{ext}} - \mu_0 H_{\text{FMR}})^2 + (\mu_0 \Delta_{\text{FMR}})^2}, \quad (1b)$$

$$V_A = A \frac{\mu_0 \Delta_{\text{FMR}} (\mu_0 H_{\text{ext}} - \mu_0 H_{\text{FMR}})}{(\mu_0 H_{\text{ext}} - \mu_0 H_{\text{FMR}})^2 + (\mu_0 \Delta_{\text{FMR}})^2}, \quad (1c)$$

である¹²⁾。 $\mu_0 \Delta_{\text{FMR}}$ は信号線の半値半幅、 S は DLT に比例する対称なローレンツ係数、 A は FLT や H_{Oe} に比例する反対称なローレンツ係数である。式(1b)と(1c)を用いて Fig. 2(b)の黒線をフィッティングすると、 V_S , V_A はそれぞれ Fig. 2(c)の緑線と紫線のようになる。これを合わせた $V_S + V_A$ は Fig. 2(b)の青線であり、実験結果の黒線をよく再現している。このときフィッティングパラメータとして、共鳴磁場 $\mu_0 H_{\text{FMR}} = 63.0 \text{ mT}$ と線幅 $\mu_0 \Delta_{\text{FMR}} = 6.8 \text{ mT}$ が得られる。

強磁性金属薄膜の共鳴磁場と共鳴角周波数 ω_{FMR} は Kittel の式から

$$\omega_{\text{FMR}} = 2\pi f_{\text{ac}} = \gamma \sqrt{\mu_0 H_{\text{FMR}} (\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}})}, \quad (2)$$

で与えられる。ここで γ はジャイロ磁気定数、 $\mu_0 M_{\text{eff}}$ は反磁場に相当する。 $I_{\text{dc}} = 0 \text{ mA}$ の場合において、実験で得られた共鳴周波数 f_{ac} と $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ を式(2)で解析することで、 $\mu_0 M_{\text{eff}} = 658 \text{ mT}$ と求まる¹¹⁾。Fig. 1(c)の磁化測定で得られた面直方向の飽和磁場 560 mT と同等の値が得られており、Kittel モードの強磁性共鳴が観測できていると考えられる。

I_{dc} を -20 mA から $+20 \text{ mA}$ まで、 I_{ac} の周波数 f_{ac} を 2 GHz から 9 GHz まで変化させた時の各 ST-FMR 信号に対して、 $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ と $\mu_0 \Delta_{\text{FMR}}$ を求めた。また $\mu_0 \Delta_{\text{FMR}}$ の f_{ac} 依存性からダンピング定数 α

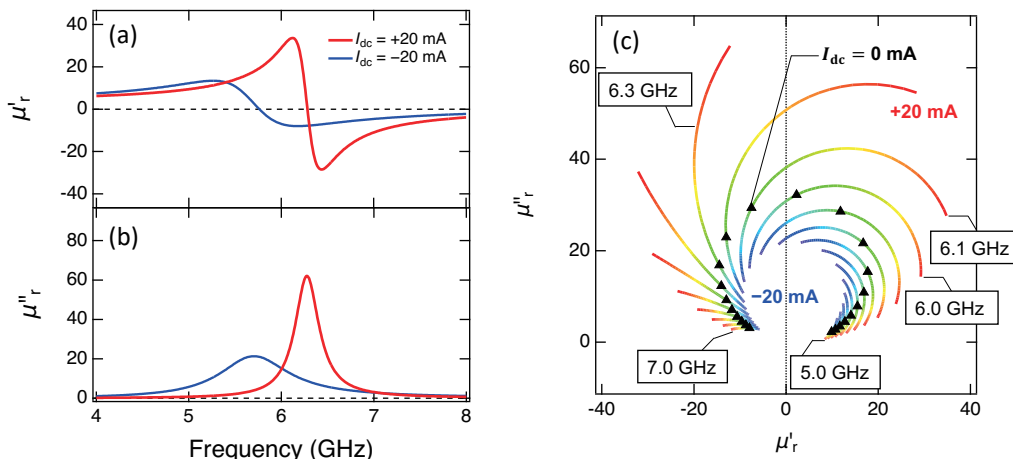


Fig. 4 (a)(b) Calculated dispersion curves of μ'_r and μ''_r with $I_{dc} = \pm 20$ mA are plotted as function of frequency. Data are re-drawn from Ref. 11. (c) Variation of μ'_r and μ''_r for I_{dc} from -20 mA to $+20$ mA. Each arc corresponds to frequency at which μ_r is evaluated.

を算出した。Fig. 3 に赤丸印で示すように、 $I_{dc} = -20$ mA のとき α は 8.2×10^{-2} である。 I_{dc} が -20 mA から $+20$ mA に変化すると共に α は単調に減少し、 I_{dc} が $+20$ mA で最小の 2.5×10^{-2} となる。線形でフィッティングすると、

$$\alpha = -1.4 \times 10^{-3} \times I_{dc} + 5.0 \times 10^{-2}, \quad (3)$$

の関係が得られた。

α の電流密度依存性を用いるとスピン軌道トルクの生成効率として DLT 効率 ξ_{DL} は、

$$|\xi_{DL}| = \frac{2|e|}{\hbar} \frac{(H_{FMR} + \frac{M_{eff}}{2}) \mu_0 M_S t_F}{\sin \frac{\pi}{4}} \left| \frac{\Delta \alpha_{eff}}{\Delta J_{Pt}} \right|, \quad (4)$$

と表される¹⁵⁾。ここで e は素電荷、 \hbar はプランク定数、 H_{FMR} は共鳴磁場、 M_{eff} は有効磁化、 μ_0 は真空の透磁率、 t_F は Py の膜厚、 $\Delta \alpha_{eff}$ は実効的な減衰定数の変化量、 ΔJ_{Pt} は Pt を流れる電流密度を表す。実験から $\mu_0 M_{eff} = 658$ mT、 $\mu_0 M_S = 805$ mT、 $\mu_0 H_{FMR} = 63$ mT、 $t_F = 2$ nm、 $I_{dc} = \pm 20$ mA の範囲で $\Delta \alpha_{eff} = 0.06$ 、 $\Delta J_{Pt} = 1.3 \times 10^{12}$ A/m² なので、 $\xi_{DL} = 0.10$ となる。これは Py/Pt 二層膜での Pt のスピンホール角と同程度であり、ここからも Ta からのスピン注入の寄与は小さいことが分かる。

I_{dc} を -20 mA から $+20$ mA に変化させると、 $\mu_0 H_{FMR}$ は非線形に増大した¹¹⁾。この非線形応答は一般にジュール熱の寄与として考えられている^{13), 21)}。我々の目指す GHz 帯での変調に対してジュール熱の寄与は応答しないと考えられるので、ジュール熱の寄与である偶関数成分を除去するため $\mu_0 H_{intrinsic}^{shift}(I_{dc}) = 1/2 [\mu_0 H_{FMR}^{shift}(I_{dc}) - \mu_0 H_{FMR}^{shift}(-I_{dc})]$ を求めた。Fig. 3 の青三角印に示すように、 I_{dc} の増加に伴い、 $\mu_0 H_{intrinsic}^{shift}$ は単調に増大していることがわかる。これを線形でフィッティングすると

$$\mu_0 H_{intrinsic}^{shift} = 2.5 \times 10^{-1} \times I_{dc} \quad (5)$$

の関係が得られた。この傾き 2.5×10^{-1} は、 $I_{dc} = \pm 2$ mA の範囲で調べられた過去の報告¹⁵⁾と同程度である。しかしながら、本研

究ではノンドープ Si 基板を用いることで ± 20 mA までの大電流印加が可能となり、5.0 mT といった大きな $\mu_0 H_{intrinsic}^{shift}$ を得ることに成功した。

4. スピン流による透磁率変化の評価

4.1 スピン注入下における複素透磁率の算出

交流複素磁化率 $\chi(\omega)$ の周波数分散は、 $\chi'(\omega)$ を実部、 $\chi''(\omega)$ を虚部として²²⁾

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega), \quad (6)$$

と表される。ここで

$$\chi'(\omega) = \gamma M_{eff} \frac{\omega_{FMR}(\omega_{FMR}^2 - \omega^2) + \omega_{FMR} \omega^2 \alpha^2}{[\omega_{FMR}^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_{FMR}^2 \omega^2 \alpha^2}, \quad (7a)$$

$$\chi''(\omega) = \gamma M_{eff} \frac{\alpha \omega [\omega_{FMR}^2 + \omega^2(1 + \alpha^2)]}{[\omega_{FMR}^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_{FMR}^2 \omega^2 \alpha^2}, \quad (7b)$$

である。磁場 H と磁束密度 B をつなぐ係数である複素透磁率 $\mu_r(\omega)$ は、

$$B = \mu_0 [1 + \chi(\omega)] H = \mu_0 \mu_r(\omega) H, \quad (8)$$

の関係にあり、実部を $\mu'_r(\omega)$ 、虚部を $\mu''_r(\omega)$ とすると、

$$\mu_r(\omega) = 1 + \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) = \mu'_r(\omega) - j\mu''_r(\omega). \quad (9)$$

と表される。

各 I_{dc} における $\mu'_r(\omega)$ と $\mu''_r(\omega)$ を求めるためには、式(7a)と(7b)のうち I_{dc} を変数とする ω_{FMR} と α を求めれば良い。 $\alpha(I_{dc})$ は式(3)で得られた。一方、 $\omega_{FMR}(I_{dc})$ を得るために式(5)を用いる。式(5)では I_{dc} による共鳴磁場のシフト量が得られるので、まず $I_{dc} = 0$ mA のときの共鳴磁場を決める。本実験では、 $f_{ac} = 6.0$ GHz の条件では、共鳴磁場 $\mu_0 H_{FMR} = 58.4$ mT であった。したがって、スピン注入によるシフトを考慮した共鳴磁場の値は、

$$\mu_0 H_{FMR}(I_{dc}) = 58.4 + 2.5 \times 10^{-1} \times I_{dc} \quad (10)$$

となる。単位は mT である。これを式(2)に代入することで $\omega_{\text{FMR}}(I_{\text{dc}})$ が求まる。ここで有効磁化 H_{dc} に依存せず $\mu_0 M_{\text{eff}} = 658$ mT であるとする。以上から得られた $\omega_{\text{FMR}}(I_{\text{dc}})$ と $\alpha(I_{\text{dc}})$ を式(7a) と(7b)に代入し、式 (9) の関係から各 I_{dc} における $\mu_r'(\omega)$ と $\mu_r''(\omega)$ が求まる。

4.2 複素透磁率の評価

外部磁場を 58.4 mT 印加している状態で、 $I_{\text{dc}} = \pm 20$ mA における $\mu_r'(\omega)$ と $\mu_r''(\omega)$ の計算結果を Fig. 4(a) と(b)に示す。赤実線が $I_{\text{dc}} = +20$ mA, 青実線が $I_{\text{dc}} = -20$ mA での複素透磁率を表す。それぞれの場合で強磁性共鳴による複素透磁率の周波数分散が確認できる。 $I_{\text{dc}} = -20$ mA の場合、共鳴周波数は 5.8 GHz である。一方、 $I_{\text{dc}} = +20$ mA の場合には、共鳴周波数は 6.3 GHz となっている。また $I_{\text{dc}} = -20$ mA のスペクトルと比べて、 $I_{\text{dc}} = +20$ mA スペクトルでは線幅が狭くなっていることがわかる。これらの変化は、式(3)と(5)で示した α の変化と $\mu_0 H_{\text{intrinsic}}^{\text{shift}}$ に対応している。

I_{dc} を変化させた際の $\mu_r'(\omega)$ と $\mu_r''(\omega)$ 変化について考える。 $\mu_r'(\omega)$ と $\mu_r''(\omega)$ はクラマース・クローニツヒの関係で結びついているので、それぞれが独立に変化することはない。まず Fig. 4(a) と(b)において周波数 6.0 GHz に着目する。つまり周波数 6.0 GHz の電磁波に対する透磁率を考える。この周波数における $\mu_r'(\omega)$ と $\mu_r''(\omega)$ を I_{dc} が -20 mA から $+20$ mA まで 0.1 mA 間隔で計算した。得られた計算値を横軸に $\mu_r'(\omega)$ 、縦軸に $\mu_r''(\omega)$ としてプロットすると、Fig. 4(c)の周波数 6.0 GHz と示した円弧が得られる。 I_{dc} を -20 mA から $+20$ mA に変化させると、 μ_r は青から赤に向かって円弧に沿って変化していく。円弧上の黒三角 (▲) は $I_{\text{dc}} = 0$ mA の場合の $\mu_r'(\omega)$ と $\mu_r''(\omega)$ を表しており、これは強磁性共鳴周波数での複素透磁率の値に相当する。同様に 5.0 GHz から 7.0 GHz までの周波数に対して 0.1 GHz 刻みで計算を行った。Fig. 4(c)の最も内側の円弧が 5 GHz に相当し、周波数が大きくなるに連れて直径が大きくなり外側の円弧へと順に変化していく。周波数が 6.3 GHz より大きくなると $\mu_r'(\omega)$ は正の値を持たず、負の値のみを示すことが分かる。また $\mu_r''(\omega)$ の変化量に着目すると、共鳴周波数である 6 GHz 付近で最も大きくなることが分かる。これは共鳴周波数付近での透磁率の急激な変化に起因している。

透磁率時間変調を用いた透過型の周波数変換を考えるために正の領域での $\mu_r'(\omega)$ の変化に注目する。Fig. 4(c)より周波数 6.1 GHz のとき、 I_{dc} を 6.5 mA から 20 mA に変化させることで $\mu_r'(\omega)$ が正の領域で 0 から 40 程度まで変化させることができる。これは屈折率では 6.3 程度の変化に相当する。誘電率変調による近赤外光に対する屈折率の変化量が 3 程度であることを考慮すると、今回の計算で得られた透磁率の変化量は十分大きいといえる。

最後に透磁率変調型の時間変調メタマテリアルを用いた電磁波の周波数変換について考える。これまで同様、外部磁場の大きさは 58.4 mT とする。ここに 6.1 GHz のマイクロ波を搬送波として流す。6.5 mA と 20 mA を正弦変化する交流電流を I_{dc} の代わりに印加する。共鳴周波数より小さければ磁化ダイナミクスは応答すると考えられるので、交流電流の周波数は 6.0 GHz より低ければよく、例えば 1.0 GHz とする。すると μ_r' は Fig. 4(c)の周波数 6.1 GHz の円弧に沿って、0 から 40 の値を 1.0 GHz の周期で変調される。ここを流れる 6.1 GHz の搬送波は、透磁率の時間変調を受

けて位相変調による周波数変換が起こり、1 次変換波として (6.1 \pm 1.0) GHz のサイドバンドが生じると考えられる。さらに Fig. 4(c)の縦軸を見ると 27 から 42 の範囲で μ_r'' の変調も同時に起こるため、位相変調に加えて強度変調も生じると予想される。デバイスをカスケード接続してこの周波数変換を 100 回繰り返すことでミリ波に相当する 106 GHz の変換波が得られると期待される。ただしキャリア波が高周波になるにつれて、磁性メタ原子の強磁性共鳴周波数も高周波化する必要がある。例えばミリ波やテラヘルツ光といった高周波帯での周波数変換には、内部磁場が大きくミリ波やテラヘルツ光で共鳴を示す反強磁性体の NiO や、人工反強磁性体の Co/Ru 多層膜の利用が考えられる。

5. まとめ

本研究では、基板上に成膜した Ta/Py/Pt 三層膜を微細加工して形成されたメタ原子に対して、直流のバイアス電流を加えたスピントルク強磁性共鳴(ST-FMR)測定を行った。SiO₂ と MgO とノンドープ Si 基板を用いて ST-FMR 測定を行ったところ、SiO₂ 基板では熱伝導率が小さいため、ジュール熱による昇温が大きくなり、試料が損傷を受けた。MgO 基板やノンドープ Si 基板試料では、ST-FMR 信号が得られたものの、大電流を印加すると MgO 基板試料では信号が安定せず SN 比が低くなった。MgO 基板と比べてノンドープ Si 基板では熱伝導率が高く、そのことが大電流印加を可能にしたと考えられる。

実験で得られた共鳴磁場とダンピング定数の変化量を用いて解析計算を行い、スピン注入に対する複素透磁率の変化を求めた。複素透磁率の実部と虚部の複素平面プロットによる解析によって、これまで明確ではなかったスピン注入量に対する透磁率の実部と虚部の変化量が明らかになった。また外部磁場が 58.4 mT のもとで大電流を印加することで、周波数 6.1 GHz の電磁波に対してメタ原子の比透磁率の実部が 0 から 40 まで、虚部が 27 から 42 まで変化することを示した。本研究ではノンドープ Si 基板を用いることで大電流印加が実現されたが、これによって通常では見えない非線形スピン分極が観測されている可能性がある²⁹⁾。非線形スピン分極が存在すると、さらに大きな透磁率変化や、複数の周波数での透磁率変調が期待でき、時間変調メタマテリアルを用いたミリ波やテラヘルツ光源の開発に繋がる。スピン注入による透磁率制御は、メタマテリアルを通じたスピントロニクスとフォトニクスの融合であり、本研究を足がかりにスピントロニック時間変調メタマテリアルの更なる発展が期待される。

謝辞 試料作製に協力頂いた畑山正寿氏に感謝する。金森義明教授との有益な議論に感謝する。本研究は JST-CREST (JPMJCR2102) によって支援されている。

References

- 1) R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz: *Science*, **292**, 77 (2001).
- 2) D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith: *Science*, **314**, 977 (2006).

- 3) E. Galiffi, R. Tirole, S. Yin, H. Li, S. Vezzoli, P. A. Huidobro, M. G. Silveirinha, R. Sapienza, A. Alú, and J. B. Pendry: *Adv. Photonics*, **4**, 014002 (2022).
- 4) Y. Zhou, M. Z. Alam, M. Karimi, J. Upham, O. Reshef, C. Liu, A. E. Willner, and R. W. Boyd: *Nat. Commun.*, **11**, 1 (2020).
- 5) M. Z. Alam, S. A. Schulz, J. Upham, I. De Leon, and R. W. Boyd: *Nat. Photon.*, **12**, 79 (2018).
- 6) R. L. Savage, C. Joshi, and W. B. Mori: *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 946 (1992).
- 7) T. Tanabe, M. Notomi, H. Taniyama, and E. Kuramochi: *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 043907 (2009).
- 8) F. Miyamaru, C. Mizuo, T. Nakanishi, Y. Nakata, K. Hasebe, S. Nagase, Y. Matsubara, Y. Goto, J. Pérez-Urquiza, J. Madéo, and K. M. Dani: *Phys. Rev. Lett.*, **127**, 053902 (2021).
- 9) Y. Huang, K. Nakamura, Y. Takida, H. Minamide, K. Hane, and Y. Kanamori: *Sci. Rep.*, **10**, 20807 (2020).
- 10) P. A. Huidobro, E. Galiffi, S. Guenneau, R. V. Craster, and J. B. Pendry: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **116**, 24943 (2019).
- 11) T. Kodama, N. Kikuchi, S. Okamoto, S. Ohno, S. Tomita: *Phys. Rev. Applied*, **19**, 044080 (2023)
- 12) L. Liu, T. Moriyama, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman: *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 036601 (2011).
- 13) M. Kawaguchi, T. Moriyama, T. Koyama, D. Chiba, and T. Ono: *J. Appl. Phys.* **117**, 17C730 (2015).
- 14) R. W. Greening, D. A. Smith, Y. Lim, Z. Jiang, J. Barber, S. Dail, J. J. Heremans, and S. Emori: *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 052402 (2020).
- 15) T. Nan, S. Emori, C. T. Boone, X. Wang, T. M. Oxholm, J. G. Jones, B. M. Howe, G. J. Brown, and N. X. Sun: *Phys. Rev. B*, **91**, 214416 (2015).
- 16) W. Zhu, G. Zheng, S. Cao, and H. He: *Sci. Rep.*, **8**, 10537 (2018).
- 17) J. K. Srivastava, M. Prasad, and J. B. Wagner: *J. Electrochem. Soc.*, **132**, 955 (1985).
- 18) P. Shukla, T. Watanabe, J. C. Nino, J. S. Tulenko, and S. R. Phillpot: *J. Nucl. Mater.*, **380**, 1 (2008).
- 19) R. Soto, S. Mergui, and P. E. Schmidt: *Thin Solid Films*, **308**, 611 (1997).
- 20) G. A. Slack: *J. Appl. Phys.*, **35**, 3460 (1964).
- 21) V. E. Demidov, S. Urazhdin, E. R. J. Edwards, M. D. Stiles, R. D. McMichael, and S. O. Demokritov: *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 107204 (2011).
- 22) D. Pozar: *Microwave Engineering* (Wiley, New York, 2011).
- 23) T. Kodama, N. Kikuchi, T. Chiba, S. Okamoto, S. Ohno, S. Tomita: *arXiv*, **2308**, 11156 (2023).

2023年10月29日受理, 2024年1月30日採録

ランダウ理論から見た磁化状態の熱安定性と反転磁場

Thermal stability of magnetization states and reversal fields from the perspective of Landau theory

三俣千春^{a)†}・小嗣真人^{a)}・岡本聡^{b)}^{a)} 東京理科大, 東京都葛飾区新宿 6-3-1 (〒125-8585)^{b)} 東北大学, 宮城県仙台市青葉区片平 2-2-1 (〒980-8577)C. Mitsumata,^{a)} M. Kotsug,^{a)} and S. Okamoto^{b)}^{a)} Tokyo University of Science, 6-3-1, Nijjuku, Katsushika, Tokyo, 125-8585 Japan^{b)} IMRAM, Tohoku University, 2-2-1, Katahira, Aoba, Sendai, Miyagi, 980-8577 Japan

A method for achieving both the thermal stability of magnetic signals and the reduction of the magnetization reversal field was investigated using the Landau theory. We give some examples of slope shapes in a free-energy landscape, and performs calculations for reversal fields. It is clarified that linear slopes without irregularities are suitable for the energy landscape to reduce the switching field. We also show that the method of suppressing the reduction in the energy barrier height and reducing the reversal magnetic field by bonding the soft phase/hard phase contributes to flattening the energy landscape. It is shown that the energy distribution of the domain wall motion studied in a previous simulation is consistent with the linear energy landscape in Landau theory.

Key words: free energy, entropy, energy landscape, magnetization reversal, magnetization process

1 はじめに

磁化状態を情報信号として利用する場合、その熱安定性と書き込み性能の間には磁気異方性エネルギー $K_u V$ を対象としてジレンマにあると考えられている ($K_u V$ は異方性定数と体積の積)。磁化反転に対する熱安定性は磁化の平衡状態を隔てるエネルギー障壁の高さに依存し、 $K_u V$ が大きいほど安定である。磁化情報の記録には保磁力を超える外部磁場を印加する必要があり、保磁力は K_u に比例すると考えられている。よって熱安定性確保のために K_u を大きくするか、記録用の磁化反転を容易にするために K_u を小さく抑制するかを選択を迫られる。このような背景の下、熱安定性を損なうことなく磁気記録媒体における記録性能の向上のために、交換結合するソフト相 / ハード相の接合技術が提案されている^{1,2)}。この方法は、永久磁石における欠陥相が保磁力に及ぼす影響を解析した模型³⁾と結果として同じ形になっており、ソフト層の存在を積極的に利用したものとなっている。さらに媒体材料構成の探索によって記録性能の確認や保磁力の温度依存性について検討された^{4,5)}。また効果のシミュレーションが行われ、ソフト相を利用してもわずかなエネルギー障壁の低減にとどめた上で、保磁力を抑制する効果が確認された⁶⁾。この記録磁場の低減は磁壁移動に対するピン止めサイトが同時性をもって大域的に作用することが理由とされた。

磁性材料の保磁力機構については、永久磁石を対象として様々な検討が行われてきた⁷⁾。また保磁力の温度依存性についても詳細な模型が示されている⁸⁾。しかし、これらはどれも保磁力性能の向上を中心とした議論であり、磁気記録を対象とした場合の磁化の熱安定性と保磁力の低減というジレンマでは議

論されていない。一方、保磁力の温度依存性については、ランダウ理論⁹⁾を用いることで解析的な数式表現が可能であることが示されている¹⁰⁾。ここではランダウ理論の視点から、磁気信号の熱安定性と提案された⁶⁾磁化反転磁場低減の原理を解釈する。

2 エネルギー障壁高さ

ランダウ理論では秩序変数の関数として自由エネルギーを記述し、エネルギー極小状態を実現する秩序変数が系の状態を決定する。磁性材料の場合、系の磁化が秩序変数となるので、磁化反転などの現象にランダウ理論を利用することが可能である。系の自由エネルギー $F = U - k_B T S$ について、内部エネルギー U とエントロピー S が以下の関数で与えられるとする。ここでは簡単のため、全磁気モーメント m の関数として二重極小ポテンシャルを表現する U と磁気状態の乱雑性を表現する尤度がガウス分布で近似されると仮定した。

$$U(m) = \frac{K_u V}{\sigma^4 m_s^4} m^4 - 2 \frac{K_u V}{\sigma^2 m_s^2} m^2 + K_u V, \quad (1)$$

$$S(m) = \eta \left(1 - \frac{m^2}{m_s^2} \right) \quad (2)$$

ここで、 $m_s, k_B, T, \sigma, \eta$ はそれぞれ飽和全磁気モーメント、ボルツマン定数、温度、磁気ヒステリシス曲線の角型比、磁化反転体積によって決定される比例定数 ($\eta > 0$) である。Eq.(1) から求められる磁気安定条件は $m_f = \sigma m_s$ である残留磁化状態であり、これを基準として温度 $T = 0$ の場合のエネルギー障壁高さは $K_u V$ である。

Eq.(1) と (2) のエネルギー地形の例を Fig.1 に示す。(a) は内部エネルギー U とエントロピー S で、この例では $\sigma = 0.9$ として図示した。この自由エネルギー地形において障壁高さが T

[†] Corresponding author: C. Mitsumata (e-mail: mitsumat@rs.tus.ac.jp)

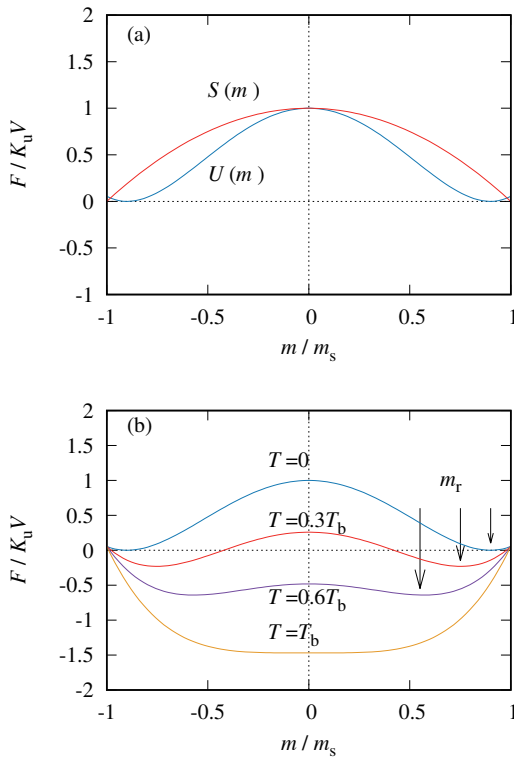


Fig. 1 Free energy landscape. (a) Double well shape of internal energy U and parabolic curve of entropy S . Entropy is normalized by $K_u V / \eta$. (b) Temperature dependence of free energy F . Temperature is defined as function of blocking temperature T_b . Arrows denote magnetization states of remanence m_r .

の上昇と共に低下する様子を (b) に示した。 T_b は超常磁性転移を示すブロッキング温度で、 $2/\eta\sigma^2 = k_B T_b / K_u V$ の条件で決定されている。この条件は関数 F が $|m/m_s| \leq 1$ の全ての状態に対して下に凸となっていることに対応する。したがって、エネルギー安定条件は $m = 0$ となる。矢印は $T < T_b$ のエネルギー安定状態で、それぞれの温度に対する残留磁化状態 m_r に対応している。 T の上昇と共に m_r が 0 に向かって減少する傾向を示すと同時に、エネルギー極小となる m_r からのエネルギー障壁高さが減少する様子が見られる。

3 反転磁場

3.1 反転磁場の計算方法

一方、磁化反転磁場 H_{sw} は $|\partial F / \partial m|$ の最大値によって決定される¹⁰⁾。 Eq.(1) と Eq.(2) の具体例を用いて計算すると、

$$H_{sw} = \left| -\frac{\partial F}{\partial m} \right|_{m=m_c} \quad \text{at} \quad m_c = \pm \sigma m_s \sqrt{\frac{2K_u V - k_B T \eta \sigma^2}{6K_u V}} \quad (3)$$

のように求められる。これは Fig.2 を用いて以下のように理解される。ただし、簡単のため $T = 0$ として図を説明する。外部磁場 H がない場合、 U は $m = 0$ に対して対称である。外部磁場が印加されると Zeeman エネルギー $-mH$ が加わり、エネルギー地形が傾斜する。(ここでは $H < 0$ で磁化状態は $m > 0$ から $m < 0$ へと反転すると仮定する。) エネルギー安定条件は矢

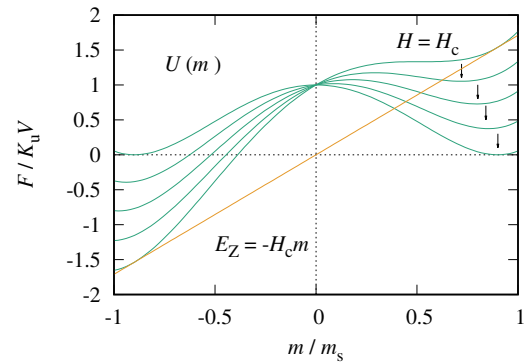


Fig. 2 Deformation of free energy landscape due to applied field. Arrows indicate minima of energy corresponding to magnetization stable state. Zeeman energy E_Z shows linear function, and plotted line is for case of coercivity.

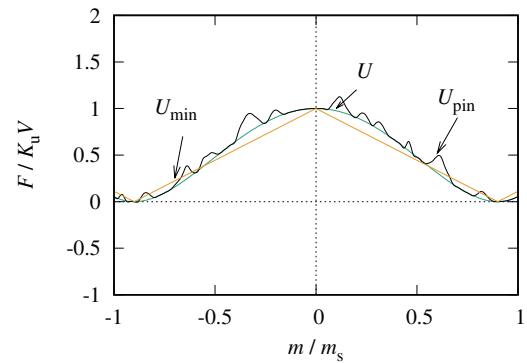


Fig. 3 Slope shape comparison of energy landscape. U is double-minimum shape of Eq.(1). U_{pin} is case where there is significant unevenness in U and pinning is likely to occur. U_{min} is linear slope and when reversal field is minimal.

印で示された磁化状態であり、印加磁場が増加するにしたがって $m = 0$ の方向に減少する。そして、 H_c に達すると $m > 0$ の領域から極小条件が消失し、磁化反転が起こる。この臨界量の定義はエネルギー地形の傾斜および極小条件で規定されるので、自由エネルギーの微分演算で反転磁場が求められることになる。エネルギー極小条件が消失するまで極小値を与える秩序変数を追跡すると、 Eq.(3) の m_c が臨界値となる。臨界点において、 $F = U - m_c H_c$ の地形は傾斜が 0 となる。この値は U の変曲点と一致し、エネルギー地形の傾斜が最大となる点を示している。

3.2 反転磁場の低減方法

前述したとおり Suess のモデル計算⁶⁾ では、ソフト相/ハード相の接合系における磁化反転過程においてはハード相がピン止めサイトとなり、磁壁移動を阻害する。ピン止め効果は、磁壁の局所的な作用であり、磁壁移動の時に磁壁全体が同時にピン止めサイトを通り過ぎることで、反転磁場が減少すると説明されている(参考文献⁶⁾ の FIG.3 下段を参照)。これを Eq.(3) で計算されるエネルギー地形からランダウ理論を用いて解釈する。

いくつかの自由エネルギー地形の例を Fig.3 に示す。\$U\$ は Eq.(1) に規定されている関数である。ピン止め効果がある場合には、エネルギー地形に凹凸があると考えられるので、同じ障壁高さの \$U_{pin}\$ を考える。Suess の比較モデルでは単層様の材料を仮定しているのだから比較的なめらかなエネルギー地形が得られ、保磁力の決定機構では磁気異方性が支配的である。しかし、材料中に複数の結晶粒界や粒界介在物が存在する、あるいは結晶粒内に転位などの結晶欠陥等がある場合は、これらがピン止めサイトとして働くと考えられる。材料中で大きさや位置が異なるピン止めサイトはエネルギー地形に不規則なエネルギー障壁を生成し、エネルギー地形は多谷構造となる。このような状態を模式的に示したのが Fig.3 の \$U_{pin}\$ で示すエネルギー地形である。多谷構造における局所安定点（谷底）から他の局所安定点に磁化変化が起こる場合、その間のエネルギー障壁高さが小さくても障壁の斜面傾斜は \$U\$ と比較して大きくなる。よって、多谷構造においては対応する有効場は増大する。このように局所的に極小状態が多数存在すると、磁化過程はそれぞれの部分で滞留し反転磁場が増大することは明らかである。これを Eq.(3) の表式で見ても、極小条件の周囲では \$|-\partial F/\partial m|\$ が大きくなって反転磁場 \$H_{sw}\$ が増大する。したがって、ピン止め効果によってエネルギー地形に凹凸が存在する場合 \$U_{pin}\$ よりも滑らかな \$U\$ の方が \$H_{sw}\$ を低減できる。

次に Fig.3 に示された \$U_{min}\$ について \$U\$ と比較する。\$U_{min}\$ は以下の関数で定義されている。

$$U_{min}(m) = K_u V \left| 1 - \frac{m}{\sigma m_s} \right| \quad (4)$$

このエネルギー地形の安定条件は \$m_r\$ であり、安定点からのエネルギー障壁高さは \$K_u V\$ と \$U\$ と同じになっている。上述の \$U_{pin}\$ と \$U\$ の比較では、\$U_{pin}\$ のエネルギー地形の斜面上にある凹凸が \$U\$ よりも大きかった。これと同様に \$U\$ は \$U_{min}\$ の直線状の斜面に対して凹凸の形状となっている。したがって、反転磁場 \$H_{sw}\$ は \$U_{min}\$ の方が小さくなるのが分かる。以上のことから、エネルギー地形の斜面が凹凸無く直線的となることから、\$H_{sw}\$ を小さくする条件と分かった。具体的に \$T = 0\$ の条件において \$U\$ および \$U_{min}\$ の反転磁場を計算すると、

$$H_{sw}(U) = \frac{4H_k}{\sqrt{27}\sigma}, \quad H_{sw}(U_{min}) = \frac{H_k}{2\sigma} \quad (5)$$

のように、直線的なエネルギー地形の方が反転磁場を低減することが可能である。ただし、ここで異方性磁場は \$H_k = 2K_u V/m_s\$ である。この条件はエネルギー地形の傾斜を最少とする命題をも満足している。直線状のエネルギー地形は内部エネルギーが \$m\$ の 1 次関数となることで実現される。しかし、磁気異方性エネルギーや磁気相互作用は 2 次以上のべきであるため、目的の関数を得ることは容易ではない。完全な直線ではないが、磁気異方性に関して \$K_{u2}, K_{u3}, \dots\$ のような高次項が顕著となる場合や、磁気 4 重極子相互作用などの効果によって \$m\$ の高次のべきを導入し、近似的に直線状のエネルギー関数を生成することは可能と考えられる。

3.3 エントロピーの影響

前節でエネルギー障壁高さを保持して反転磁場を低減する原理を解説した。ここでは、Fig.1(b) に示した有限温度のエネ

ルギー地形について反転磁場との関係を整理する。\$T = 0\$ から温度が上昇して \$T = 0.3T_b\$ に達すると、安定状態である残留磁化 \$m_r\$ からエネルギー障壁の頂上 (\$m = 0\$) のエネルギー差 \$\Delta E\$ は、\$\Delta E \sim 0.49K_u V\$ に減少する。即ち、熱安定性が半分になったわけである。さらに温度が上昇して \$T = 0.6T_b\$ になると、\$\Delta E \sim 0.16K_u V\$ まで減少する。\$T \ge T_b\$ では、エネルギー極小条件が \$m = 0\$ の一状態に限定されて超常磁性状態となり磁化反転現象は存在しない。

一方、\$T < T_b\$ の範囲では、障壁高さが低減されたそれぞれのエネルギー地形の斜面傾斜が反転磁場となる。温度上昇の影響で斜面の傾斜が小さくなっていることは直ぐわかるが、それぞれの条件について具体的に \$H_{sw}\$ を計算してみる。\$T = 0\$ では \$H_{sw} = 4H_k/\sqrt{27}\sigma \sim 0.86H_k\$ である。\$T = 0.3T_b\$ では \$H_{sw} \sim 0.43H_k\$、\$T = 0.6T_b\$ では \$H_{sw} \sim 0.11H_k\$ となった。\$T = 0\$ に対するそれぞれの比をとると、\$T = 0.3T_b\$ で 0.50 および \$T = 0.6T_b\$ で 0.13 となった。

以上のエネルギー障壁高さと反転磁場の温度効果を比較する。\$T = 0\$ の条件を基準とすると、反転磁場 \$H_{sw}\$ は \$0.3T_b\$ では障壁高さの低減効果より大きな磁場が必要となったが、\$0.6T_b\$ では反対に障壁高さの低減量から期待される磁場よりも小さな磁場で磁化反転が可能であることがわかった。しかし、両者ともに違いは僅かであり、温度条件によって反転磁場低減効果に利得が生じるような条件は見つからなかった。ただし、この Fig.1 の結果は \$U\$ と \$S\$ がそれぞれ四次関数と二次関数で与えられると単純化した場合であり、実用材料における検討では磁化変化に対するエントロピーの関数形を詳細に検討する必要がある。

最後に斜面形状が直線的な場合の反転磁場の温度依存性について確認する。自由エネルギー地形には Eq.(4) の内部エネルギーと Eq.(2) のエントロピーを用いる。

$$F_{lin}(m) = U_{min}(m) - k_B T S(m) \quad (6)$$

これを微分すると、

$$\left| -\frac{\partial F_{lin}(m)}{\partial m} \right| = \frac{K_u V}{\sigma m_s} + 2k_B T \eta \frac{m}{m_s^2} \quad (7)$$

のように求められる。Eq.(6) は \$T < T_b\$ の条件下では、\$|m| \le m_r(T)\$ の範囲において \$m = 0\$ を頂点とする下に凸の関数である。ただし \$m_r(T)\$ は残留磁化の温度依存性を示す関数で温度が上昇すると \$m_r \to 0\$ に漸近する。厳密には Eq.(6) は \$m = 0\$ で微分不能であるが、エネルギー地形が下に凸の関数形を示していることから \$m \to 0\$ で斜面の傾斜が最大となる。従って、Eq.(7) の最大値は、\$m \to 0\$ の時に与えられて、

$$H_{sw} = \frac{K_u V}{\sigma m_s} \quad (8)$$

と求めることができる。結果としてエネルギー地形の傾斜を直線状に制御した場合には、磁化反転磁場の温度依存性が無くなることが分かった。

4 まとめ

磁気信号の熱安定性と磁化反転磁場の低減を両立する方法に関してランダウ理論を用いた考察を行った。自由エネルギー地

形の斜面形状について、いくつかの例を示して反転磁場の計算を行った。その結果、エネルギー地形の斜面は凹凸のない直線形状が適していることが明らかになった。そして、ソフト相／ハード相の接合によってエネルギー障壁高さの低減を抑制しつつ反転磁場を低減する技術は、エネルギー地形の平坦化に寄ることを示した。シミュレーションによって検討された磁壁移動のエネルギー分布は、ランダウ理論における直線状のエネルギー地形と矛盾しないことが示された。

謝辞 この研究の一部は JSPS の科研費基盤 A (21H04656) の援助によって実施された。

References

- 1) R. H. Victora, and X. Shen: *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 517 (2005).
- 2) Y. Inaba, T. Shimatsu, O. Kitakami, H. Sato, T. Oikawa, H. Muraoka, H. Aoi, and Y. Nakamura: *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 3136 (2005).
- 3) H. Kronmuller and H. R. Hilzinger: *J. Magn. Magn. Mat.*, **154**, 3 (1976).
- 4) T. Shimatsu, Y. Inaba, S. Watanabe, O. Kitakami, S. Okamoto, H. Aoi, H. Muraoka, and Y. Nakamura: *IEEE Trans. Magn.*, **43**, 2103 (2007)
- 5) T. Shimatsu, N. Asakura, Y. Inaba, K. Kudo, A. Sato, H. Muraoka, H. Aoi, S. Okamoto, and O. Kitakami: *J. Magn. Magn. Mat.*, **320**, 3088 (2008).
- 6) D. Suess: *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 113105 (2006).
- 7) A. Sakuma: *J. Magn. Magn. Mat.*, **88**, 369 (1990).
- 8) Y. Toga, S. Miyashita, A. Sakuma, and T. Miyake: *npj Comput. Mater.*, **6**, 67 (2020)
- 9) L. D. Landau and E. M. Lifshitz: *Statistical Physics*, p.424 (Pergamon, Oxford, 1980)
- 10) C. Mitumata and M. Kotsugi: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **46**, 90 (2022)..

2023 年 10 月 15 日受理, 2023 年 12 月 5 日再受理, 2024 年 1 月 31 日採録

位相情報を含んだ近傍磁界測定によるクロストーク観察

Observation of Crosstalk by Near Magnetic Field Measurement Including Phase Information

菅原祐介^{a), b)}・後藤太一^{b)}・石山和志^{b)†}

^{a)}東北大学大学院 工学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6 (〒980-8579)

^{b)}東北大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

Yusuke Sugawara^{a) b)}, Taichi Goto^{b)}, and Kazushi Ishiyama^{b)†}

^{a)} Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., 6-6 Aramaki Aza Aoba, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

^{b)} RIEC Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

In recent years, as electronic devices have advanced, the component mounting density on electronic boards has grown, leading to circuit noise issues. Addressing this requires technology capable of precisely measuring high-frequency magnetic fields. We have been studying magneto-optical effects and high-frequency near-field measurements using pulsed lasers. In previous studies, we demonstrated the feasibility of measuring the magnetic field distributions across diverse electronic circuits, including actual circuits in commercial electronic devices. However, it is difficult to identify a noise source only by the intensity and frequency of the magnetic field obtained by magnetic field distribution measurement. This study proposes a visualization of noise propagation paths utilizing the phase information obtained by a magnetic field measurement system. For validation, we measured the magnetic field emitted by crosstalk noise, a typical type of noise in electronic circuits. We observed a time lag between the primary signal and the noise, as well as noise amplification over time. Our findings show the potential of our measurement method in pinpointing noise sources.

Key words: magnetic optical effect, garnet, magnetic field measurement, noise in circuits, crosstalk noise

1. はじめに

近年、電子機器の高性能化に伴い電子基板における部品の実装密度が向上し、回路内のノイズによる問題が発生している¹⁾。ノイズ対策はノイズ源や伝搬方法に応じて、ノイズフィルタやシールドを施すことが効果的だが、そのためにはノイズ源の特定が必要である。従来のノイズ源特定方法として、金属ループコイルを用いた近傍磁界測定がある^{2) 3)}。しかし、プローブが金属製であるため測定対象の磁界分布を乱すことや、測定感度とループ径の間にトレードオフの関係があるため空間分解能に限界があることが問題となっている^{4) 5)}。実装密度が高い電子基板におけるノイズの種類や伝搬経路は様々であるため、ループコイルで得られる磁界の強度と周波数のみでノイズ源を特定することは困難である。それらに加えて磁界の位相情報を取得することができればリングングやクロストークなど、発生した可能性のあるノイズが複数あってもノイズの特徴検出によって実際に発生したノイズを特定可能であると考える。

我々は磁気光学効果⁶⁾とパルスレーザを用いた高周波近傍磁界測定の研究を行っている^{7) 8)}。非磁性の素材である磁性ガーネット膜を用いることで、金属ループコイルと比べて低侵襲かつ高分解能な近傍磁界測定が可能である。本磁界測定システムでは、測定対象の磁界とパルスレーザを同期し、測定磁界の特定位相でのみレーザを発光させるストロボ法を用いることで、位相情報を含んだ磁界測定を可能としている⁹⁾。しかし、位相情報を用いた磁界測定によるノイズ観察を行った例はなく、ノイズの特徴検出が可能であるか検証されていない。そこで本研究では、位相情報を含

む磁界測定によってノイズの特徴検出が可能であると示すことを目的とする。検証実験として、電子回路中のノイズとして代表的であるクロストークノイズが作り出す磁界を測定し、特徴の観察を行った。

2. 原理・測定方法

2.1 原理・測定方法

Fig. 1に本研究で使用した磁界測定システムの概略を示す。プローブとして用いた磁性ガーネット膜は1 cm 角のMatesy社 Matesy Type Bであり、片面に反射膜(誘電体多層膜)が形成されている。測定対象であるマイクロストリップライン(MSL)に磁性ガーネット膜を近接させ、パルスレーザを膜面垂直方向に照射した。磁性ガーネット膜内部の磁化状態は、MSLが発する磁界によって変化しパルスレーザの偏光状態を変化させるため、偏光の変化から磁界の変化を検出することができる¹⁰⁾。入射と反射によって光路長が膜厚の2倍となるため、得られるファラデー回転角も2倍となる。偏光状態の変化には、磁性ガーネット膜の表面で起きる極カー効果と、膜内を通過した光に起きるファラデー効果の二種類がある。しかしレーザ光は膜に対して垂直に入射するため、膜表面で起きる反射に比べて、内部を通過して反射膜で反射する光のほうが支配的である。したがって、検出したすべての反射光の回転角をファラデー回転角によるものとした。反射光は偏光ビームスプリッタ(Polarizing beam splitter: PBS)によってP偏光とS偏光に分離し、それぞれの光を2つのフォトディテクタを用いて検出した。P偏光とS偏光の強度の差分を取ることでファラデー回転角としている。ファラデー回転角は1°に満たない範囲で変化するためファラデー回転角と測定磁界は比例しており、P偏光

Corresponding author: K. Ishiyama
(e-mail: kazushi.ishiyama.d8@tohoku.ac.jp).

と S 偏光の差分を磁界強度として読み取っている。

ストロボ法を用いた位相情報の測定方法について説明する。本システムでは、MSL に入力する信号に低周波のバースト変調を加えており、バースト変調に用いている矩形波をロックインアンプの参照信号として使用している。これによりディテクタで読み取った光強度を積算し、ロックインアンプで低周波の信号として読み取れることを可能としている。パルスレーザは測定磁界の特定位相で発光を繰り返している。そのため入力信号の位相を変化させることで、位相ごとの磁界測定が可能となっている。

2.2 クロストークノイズの特徴

クロストークノイズは複数の伝送線路間の誘導性・容量性結合によって発生するノイズである¹¹⁾。アナログ回路が被害者となった場合信号が乱れ、デジタル回路の場合定められた閾値を越えて High / Low の誤りを引き起こす、などの問題が起きる。クロストークノイズは加害者となる素子から見た被害者となる素子との位置関係によって、近端クロストークと遠端クロストークに分けられる。本実験では、発生したノイズの持つ特徴を観察しやすいことから、遠端クロストークを測定対象として選んだ。

今回観察した遠端クロストークの特徴は2つである。1つ目はノイズの立ち上がりが加害者である入力信号の立ち上がりよりも遅れることである。クロストークノイズは誘導性・容量性結合によって発生するため、誘導性・容量性ノイズの合計であるといえる。Fig. 2 に加害者となる配線に正のステップ信号を入力したときのクロストークノイズの波形の概略を示す。Assailant signal は加害者線路に入力した信号の電圧波形、Crosstalk noise は被害者線路遠端の電圧波形である。加害者線路に信号が流れると被害者線路にノイズが伝搬する。このとき線路の実効誘電率の違いによって、誘導性ノイズは容量性ノイズよりも速く線路中を伝わる。よってその合計であるクロストークノイズは一度立ち下がったあと立ち上がるため、加害者である入力信号の立ち上がりと比べて遅れることとなる。どの程度遅れるかは線路同士の結合度や信号の立ち上がりの速さに依存しており、線路長 4 mm では約 30 ps の遅れが見られる¹²⁾。

2 つ目はノイズが遠端に伝搬するにつれて線形に増幅していくことである¹¹⁾。Fig. 3 に容量性結合のみを考えたノイズ増幅の様子である。遠端クロストークノイズについての説明のため、遠端方向に流れる電流のみを示している。高周波信号が流れる線路であるため分布定数線路として振る舞っており、容量性結合である浮遊静電容量が分布している。加害者線路に信号が流れると、その立ち上がりが電圧源として振る舞うため、浮遊静電容量を通じて被害者線路にノイズが伝搬する。加害者線路の信号が進むと被害者線路にノイズが伝搬するが、このとき先ほど伝搬したノイズも進んでいるため、そこに新たなノイズが重なることになる。これを繰り返しながら進むことでノイズは雪だるま式に重畳することとなる。誘導性ノイズも同様に増幅していくため、2つのノイズが同じ大きさであれば打ち消されることとなるが、そうでない場合は遠端に伝搬するにつれて増幅することとなる。したがって、遠端クロストークノイズは遠端に向かうにつれて線形に増幅する。

実際のクロストークノイズは信号の急峻な変化である矩形波の

立ち上がり・立ち下がりが原因となって発生するため、主に加害者となる信号は矩形波である。本実験では測定システムの磁界検出感度を考慮して高出力の信号を用いる必要があるが、高出力かつ高周波の矩形波を生成することは困難であるため、正弦波を用いて実験を行った。そのため被害者線路に伝搬するノイズは一般的なクロストークノイズとは異なるが、前述した 2 つの特徴は現れると考えられるためクロストークノイズとして扱って問題ないとした。

2.3 測定に使用した MSL

Fig. 4 に測定対象として製作した MSL を示す。製作に使用した基板は基板厚み 1.2 mm、銅箔厚み 0.018 mm の両面銅箔基板であり、材質は FR-4 である。エッチング処理を行い線路の作成を行ったのち、コネクタの取り付けを行った。信号線幅は単線へ 1 GHz の信号を入力した際に線路の特性インピーダンスが 50 Ω となる 2.3 mm に設計した。線路が近接する範囲についても同様の線幅である。2本の線路は 0.5 mm の間隔をあけて 60 mm 平行している。測定の際は Port 1 から信号を入力し Port 2 を 50 Ω 終端することで加害者線路として、Port 3・4 を 50 Ω 終端することで被害者線路として使用した。

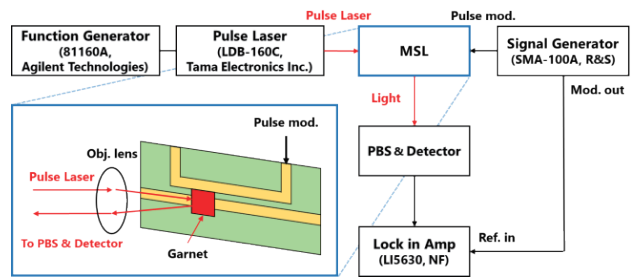


Fig. 1 Schematic of RF magnetic field measurement system.

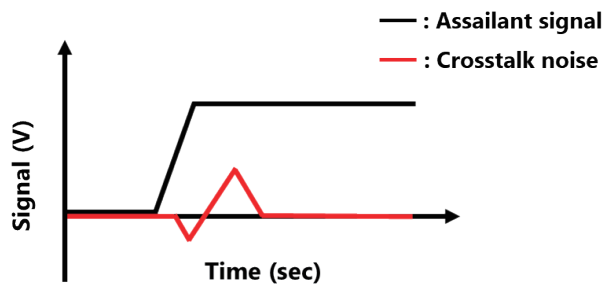


Fig. 2 Schematic of time lag between crosstalk noise and assailant signal.

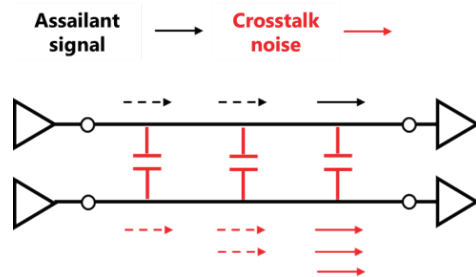


Fig. 3 Schematic diagram of how crosstalk is amplified as it propagates.

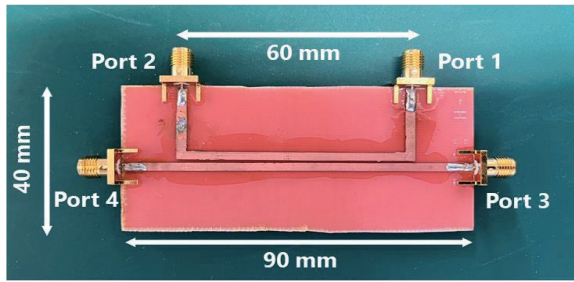


Fig. 4 Microstrip lines used for measurements.

3. 実験結果および考察

3.1 線路近傍磁界の分離

本論文ではノイズが作る磁界を測定することでノイズの特徴観察を行う。しかし、線路近傍磁界は加害者線路と被害者線路に流れる電流の足し合わせである。したがって、被害者線路近傍磁界をノイズが作る磁界として扱えるかどうかは、被害者線路近傍磁界が含む加害者線路に流れる電流が作る磁界の割合に依存していると言える。そこで線路近傍磁界を測定し、信号磁界成分とノイズ磁界成分への簡単な分離を行うことで、被害者線路近傍磁界をノイズ磁界として問題がないか検討した。

Fig. 5 に磁界測定を行った範囲、Fig. 6 に測定結果を示す。Fig. 6 からノイズフロアは約 $2 \mu\text{V}$ 、被害者線路近傍磁界は約 $7 \mu\text{V}$ 、線間磁界は約 $42 \mu\text{V}$ 、加害者線路近傍磁界は約 $40 \mu\text{V}$ であることが読み取れる。したがって、被害者線路近傍磁界はノイズフロアを差し引くと約 $5 \mu\text{V}$ であるのに対し、線間磁界が含む被害者線路近傍磁界は約 $2 \mu\text{V}$ である。線間磁界はそれぞれの線路に流れる電流が作る磁界のピークが重なったものではなく、裾野に近い部分が重なったものであると考えられる。したがって、被害者線路近傍磁界約 $5 \mu\text{V}$ の大部分はノイズが作り出した磁界であり、線間磁界が含む被害者線路近傍磁界約 $2 \mu\text{V}$ はその一部分であるといえる。よって、本論文では被害者線路近傍磁界をノイズが作り出すノイズ磁界、加害者線路近傍磁界を加害者信号が作り出す加害者磁界として扱う。

3.2 ノイズと入力信号の時間差の観察結果

遠端クロストークノイズの特徴の1つ目である立ち上がりの時間差を観察するため、位相ごとにMSLの磁界分布測定を行った。MSLのPort 1に10 kHzでバースト変調した1 GHz, 24 dBmの正弦波を入力した。磁性ガーネット膜は厚さ $80 \mu\text{m}$ の両面テープによってMSL表面と平行になるように近接させた。測定はFig. 7に黄線で示した12 mmの範囲で0.05 mmごとに行い、各点で信号を200回取得したのち、平均値をとることで磁界強度とした。また、測定磁界の位相は0 degから360 degまで20 deg刻みで掃引した。Fig. 8(a)に位相ごとの磁界分布測定結果を示す。加害者・被害者線路はそれぞれ $y = 2.0 \text{ mm}$, -2.0 mm 付近に位置している。加害者線路の上下に強い磁界が、また被害者線路の下側に弱い磁界が表れていることが確認できる。Fig. 8(a)に赤矢印で示した

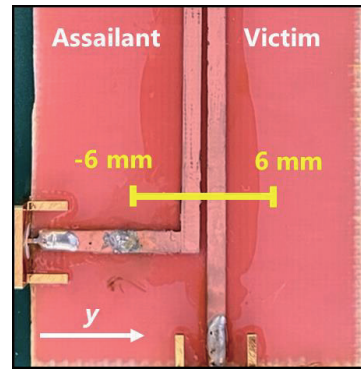


Fig. 5 Area where a magnetic field measurement was taken.

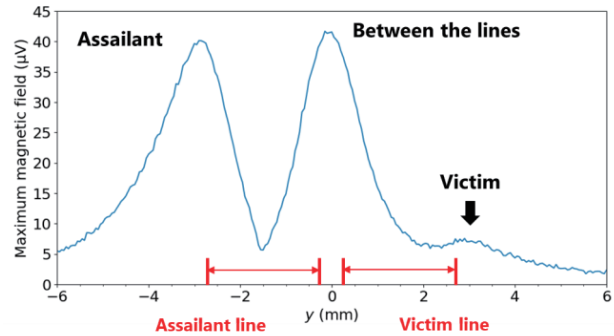


Fig. 6 Magnetic field strength of assailant, victim and between the lines.

加害者磁界と青矢印で示したノイズ磁界を取り出してプロットした磁界波形をFig. 8(b)に示す。加害者磁界とノイズ磁界は反対位相となっているため、加害者磁界を反転させて同位相となるようにプロットしている。磁界強度が $0 \mu\text{V}$ となる位相に注目して比較すると、ノイズ磁界は加害者磁界と比べて約 45 deg 遅れている。入力信号の周波数は1 GHzであり周期は1 nsであるため、 45 deg の位相差は時間差に変換すると125 psと計算される。前項で触れた通り、先行研究では線路長4 mmで約30 psの時間差が見られた。波形や線路間の結合度など条件が本実験と異なることから単純な比較はできないが、使用したMSLの線路長は60 mmであるため125 psの時間差は妥当であり、遠端クロストークノイズに見られる立ち上がりの時間差という特徴を観察できたといえる。

3.3 ノイズが増幅する様子の観察結果

遠端クロストークノイズの特徴の2つ目である遠端に伝搬するにつれ増幅する様子を観察するため、信号の伝搬方向に範囲をとって磁界波形の測定を行った。測定範囲はFig. 7に白線で示した被害者線路近傍27 mmの範囲とし、3 mmごとに測定を行った。また、測定磁界の位相は0 degから360 degまで2 deg刻みで掃引した。そのほかの測定条件は3.2と同様である。Fig. 9(a)に磁界波形の測定結果を、Fig. 9(b)に縦軸に磁界のPeak to peak、横軸に測定位置を取った振幅の比較を示す。Fig. 9(b)の直線は $x = 9 \text{ mm}$ の値を外れ値とした際の近似直線である。外れ値はあるものの遠端に向かうにつれ磁界が線形に増幅している様子が見取れる。また、Fig. 9(a)を見ると遠端に向かうにつれて磁界の位相が変化しているため、その妥当性についても検討する。 $x = 0, 27 \text{ mm}$

の位相差を見ると約 50 deg である。入力信号の周波数は 1 GHz であるため、波長短縮効果を考慮した信号波長は約 160 mm と計算される。よって信号が 27 mm 進むと磁界の位相は約 60 deg 進むこととなるため、測定結果に見られる 50 deg の位相差は妥当であるといえる。したがって、遠端に向かうにつれて線形に増幅している磁界はノイズが作り出したものであり、遠端クロストークノイズに見られる遠端に伝搬するにつれ増幅する特徴を観察できたといえる。

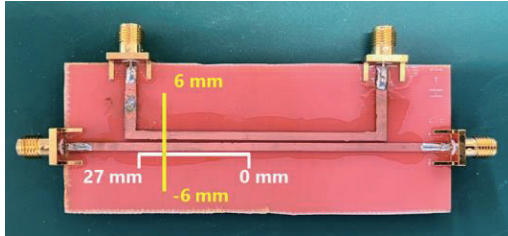
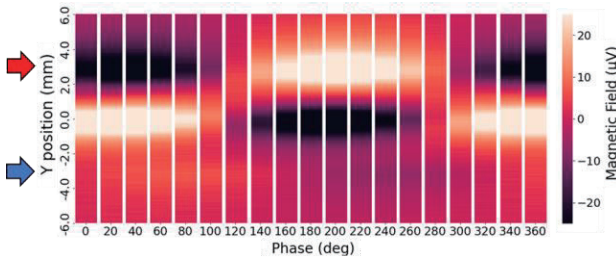
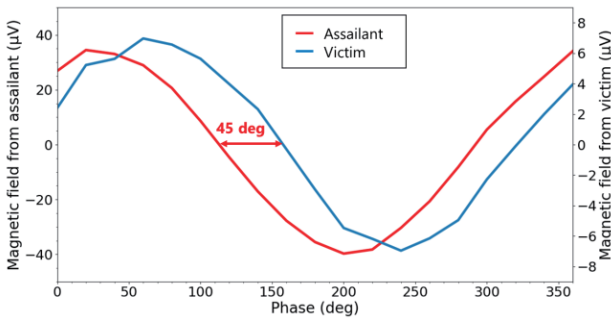


Fig. 7 Area where magnetic field measurements were taken.

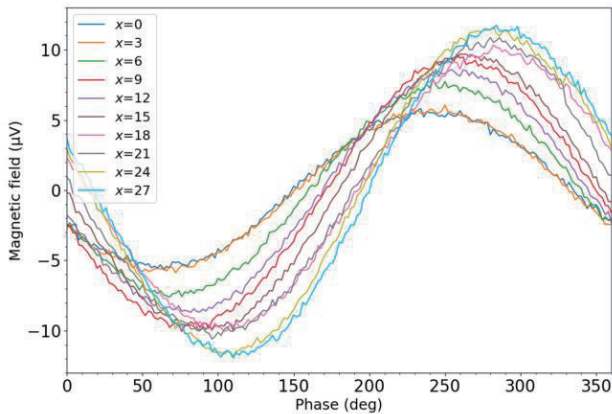


(a) Colormap of measured magnetic field

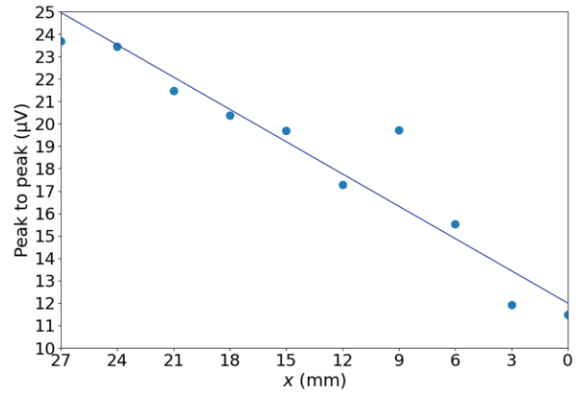


(b) Magnetic field waveforms of assailant and victim

Fig. 8 Measured magnetic field distribution.



(a) Magnetic field waveforms of crosstalk noise depending on measurement position



(b) Peak to peak of magnetic field depending on measurement position

Fig. 9 Measured magnetic field waveforms.

4. まとめ

磁気光学素子とパルスレーザを用いた、位相情報を含んだ磁界測定が可能な磁界測定システムによるノイズの特徴検出が可能であることの検証を行った。検証実験として遠端クロストークノイズが作り出す磁界を測定し、その特徴を観察することに成功した。したがって、位相情報を含んだ磁界測定によってノイズが作り出す磁界を観察することで、そのノイズをクロストークノイズであると特定可能なことを示した。また発生したと考えられるノイズが複数ある状況でもクロストークノイズを判別できる可能性があり、ノイズ源特定手法として有効であることを示した。しかし、実際のノイズが作り出す磁界は小さいため、実用的なノイズ源特定方法として使用するためには検出感度の向上が不可欠である。課題解決のため、磁性ガーネット膜以外の材料の検討や測定システムのノイズ低減を進めていきたいと考える。

References

- 1) M. Yamaguchi: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **28**, 686 (2004).
- 2) J. Dyson: *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-21**, 446 (1973).
- 3) N. Tamaki, N. Masuda, T. Kuriyama, J. C. Bu, M. Yamaguchi, and K. I. Arai: *IRICE Trans. Electro.*, **J87-C**, 335 (2004).
- 4) H. Funato, T. Suga: *J. Jpn. Inst. Electro. Packaging*, **14**, 195 (2011).
- 5) J. Shi, K. Slattery, M. Yamaguchi, K. I. Arai, and R. DuBroff: *2003 IEEE Int. Symp. Electromagn. Compatibility*, TH-A-P1-11, Istanbul, Turkey (2003).
- 6) M. Inoue, M. Levy, and A. V. Baryshev: *Magnetophotonics from theory to applications* (Springer, New York, 2014).
- 7) H. Nasuno, S. Hashi, and K. Ishiyama: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 4011 (2011).
- 8) D. Tatsuoka, S. Hashi, K. Ishiyama: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 37 (2020).
- 9) T. Karita, R. Ishida, T. Goto, K. Ishiyama: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **7**, 40 (2023).
- 10) A. Barman, T. Kimura, Y. Otani, Y. Fukuma, K. Akabane, and S. Meguro: *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 123905 (2008).
- 11) E. Bogatin: *Signal and Power Integrity-Simplified*, p. 389, (Maruzen Shuppan, Tokyo, 2018).

- 12) F. Zahedi, E. Mehrshahi, and A. Jahanian: *IEEE Trans. Circuits Syst.*, **69**, 4168 (2022).

2023年10月12日受理, 2023年11月24日再受理, 2023年12月06日採録

直交フラックスゲート型歪センサの特性評価

Evaluating characteristics of orthogonal fluxgate strain sensor

千田健太^{a), b)}, 後藤太一^{b)}, 石山和志^{b) †}^{a)} 東北大学大学院 工学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6 (〒980-8579)^{b)} 東北大学 電気通信研究所, 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)Kenta Chida^{a, b)}, Taichi Goto^{b)}, and Kazushi Ishiyama^{b) †}^{a)} Graduate school of Engineering, Tohoku Univ., 6-6 Aramaki Aza Aoba, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan^{b)} RIEC Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

We propose a novel strain sensor utilizing an orthogonal fluxgate sensor system with bulk materials. Instead of a magnetic field, strain is applied to an orthogonal fluxgate magnetic field sensor to produce an output. In this study, verification experiments were conducted to validate that the sensor works according to its principle. We also explored operational conditions to enhance sensitivity. Furthermore, to confirm the effectiveness of the orthogonal fluxgate system as a strain sensor using bulk materials, we compared it with the magneto impedance system. Results confirmed the functionality of the orthogonal fluxgate system, as evidenced by the observation of magnetic domains under stress and strain-output characteristics at a frequency of 250 kHz. The peak sensitivity reached 6.72 mV/ppm with a bias magnetic field of 2 Oe and a carrier frequency of 250 kHz. When compared with the magneto impedance system, there was a 87-fold difference in sensitivity, indicating potential as a highly sensitive strain sensor.

Key words: orthogonal fluxgate sensor, strain sensor, inverse-magnetostrictive effect, amorphous ribbon, soft magnetic

1. はじめに

近年、橋梁の老朽化対策¹⁾や機器の健全性診断²⁾などを目的に歪センサの需要が高まっている。この歪センサには、圧電材料を用いた歪センサ³⁾、歪ゲージ⁴⁾など様々存在するが、対象物に応じた感度やサイズの選定が重要となる。ここで、最も一般的に用いられる歪ゲージを例に挙げる。ねじの締結状態を確認するために用いられる歪ゲージには小型のものが求められる⁵⁾。一方、橋梁に用いられるコンクリートやモルタルを対象とした場合は必ずしも小型のものが求められない⁶⁾。

本研究室では、磁気インピーダンス方式による歪センサの研究を行ってきた^{7)~9)}。このセンサはSiもしくはガラス基板上にスパッタ法を用いて金属薄膜を成膜しているため、小型化が可能である。しかし、前述の通りセンサは適材適所であるため、対象物をコンクリートやモルタルと想定した場合、歪センサとして薄膜を用いるのではなく、僅かな歪で大きな磁化変化量を得られるバルク材が有利になると考えた。しかし、磁気インピーダンス方式はキャリア周波数が数百 MHz のため、実用化を想定した場合、大きな容量の高周波電源を必要とするなどの問題が少なからず残る。

そこで我々は、直交フラックスゲートセンサ方式を適用した新しい歪センサ¹⁰⁾を提案する。直交フラックスゲート磁界センサは数百 kHz の高周波電流を通電した磁性材料にコイルが巻かれた構造をしている。そこに外部磁界を印加する事で、磁気モーメントが容易軸方向から変化し、高周波電流によって生じた幅方向交流磁界によりモーメントの首振り運動が起こる。そのため、通電方向の磁化変化が生じ、その磁化変化量(出力

電圧)は印加した磁界に応じて変化する。ここで、磁気モーメントの方向を変化させるために、磁界ではなく歪を印加する事で歪センサが実現できる。つまり、歪印加による逆歪効果を利用して磁気モーメントの方向を変化させ、印加した歪に応じた磁化変化量(出力電圧)を得るものである。

本研究ではバルク材として高磁歪かつ優れた軟磁性を有するアモルファスリボン 2605SA1¹¹⁾(プロテリアル製)を採用し、これに直交フラックスゲート方式を適用する事で歪センサを実現した。アモルファスリボン 2605SA1 の代表的な特性を Table 1 に示す^{12)~13)}。そして、歪センサが原理通り動作することを確認するために、応力印加時の磁区観察、単一の周波数における歪-出力測定を行った。また、高感度化を目的として動作条件の検討を行った。さらに、バルク材を用いた歪センサとして直交フラックスゲート方式が有効であることを確認するために磁気インピーダンス方式との比較を行った。

2. 直交フラックスゲート型歪センサの提案

2.1 直交フラックスゲート型歪センサの原理

Fig. 1 にセンサへ歪を印加したときのセンサ内部の異方性、磁気モーメントの状態の偏移を示す。また Fig. 2 に歪-出力特性のグラフを示す。Fig. 1 と Fig. 2 の(a)~(d)はそれぞれ対応している。印加されている歪が 0 の状態(c)で、磁性体の幅方向に磁気異方性が誘導された状態を基準にすると、引張歪が印加されるにつれて逆歪効果により長手方向を容易軸とする磁気異方性が誘導される。そのため、Fig. 1(a), (b) に示すように印加引張歪が増えるにつれて、磁性体の異方性は見かけ上消失したのち、長手方向を向くようになる。このように磁気異方性が変化する事で、磁気モー

Corresponding author: K. Ishiyama
(e-mail: kazushi.ishiyama.d8@tohoku.ac.jp).

Table 1 Typical properties of 2605SA1.

Alloy	Composition	Saturation flux density (T)	Coercive force (A/m)	Saturation magnetostriction (ppm)	Maximum DC permeability
2605SA1	Fe-Si-B	1.56	2	27	600000 (Annealed) 45000 (As cast)

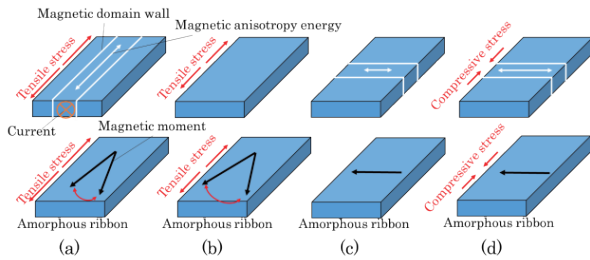


Fig. 1 Magnetic anisotropy and moment changes of amorphous ribbon under applied stress.

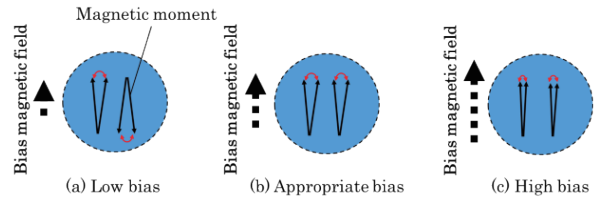


Fig. 3 Change of moment by bias magnetic field.

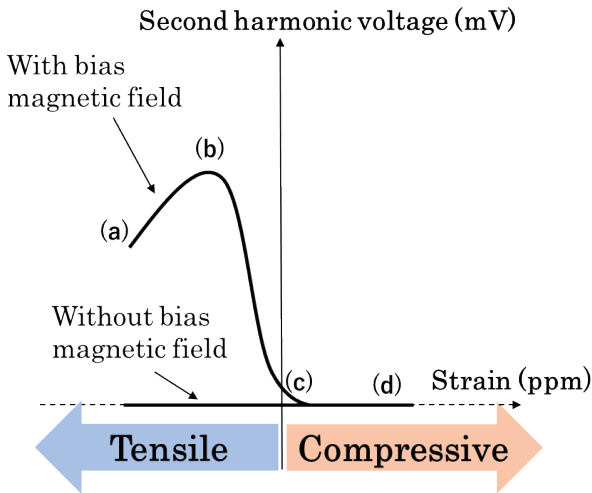


Fig. 2 Strain-output characteristics.

メントの方向も変化するため、具体的に磁気モーメントに着目すると幅方向にモーメントが向いている(c),(d)では、幅方向交流磁界と平行しているため長手方向の磁化変化が生じず、出力は観測されない。しかし、見かけ上の異方性が消失した状態(b)では、面内全てが容易軸方向となり、長手方向の磁化変化が最大となる事から出力も最大となる。長手方向異方性に誘導された状態(a)では、モーメントを長手方向に拘束するエネルギーが増えることになるため、幅方向交流磁界への反応が低下し、出力が減少する。これらの変化の際、幅方向交流磁界 1 周期の間に、通電方向の磁化変化が 2 度生じるため倍周期成分が現れる。この検出方式は、直交フラックスゲートセンサに着想を得た新しい方式である。

2.2 バイアス磁界の影響

直交フラックスゲート型歪センサではバイアス磁界の印加が必須となる。これは歪印加のみでは、磁性体中のモー

メントを長手方向に揃えることが出来ず、出力を打ち消してしまうからである。例えば、バイアス磁界を印加しない場合にはモーメントが互いに逆方向を向き、消磁状態となるため、Fig. 2 の Without bias magnetic field と示した線のように出力が得られないことになる。そこで実際にはバイアス磁界を印加し、モーメントの方向を揃えることで出力を得ている。しかし、バイアス磁界の大きさによって出力は変化する。バイアス磁界によるモーメントの変化を Fig. 3 に示す。Fig. 3(a)のようにバイアス磁界が小さい場合にはモーメントは互いに反平行に容易軸方向に向いている状態となる。そのため、通電電流により幅方向に高周波交流磁界を印加した場合には磁化回転に伴う長手方向の磁化変化が一部打ち消されてしまい、コイルに誘起される電圧は僅かになる。一方、Fig. 3(c)のようにバイアス磁界が大きい場合にはモーメントが長手方向に拘束され、幅方向交流磁界への反応が低下する事から出力が減少する。つまり、Fig. 3(b)のような適切なバイアス磁界でのセンサ駆動が重要となる。

2.3 磁気インピーダンス方式による歪センサとの比較

磁気インピーダンス方式による歪センサは、2.1 節の直交フラックスゲート方式と同様に、歪を印加して磁気異方性が変化することを利用する。その時に、幅方向透磁率が変化し、高周波でのインピーダンスが変化するため、歪の変化をインピーダンスの変化として検出することが可能となる。磁気インピーダンス方式と直交フラックスゲート方式では、高周波電流を通電し、センサ素子幅方向に交流磁界を発生させる部分は同様である。しかし、磁気インピーダンス方式は、幅方向の透磁率変化を介してインピーダンスの変化として検出するのに対し、直交フラックスゲート方式は交流磁界と直交する長手方向の磁化変化をコイルによる電磁誘導の法則を利用して検出するものである。

3. 実験方法

3.1 素子構造及び素子作製

Fig. 4 に本センサの構造を示す. 短冊形状に加工したアモルファスリボン(プロテリアル製 2605SA1, 1 mm × 26 mm, 厚さ $t=25 \mu\text{m}$) に対し, 残留応力除去兼磁気異方性を誘導するために回転磁界中熱処理(3 kOe, 400 °C, 2 h)と幅方向に静磁界中熱処理(3 kOe, 400 °C, 2 h)を施した. 熱処理後, アモルファスリボンの両端に電極として銅箔を半田付けし, アルミ基板(13 mm × 26 mm, 厚さ $t=0.4 \text{ mm}$) 上にエポキシ樹脂で貼り付けた.

3.2 磁区観察手法

実験装置を Fig. 5, 歪印加方法を Fig. 6 に示す. 作製したセンサ基板の片側を治具で固定してカンチレバーとし, 自由端から 5 mm の位置をマイクロメータで変位させることで歪を印加した. 歪量は引張 266 ppm から圧縮 266 ppm まで 133 ppm 間隔とした. この際, 先端から 12.5 mm の位置を磁気光学 Kerr 効果顕微鏡(対物レンズ倍率 5 倍)にて観察した.

3.3 歪-出力特性の測定

歪印加方法を Fig. 7 に示す. 作製したセンサに対し, カンチレバー方式にて先端から 5 mm の位置に $\pm 200 \mu\text{m}$ の変位を与えた. この時に印加される歪量は, 変位を与えた際のカンチレバーに生じる歪量の式(1)を用いて得られる¹⁴⁾.

$$\epsilon = 3dH(L-x)/2L^3 \quad (1)$$

ここで d は変位量, H はカンチレバー厚み, L は固定端からマイクロメータまでの長さ, x は固定端からの距離を示す. 本実験では $H=0.4 \text{ mm}$, $L=15 \text{ mm}$, $x=7.5 \text{ mm}$ としているため, 変位により引張 266 ppm から圧縮 266 ppm

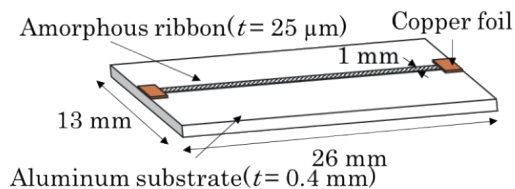


Fig. 4 Diagram of sensor element.

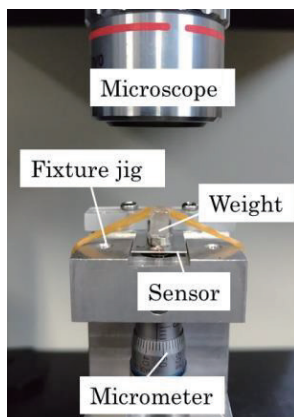


Fig. 5 Magneto-optical Kerr microscope.

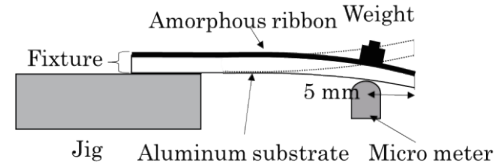


Fig. 6 Method of applying strain.

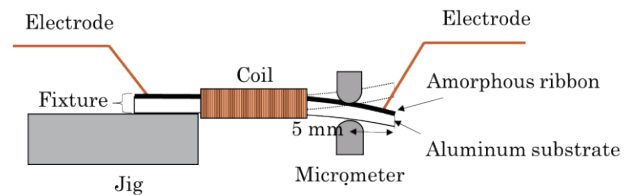
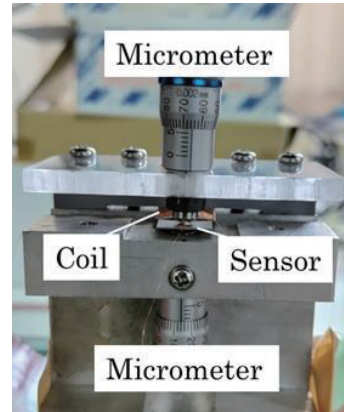


Fig. 7 Method of applying strain

までの歪をセンサに印加できた. また, アモルファスリボン中の磁気モーメントを長手方向に揃えるためのバイアス磁界をヘルムホルツコイルにて印加した. センサ幅方向に交流磁界を印加するためにセンサに通電する電流は二乗平均平方根が 0.2 A_{RMS} の正弦波とし, 300 ターンコイルにて磁化変化を検出した. 出力波形はオシロスコープにて観察し, FFT 機能を用いて倍周期成分(実効値)を測定した.

3.4 磁気インピーダンス方式による歪センサ

直交フラックスゲート型歪センサとの比較を行うために, 歪-インピーダンス特性を測定した. 歪-出力特性の条件と揃えるためのバイアス磁界を印加した. また, 作製したセンサに対し, 3.2 節と同様にカンチレバー方式にて引張 266 ppm から圧縮 266 ppm までの歪を印加した. インピーダンス変化はネットワークアナライザを用いて反射法により測定した.

4. 実験結果及び考察

4.1 歪印加時の磁区観察

歪印加時の磁区観察結果を Fig. 8 に示す. 歪無印加状態から引張歪を印加する事で, 長手方向に異方性が変化した. さらに, 引張側, 圧縮側ともに印加した歪量が大きいほど,

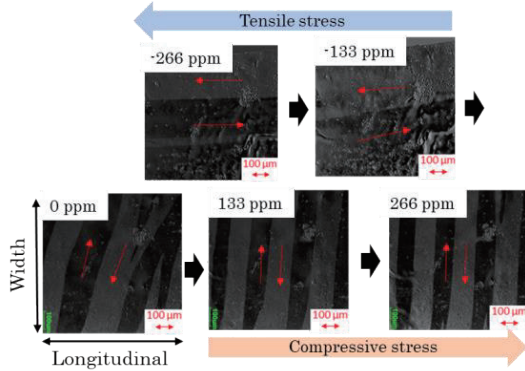


Fig. 8 Domain images during strain application.

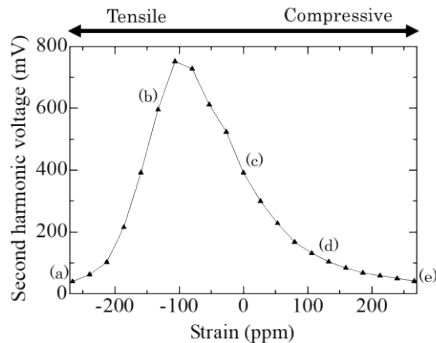


Fig. 9 Strain-output characteristics at frequency of 250 kHz.

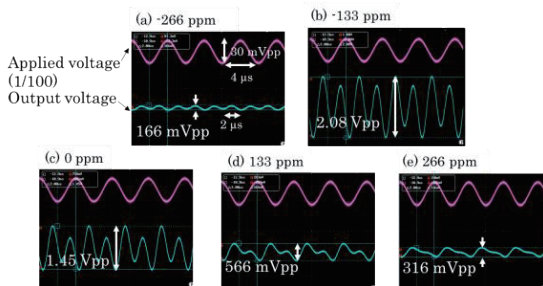


Fig. 10 Output waveforms.

それぞれ長手，幅方向の異方性が大きくなり，きれいなストライプドメインが観察された。したがって，引張歪印加により異方性が変化する事を確認した。

4.2 250 kHz 時の出力特性

通電周波数を 250 kHz，バイアス磁界を 2 Oe とした際の歪出力特性を Fig. 9 に示す。歪無印加状態から引張歪約 100 ppm まで出力は増加し，さらに引張歪印加により出力は低下した。Fig. 9(a)~(e)における出力波形を Fig. 10 に示す。(各波形画像上部がセンサ印加電圧(1/100)，下部が出力電圧を表す。)出力に倍周期成分が現れ，その大きさは印加した歪に応じて変化した。しかし，基本波成分も現れていることから一部モーメントが長手方向から傾いていたと考えられる。以上から，歪印加による出力の変化，倍周期成分の出現を確認し，さらに 4.1 節の磁区観察結果から直交フラックスゲート型歪センサが原理通りに動作することを確認した。

4.3 バイアス磁界による出力特性の変化

適切なバイアス磁界の検討を行うために測定を行った。通電周波数 250 kHz，バイアス磁界を 1, 2, 2.5, 4, 10 Oe と変化させた際の歪出力特性を Fig. 11 に示す。バイアス磁界が 2 Oe の時に出力，変化量が最大となった。2 Oe 未満では長手にモーメントを揃えることが出来ず，出力の低下に繋がり，2 Oe 以上では長手に拘束するエネルギーが大きく，幅方向交流への反応が低下したことから出力が低下したと考えられる。また，バイアス磁界を大きくするほどピーク位置が圧縮側に移動することがわかった。これはバイアス磁界が大きいほど，幅方向に誘導していた異方性が見かけ上小さくなったことが原因だと考えられる。

4.4 通電周波数による出力特性の変化

適切な通電周波数の検討を行うために測定を行った。4.3 節よりバイアス磁界を 2 Oe，通電周波数 100, 200, 250, 300, 400, 500 kHz と変化させた際の歪出力特性を Fig. 12 に示す。出力には周波数特性があり，通電周波数 250 kHz 付近で最大となった。250 kHz における最大変化量は 6.72 mV/ppm であり，金属ひずみゲージ(0.001 mV/ppm)の 6720 倍の高感度を得た。出力電圧はファラデーの電磁誘導により磁化変化を時間微分しているため 250 kHz 以下では，周波数上がるにつれ出力は増加したのに対し，250 kHz 以上ではコイルの浮遊容量に起因する自己共振により出力が低下したと考えられる。コイルでは倍周期成分を検出しているため，共振周波数を約 500 kHz とし共振が起こっていたと考えられる。そこで，コイルのインピーダンス特性を測定したところ 600 kHz 付近で共振していることがわかった。歪出力特性測定時とインピーダンス特性測定時は動作条件を完全に揃える事ができないため，容量成分にずれがあったと考えられるが，概ね一致した。

今回の最大変化量はピーク位置より引張側となった。歪無印加時に幅方向に異方性があるため，理想的には幅方向異方性が長手方向異方性に切り替わるピーク位置より圧縮側で最大変化量が得られる。この原因としては，アモルファスリボンに異方性の不均一があったことやカンチレバーの都合上センサに印加される歪量が場所により異なることで，ピーク位置より圧縮側での変化量が低下したためと考えられる。

4.5 磁気インピーダンス方式との比較

磁気インピーダンス方式と直交フラックスゲート方式の比較を行うために，歪インピーダンス特性を測定し，その結果を Fig. 13 に示す。直交フラックスゲート方式と条件を揃えるためのバイアス磁界を 2 Oe 印加した。2 MHz までは圧縮側での低下が見られず，3 MHz 以上では圧縮側での低下が見られる理想的な出力特性が得られた。2 MHz 以下では，磁化回転以外に磁壁移動による透磁率変化が生じていたと考えられる。Fig. 14(a), (b)に最適動作周波数における直交フラックスゲート方式の出力結果(通電周波数 250 kHz)と磁気インピーダンス方式の出力結果(通電周波数 6 MHz)を示す。直交フラックスゲート方式における最大変化

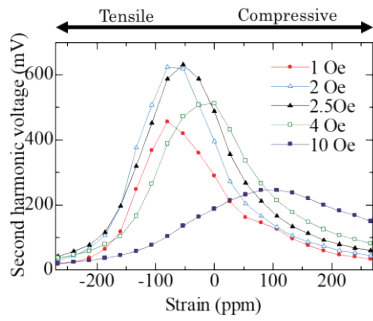


Fig. 11 Variation in strain-output characteristics by bias magnetic field.

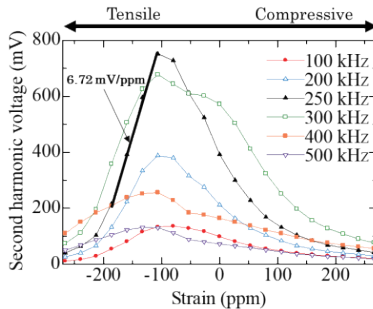


Fig. 12 Variation in strain-output characteristics by carrier frequency.

量は 6.72 mV/ppm であるのに対し、磁気インピーダンス方式ではゲージ率が 154 となった。ゲージ率を単位歪当たりの出力に換算する¹⁵⁾と 0.077 mV/ppm のため 87 倍の感度が得られた。磁気インピーダンス方式の測定では、この周波数帯ではインダクタンス変化が支配的となった。通電電流の周波数をより高くすることによって抵抗変化が大きくなり、特性が向上する可能性はあるものの、この周波数帯では直交フラックスゲート方式を適用する事で、より高感度な歪センサが実現可能であると考えられる。

5. まとめ

バルク材を用いた歪センサとして、直交フラックスゲートセンサ方式を適用した新しい歪センサの提案を行った。そこで、本方式歪センサが原理通りに動作する事を確認するために歪印加時の磁区観察と通電周波数が 250 kHz 時の歪-出力特性の測定を行った。そして、磁区観察から引張歪の印加により異方性が変化する事を確認し、歪-出力特性から歪印加による出力の変化、倍周期成分の出現を確認したため原理通り動作する事を明らかにした。さらに高感度化に向けた条件の検討を行い、バイアス磁界 2 Oe、通電周波数 250 kHz 時に最大変化量 6.72 mV/ppm を達成し、金属ひずみゲージの 6720 倍の高感度を得た。最後に、磁気インピーダンス方式との比較から、バルク材を用いた歪センサとして直交フラックスゲート方式の適用が有効であると示した。今後は、更なる高感度化へ向けてセンサ構造の検討や理論的考察を行う。

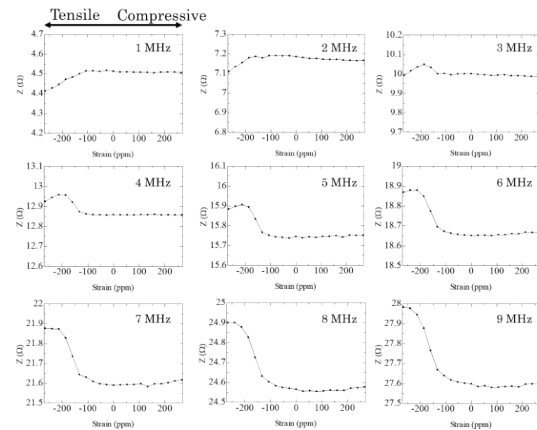


Fig. 13 Strain-impedance characteristics.

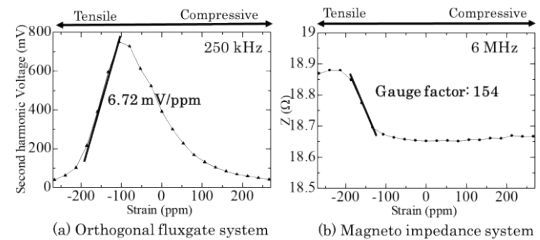


Fig. 14 Comparison of orthogonal fluxgate system and magneto impedance system.

References

- 1) Kokudokoutsusyou: Douro no Roukyukataisaku no Honkak u jissi ni Kansuru Teigen (in Japanese)(2014).
- 2) The Mechanical social Systems Foundation: Kikai shisutem u nado no hirou rekka sindan monitaringu gijutsu no kaihat su ni kansuru fujibirisutadhi (in Japanese)(2008).
- 3) T. Yamashita, S. Takamatsu, H. Okada, T. Itoh, T. Kobayashi: *IEEJ Trans. Sens. Micromachines*, **137**, 438 (2017). (in Japanese).
- 4) Y. Shimada: *J. Soc. Inst. Control Eng.*, **45**, 329 (2006). (in Japanese).
- 5) Tokyo Measuring Instruments Laboratory Co., Ltd HP: https://tml.jp/solution/sensor/minimum_part.html (as of Oct. 9, 2023). (in Japanese).
- 6) Tokyo Measuring Instruments Laboratory Co., Ltd HP: https://tml.jp/solution/sensor/concrete_gauge.html (as of Oct. 9, 2023). (in Japanese).
- 7) K. Toyoda, T. Goto, K. Ishiyama: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **7**, 108 (2023). (in Japanese).
- 8) R. Takano, K. Ishiyama, T. Hoshi: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **6**, 23 (2022). (in Japanese).
- 9) D. Sora, S. Hashi, K. Ishiyama: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 41 (2020). (in Japanese).
- 10) K. Chida, T. Goto, K. Ishiyama: "Evaluating static characteristics of strain sensor using amorphous ribbon" *Annual Meeting Record I.E.E. Japan*, (2023.3), p. 114. (in Japanese).
- 11) Proterial, Ltd HP: https://www.proterial.com/products/soft_magnetism/metglas.html (as of Oct. 9,2023). (in Japanese).
- 12) Metglas, Inc: Metglas 2605SA1 Technical Bullentin (2009).
- 13) Metglas, Inc HP: <https://metglas.com/magnetic-materials/> (as of Jan. 12, 2024).
- 14) I. Taher, M. Aslam, M. A. Tamor, T. J. Potter, and R. C. Elder: *Sensors and Actuators A*, **45**, 35 (1994).
- 15) T. Kumagai: *J. Soc. Inst. Control Eng.*, **45**, 323 (2006). (in Japanese).

2023年10月12日受理, 2023年12月28日採録

磁束変調型磁気ギヤの空隙磁束密度波形の実測と分析

Measurement and Analysis of Air Gap Flux Density Waveforms of Flux-Modulated-type Magnetic Gears

岡崎晃洋^{a)}・角貴則^{a)}・中村健二^{a)†}・進士智一^{b)}・武田啓司^{b)}

^{a)} 東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

^{b)} TDK(株), 東京都中央区日本橋 2-5-1 (〒103-6128)

A. Okazaki^{a)}, T. Sumi^{a)}, K. Nakamura^{a)†}, T. Shinji^{b)}, and K. Takeda^{b)}

^{a)} Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

^{b)} TDK Corporation, 2-5-1 Nihonbashi, Chuo-ku, Tokyo, 103-6128, Japan

Magnetic gears, which can transmit power without any mechanical contact, offer lower vibration and acoustic noise compared with conventional mechanical gears. They also have an advantage in terms of maintenance. Among the various types of magnetic gears, the flux-modulated-type magnetic gear has recently garnered attention because of its higher torque density and efficiency. This gear consists of concentric inner and outer rotors and pole pieces placed between two rotors and works as a gear based on flux modulation theory. Therefore, measurement and analysis of the modulated fluxes in the air gaps are essential since these fluxes directly contribute to torque and efficiency. This paper presents a system for measuring flux density waveforms in the air gap of the flux-modulated-type magnetic gear. The measured waveforms are compared with those calculated using a finite element method (FEM).

Key words: flux-modulated-type magnetic gear, air gap flux density

1. はじめに

歯車同士の接触によって動力を伝達する機械式ギヤは、回転速度の増減速、正転・逆転や回転軸の向きの変更など様々な動作が可能であり、あらゆる産業で用いられる重要な機械要素の一つである。しかしながら、機械的な接触を伴うため、本質的に振動や騒音が発生し、歯車の摩耗や発熱が避けられない。特に、大容量機では摩耗と発熱の低減のため、潤滑油系統が必須であり、定期的なメンテナンスが不可欠となる。

上述の問題を抱える機械式ギヤに対して、磁力によって非接触で増減速可能な磁気ギヤは振動や騒音が小さく、摩耗や発塵がない。したがって、潤滑油系統が不要となるため、保守性に優れる。

磁気ギヤには様々な種類があるが^{1) - 3)}、その中でも磁束変調型磁気ギヤは、同心円状に配置された極対数の異なる 2 つの永久磁石回転子とその間に配置されたポールピースと呼ばれる磁極片から構成され、すべての磁石が常にトルク伝達に寄与することからトルク密度と効率がよく、実用化が最も期待されている^{4) - 7)}。

磁束変調型磁気ギヤは、一方の磁石回転子の磁束がポールピースで変調され、他方の磁石回転子と同期して動作する。このとき、内外 2 つの空隙には変調された磁束の成分に加えて、磁石回転子の極対数に由来する次数成分、さらに磁石の着磁やポールピース形状などに起因する次数成分も存在するため、空隙磁束密度波形は多くの高調波成分を含んだ歪み波となる。ここで磁気ギヤの脱調トルクやトルク脈動、並びに鉄損や磁石渦電流損は、内外 2 つの空隙に生じる磁束に大きく依存することから、空隙磁束密度波形とその周波数成分を正確に把握することは極めて重要である。しかしながら、同心円状にある 2 つの空隙磁束密度波形を実測することは必ずしも容易ではない。

そこで本論文では、内外回転子とポールピースが着脱可能な磁気ギヤを試作するとともに、内外 2 つの空隙磁束密度波形を同時

に観測可能な測定系を構築した。また、測定された内外磁石の磁束密度波形やポールピースで変調された磁束密度波形を、有限要素法 (FEM) の算定結果と比較して妥当性を検証した。さらに、空隙磁束密度波形を周波数分析し、脱調トルクとの関係についても検討したので報告する。

2. 試作磁気ギヤと空隙磁束密度波形の測定系

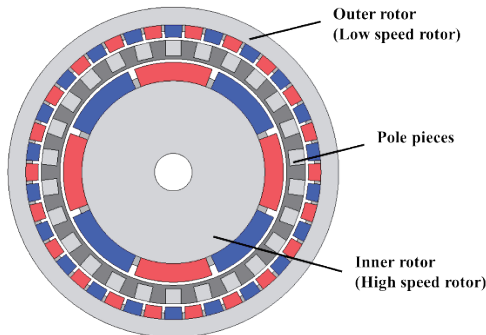
Fig. 1 に、考察対象とした磁束変調型磁気ギヤの諸元を示す。高速側回転子の極対数が 4、低速側回転子の極対数が 22 であることから、ギヤ比は 5.5 である。本磁気ギヤの直径は 106 mm、軸長は 15 mm であり、外側回転子とポールピースの間のギャップ長が 1 mm、ポールピースと内側回転子の間のギャップ長が 2 mm である。各回転子のバックヨークとポールピースには無方向性ケイ素鋼板 (35A250) を使用しており、磁石材料は Nd-Fe-B 焼結磁石である。なお、回転子磁石はパラレル着磁されている。

Fig. 2 に、試作機の外観を示す。本試作機は、様々な条件での空隙磁束密度波形の測定を行うため、内外回転子とポールピースが着脱可能な構成を有している。

Fig. 3 および Fig. 4 に、磁気ギヤの空隙磁束密度波形の測定系の外観と構成図を示す。Fig. 3 に示すように、本試作機は片持ち構造であり、Fig. 2 に示したアクリルカバーを外すことで、内外 2 つの空隙にホールセンサを挿入して空隙磁束密度を測ることができる。ホールセンサは基板に取り付けられており、基板は固定台を介して円盤に取り付けられている。したがって、円盤ごととホールセンサを回転させることで、内外 2 つの空隙の任意の角度の磁束密度を測定することができる。また、円盤の回転角度はロータリエンコーダによって測定されていることから、ホールセンサで測定した空隙磁束密度と回転角度を同時にロガーに取り込むことで、回転角度に対する空隙磁束密度、すなわち空隙磁束密度波形を測定することができる。本測定系において、ホールセンサは楕

Corresponding author: K. Nakamura (e-mail: kenji.nakamura@tohoku.ac.jp).

旭化成エレクトロニクスの HG-0C14 を用いた。また、ロータリエンコーダは(株)マイクロテック・ラボラトリーのMES-30-360PC, ロガーは(株)グラフテックのGL220 を用いた。なお, 端効果を抑えるため, ホールセンサは Fig. 4 に示すように軸方向の中央に配置した。



Gear ratio	5.5
Outer diameter	106 mm
Axial length	15 mm
Air gaps	2 mm (Inner side) 1 mm (Outer side)
Inner rotor pole-pairs	4
Outer rotor pole-pairs	22
Number of pole pieces	26
Rotor core material	35A250
Pole-piece material	
Magnet material	Sintered Nd-Fe-B

Fig. 1 Specifications of flux-modulated-type magnetic gear.

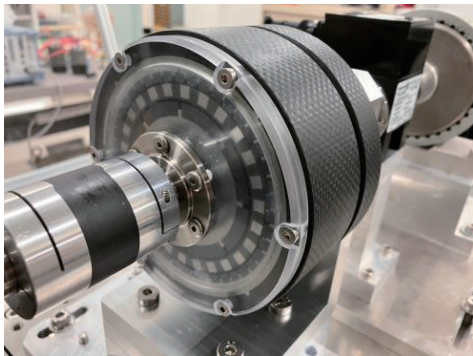


Fig. 2 Prototype magnetic gear.

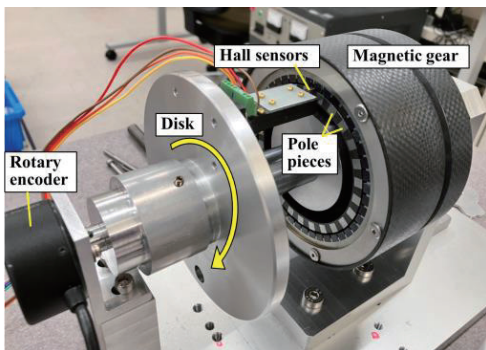


Fig. 3 Appearance of system for measuring air gap flux density waveforms.

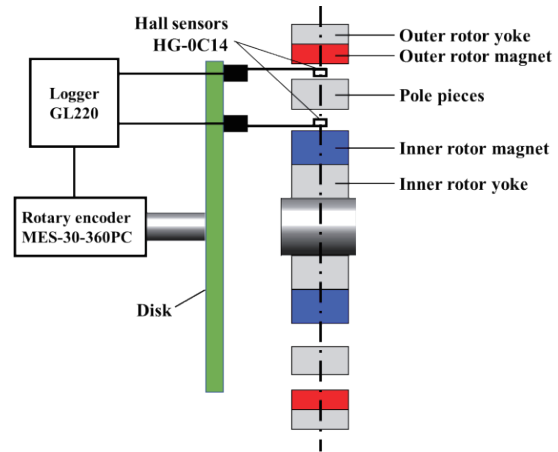


Fig. 4 Configuration of system for measuring system for air-gap flux density waveforms.

3. 空隙磁束密度波形と脱調トルクの測定結果

3.1 空隙磁束密度波形の測定条件

前章で述べたとおり, 本試作ギヤは内外回転子とポールピースを自由に着脱できる構造を有することから, ギヤの構成を種々変えることで, 各回転子磁石の磁束密度波形やポールピースで変調された磁束密度波形を個別に測定することができる。そこで本章では, 様々な条件で測定した空隙磁束密度波形を, 2次元および3次元の有限要素法の結果と比較する。なお, FEMには(株)JSOLの電磁界解析ソフトJMAG-Designer ver. 21.2を用いた。

Table 1に, 各磁気ギヤの構成と, そのときに測定される空隙磁束密度波形の種類を示す。Fig. 5は, Table 1の測定条件①~④に対応する磁気ギヤの構成である。条件①では, 内側回転子のみが存在する状態であることから, 内側回転子磁石のみによって生じる磁束密度波形を測定することができる。条件②では, 条件①にポールピースを追加した構成であることから, 内側回転子磁石の磁束がポールピースで変調された後の磁束密度波形を測定することができる。

また同様に, 条件③では, 外側回転子のみが存在する状態であることから, 外側回転子磁石のみによって生じる磁束密度波形を測定することができる。そして条件④では, 条件③にポールピースを追加した構成であることから, 外側回転子磁石の磁束がポールピースで変調された後の磁束密度波形を測定することができる。

Table 1 Measurement conditions for air gap flux density waveform.

	Inner rotor	Pole pieces	Outer rotor	Measurement items
①	○	—	—	Flux density of the inner rotor magnets
②	○	○	—	Modulated flux density of the inner rotor magnets
③	—	—	○	Flux density of the outer rotor magnets
④	—	○	○	Modulated flux density of the outer rotor magnets

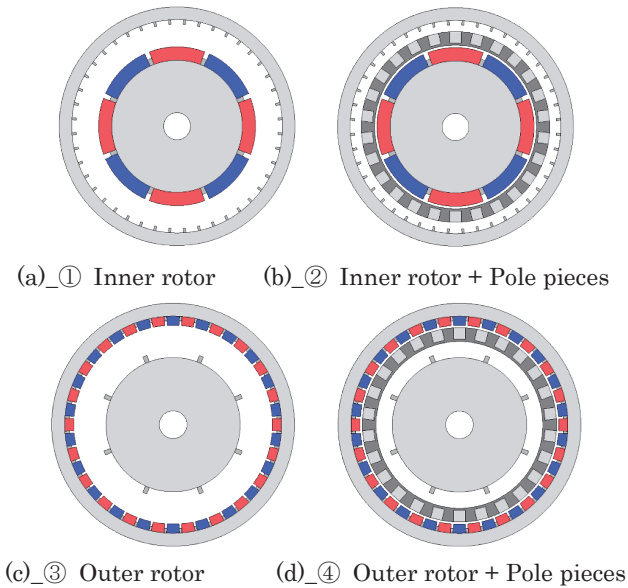


Fig. 5 Configurations of magnetic gear according to measurement conditions.

3.2 内側回転子の磁石磁束と変調磁束の測定結果

Fig. 6(a) に、Table 1 の条件①の空隙磁束密度波形の測定結果を示す。併せて、同条件の 2D-FEM および 3D-FEM の算定結果を示す。この図を見ると、1 回転で 4 周期分の波形が得られており、内側回転子の極対数 4 と一致していることがわかる。また、3 者の波形はよく一致している。同図(b)は、各々の波形を高速フーリエ変換 (FFT) した結果である。基本波である 4 次成分のみでなく、高調波成分についてもよく一致していることがわかる。Table 2 は、

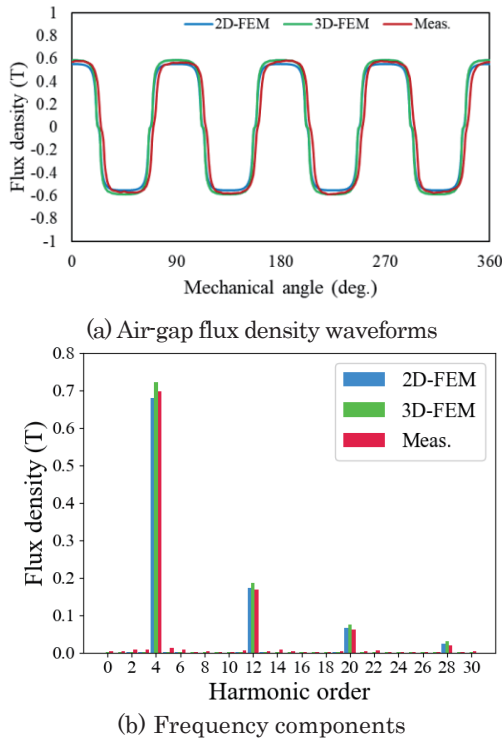


Fig. 6 Air-gap flux density waveforms and their frequency components for condition 1.

Table 2 Comparison of 4th harmonic components of air-gap flux density waveforms (condition 1).

	2D-FEM	3D-FEM	Meas.
4th harmonic component (p.u.)	0.97	1.03	1.00

3 者の 4 次成分について実測値で規格化したものである。この図を見ると、FEM の誤差は±3%であり、精度よく算定できていることが了解される。

次いで、Fig. 7(a)には Table 1 の条件②の空隙磁束密度波形の測定結果を示す。すなわち、内側回転子磁石の磁束がポールピースによって変調された後の磁束密度波形である。この図を見ると、内側回転子の極対数に由来する 4 次成分をベースにして、そこに高調波成分が重畳していることがわかる。また、3 者の傾向はよく一致しているが、2D-FEM の波形は実測波形および 3D-FEM の波形よりも振幅が大きく、誤差が大きい。この原因は、2D-FEM では軸方向の漏れ磁束が無視されるためである。Table 1 に示した条件①においては、Fig. 5(a)の回転子磁石表面の磁束を測定したのに対して、条件②では Fig. 5(b)のポールピースの外周側の磁束を測定したため、条件②の方が軸方向の漏れ磁束の影響を受けやすい。特に、本試作機は軸長が 15 mm しかなく、偏平構造であることから、軸方向の漏れ磁束の影響がより大きく、そのため、2D-FEM の誤差が大きくなったと考えられる。

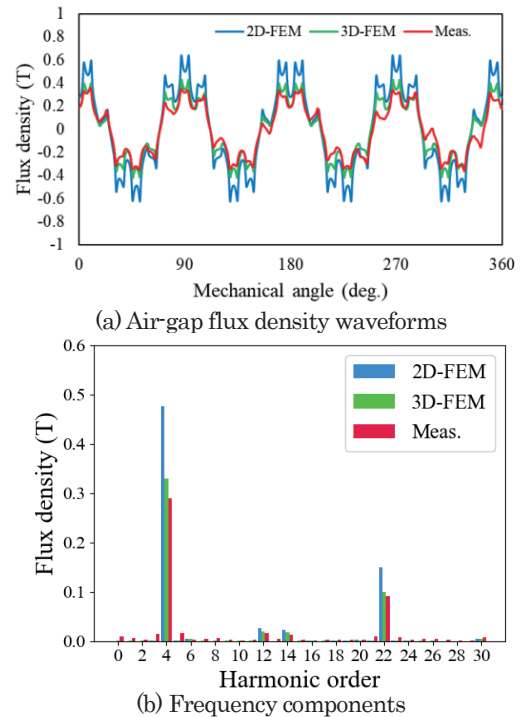


Fig. 7 Air-gap flux density waveforms and their frequency components for condition 2.

Table 3 Comparison of 22nd harmonic components of air-gap flux density waveforms (condition 2).

	2D-FEM	3D-FEM	Meas.
22nd harmonic component (p.u.)	1.63	1.08	1.00

Fig. 7(b)には、3者の波形をFFTした結果を示す。この図を見ると、4次成分の次に大きいのが22次成分であることがわかるが、これは内側回転子磁石の磁束がポールピースによって変調されたことで現れた成分である。また、これが外側回転子の極対数22に等しいことから、トルクの伝達に寄与する重要な成分である。この結果についても、2D-FEMの誤差は大きいですが、3D-FEMと実測値はよく一致している。Table 3の規格化した22次成分を見ると、その誤差は8%であることがわかる。

3.3 内側回転子の磁石磁束と変調磁束の測定結果

Fig. 8(a)に、Table 1の条件③の空隙磁束密度波形を示す。この図を見ると、1回転で22周期分の波形が得られており、外側回転子の極対数22と一致していることがわかる。3者の波形を比較しやすくするため、同図(b)に3周期分の拡大図を示す。この図より、3者の波形はよく一致していることがわかる。同図(c)のFFTの結果を見ても、3者はよく一致している。Table 4の規格化した22次成分を見ると、3D-FEMと実測値は完全に一致しており、2D-FEMについても誤差は4%であることがわかる

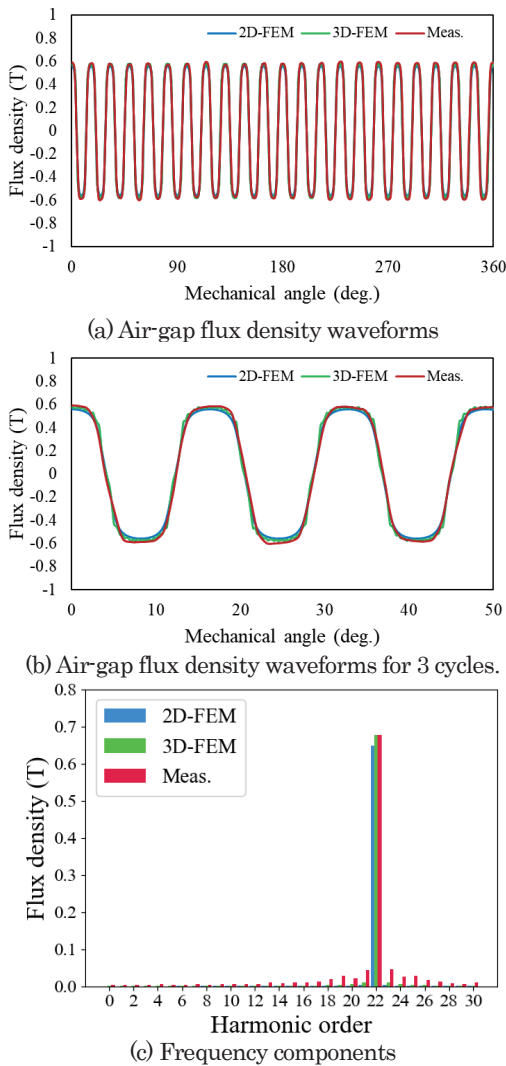


Fig. 8 Air-gap flux density waveforms and their frequency components for condition 3.

Table 4 Comparison of 22nd harmonic components of air-gap flux density waveforms (condition 3).

	2D-FEM	3D-FEM	Meas.
22nd harmonic component (p.u.)	0.96	1.00	1.00

次いで、Fig. 9(a)にはTable 1の条件④の空隙磁束密度波形の測定結果を示す。すなわち、外側回転子磁石の磁束がポールピースによって変調された後の磁束密度波形である。この図を見ると、Fig. 8(a)の波形には存在しなかった4次成分が変調後の波形には確認できる。また、2D-FEMの誤差が大きいですが、この原因は先述の条件②と同様に、2D-FEMでは軸方向の漏れ磁束が無視されるためである。Table 1に示した条件③においては、Fig. 5(c)の回転子磁石表面の磁束を測定したのに対して、条件④ではFig. 5(d)のポールピースの内周側の磁束を測定したため、条件④の方が軸方向の漏れ磁束の影響を受けやすく、2D-FEMの誤差が大きくなったと考えられる。

Fig. 9(b)には、3者の波形をFFTした結果を示す。この図を見ると、Fig. 8(c)には存在しなかった4次成分が、変調後には現れていることがわかる。この4次成分が内側回転子の極対数4と等しいことから、トルクの伝達に寄与する。Table 5の規格化した4次成分を見ると、2D-FEMの誤差は大きいですが、3D-FEMの誤差は10%であり、精度は十分に高いと言える。

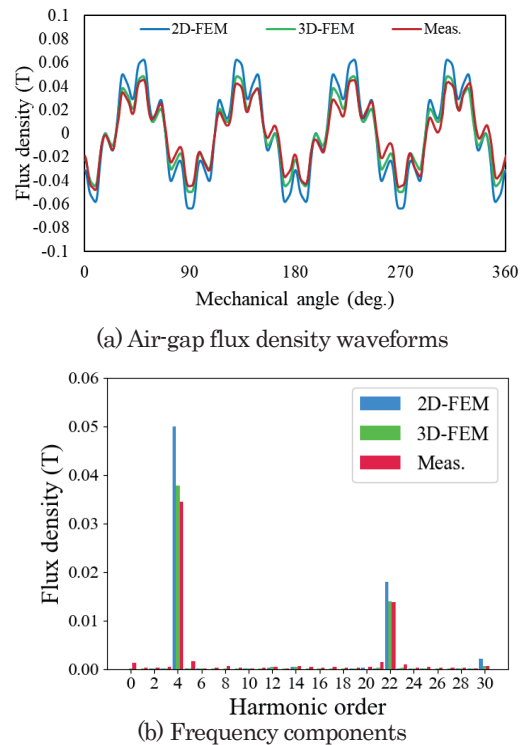


Fig. 9 Air-gap flux density waveforms and their frequency components for condition 4.

Table 5 Comparison of 4th harmonic components of air-gap flux density waveforms (condition 4).

	2D-FEM	3D-FEM	Meas.
4th harmonic component (p.u.)	1.45	1.10	1.00

3.4 脱調トルクの比較

本節では、2D-FEM および 3D-FEM で求めた磁気ギヤの脱調トルクと、実測した脱調トルクの比較を行う。

Fig. 10 に、試作ギヤの実験システムを示す。サーボモータによって磁気ギヤの外側（低速側）回転子を任意の速度で駆動し、内側（高速側）回転子に接続したヒステリシスブレーキによって任意の負荷を印加する。磁気ギヤのトルクと回転数は、内外双方の回転子の軸に接続された 2 台のトルクメータを用いて測定する。

Fig. 11 に、脱調トルクの測定結果を示す。このときの外側回転子の回転数は 15 rpm の極低速とした。ヒステリシスブレーキを用いて、負荷をステップ状に徐々に増やしていき、脱調した瞬間のトルクを読み取る。同図より、外側回転子の脱調トルクの実測値は $7.65 \text{ N}\cdot\text{m}$ であった。

Fig. 12 に、外側回転子の脱調トルクの算定結果を示す。FEM においては、一方の回転子を静止させた状態のまま、他方を回転させることで、負荷角に対するトルクの変化を算定することができる。この図を見ると、一般的な同期機と同じように負荷角 90 度でトルクは最大となり、その時の値は 2D-FEM が $13.1 \text{ N}\cdot\text{m}$ 、3D-FEM が $9.03 \text{ N}\cdot\text{m}$ であった。

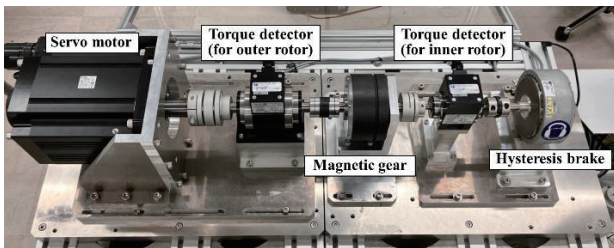


Fig. 10 Experimental system with magnetic gear.

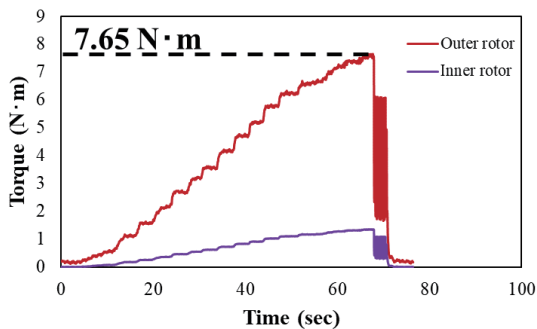


Fig. 11 Measured stall torque of the inner and outer rotors.

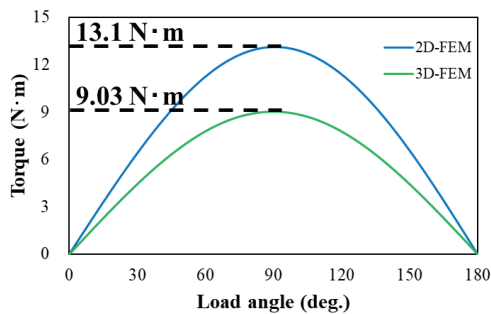


Fig. 12 Calculated static torque of the outer rotor.

Table 6 Comparison of stall torque of the outer rotor.

	2D-FEM	3D-FEM	Meas.
Stall torque of the outer rotor (p.u.)	1.71	1.18	1.00

Table 6 に、実測値で規格化した外側回転子の脱調トルクを示す。実測値と 3D-FEM の誤差は 18% であった。これに対して、Table 3 と Table 5 に示したトルクに寄与する変調磁束の誤差はそれぞれ 8% と 10% であり、その積は 19% であったことから、磁束密度の誤差とトルクの誤差はほぼ一致することが明らかとなった。すなわち、磁束変調型磁気ギヤにおいて、空隙磁束密度の変調成分を正確に把握することは重要である。

4. まとめ

以上本論文では、磁束変調型磁気ギヤの内外 2 つの空隙磁束密度を様々な条件で測定することを目的として、内外回転子とポールピースが自由に着脱可能な磁気ギヤを試作するとともに、内外 2 つの空隙磁束密度波形を同時に観測可能な測定系を構築した。また、測定された内外回転子磁石の磁束密度波形やポールピースで変調された磁束密度波形を、FEM の算定結果と比較して妥当性を検証した。

その結果、様々な条件で測定した空隙磁束密度波形は 3D-FEM の計算結果と誤差 10% 以内で一致することが明らかとなった。一方、2D-FEM は誤差が大きいが、これは軸方向の漏れ磁束が原因である。特に、今回試作した磁気ギヤの軸長は短く、偏平構造であったことから、軸方向の漏れ磁束の影響をより大きく受けたと考えられる。

また脱調トルクについても 3 者で比較を行った結果、脱調トルクの誤差率は、内外空隙磁束密度波形の周波数成分のうちトルクに寄与する成分の誤差率の積とおおよそ一致することが明らかとなった。したがって、磁束変調型磁気ギヤにおいて、空隙磁束密度波形を正確に把握することは重要であることが実証された。

今後は、空隙磁束密度波形とトルクリプルの関係、並びに鉄損の関係などを明らかにし、磁束変調型磁気ギヤの性能向上に活かす予定である。

謝辞 本研究で用いた磁気ギヤおよび空隙磁束密度の測定系の製作、並びに実験に際しては、株式会社プロスパイン様に多大なご協力を頂きました。ここに謝意を表します。

References

- 1) Y. D. Yao, D. R. Huang, C. C. Hsieh, D. Y. Chiang, S. J. Wang, and T. F. Ying: *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 5061 (1996).
- 2) S. Kikuchi and K. Tsurumoto: *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2923 (1993).
- 3) C.C. Huang, M.C. Tsai, D.G. Dorrell, and B.J. Lin: *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 403 (2008).
- 4) K. Atallah and D. Howe: *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 5) K. Nakamura, M. Fukuoka, and O. Ichinokura: *J. Appl. Phys.*, **115**, 17A314 (2014).
- 6) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani: *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, **64**, 771 (2020).
- 7) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani: *J. Mag. Soc. Jpn.*, **45**, 50 (2021).

2023年10月10日受理, 2023年11月30日採録

分布巻埋込磁石モータのリラクタンストルク向上のための フラックスバリア形状に関する検討

Flux Barrier Shape for Improving Reluctance Torque of Distributed Winding Interior Permanent Magnet Motor

田村一樹^{a)}・中村健二^{a)†}・成瀬賢哉^{b)}・萱野雅浩^{b)}

^{a)}東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

^{b)}愛知製鋼㈱, 愛知県東海市荒尾町ワノ割 1 番地 (〒476-8666)

K. Tamura^{a)}, K. Nakamura^{a)†}, K. Naruse^{b)}, and M. Kayano^{b)}

^{a)}Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

^{b)}Aichi Steel Co., Inc., 1 Wanowari Arao-cho Tokai Aichi 476-8666, Japan

As electrification progresses in various fields, permanent magnet (PM) machines have been attracting attention because of their compactness, high power, and high efficiency. Among them, interior permanent magnet (IPM) machines with a rotor core in which permanent magnets are embedded can achieve higher power and efficiency than conventional PM machines since they can utilize both magnetic and reluctance torque. This paper focuses on distributed-winding IPM machines, assuming the use of bonded magnets, and investigates various flux barrier shapes that can improve reluctance torque using the finite element method (FEM).

Keywords: Interior Permanent Magnet Motor, Reluctance torque, Flux barrier

1. はじめに

温暖化を始めとした地球環境問題の解決のため、世界各国で脱炭素社会の実現に向けた取り組みが加速している。我が国でも 2050 年までに温室効果ガスの排出量を実質ゼロにする、いわゆるカーボンニュートラルを目指すことを掲げている¹⁾。このような背景のもと、様々な分野で電動化が進んでいる。

電動化において、モータは電気エネルギーを機械エネルギーに変換する唯一の装置として重要な役割を担う。特に回転子に永久磁石を有する永久磁石 (PM) モータは、小型高出力・高効率であることから、様々な分野で使用されている。また、PM モータの中でも、特に永久磁石を回転子鉄心に埋め込んだ埋込磁石 (IPM) モータは、永久磁石に由来するマグネットトルクに加えて、回転子の磁氣的突極性に起因するリラクタンストルクも併用できることから、従来の PM モータ以上の性能を実現でき、さらなる小型化・省資源化が期待されている。さらに、弱め磁束制御によって幅広い速度領域での使用が可能になるため、産業用機械や自動車などへの適用も可能である。

Fig. 1 に IPM モータの基本構成を示す。この図を見ると、フラックスバリアと呼ばれる回転子鉄心に設けた溝の中に永久磁石が収められていることがわかる。このフラックスバリアによって、回転子に磁氣的な突極性が生まれることから、IPM モータのリラクタンストルク向上には、フラックスバリア形状の最適化が重要である。しかし、現在、IPM モータで広く用いられているネオジム焼結磁石は、いわゆる金属系の磁石であり、製作コストの面から直方体にする必要がある。したがって、それを収めるフラックスバリア

も磁石形状に合わせる必要があることから、リラクタンストルク最大という観点でバリアの形状を最適化することは必ずしも容易ではない。そのため、一般に IPM モータの性能向上に関する検討では、ネオジム焼結磁石の使用を前提とした磁石配置に関する検討、トルクリプル低減に関する検討、磁石の不可逆減磁を抑制する検討などが多い^{2)~9)}。

上述の問題に対して、近年、ネオジムボンド磁石の利用が注目されている。ネオジムボンド磁石は樹脂系の磁石であり、形状自由度が高いことから、リラクタンストルク最大という観点からフラックスバリアの形状を最適化した後、そのバリアの中に磁石を配置することが可能であり¹⁰⁾、磁石使用量の削減と、それに伴うコスト低減が期待される。

そこで本論文では、電気自動車で広く一般に用いられている分布巻 IPM モータを考察対象として、ネオジムボンド磁石の使用を前提に、リラクタンストルク最大という観点から最適なフラックスバリア形状について、2 次元有限要素法 (2D-FEM) を用いて種々検討を行ったので報告する。

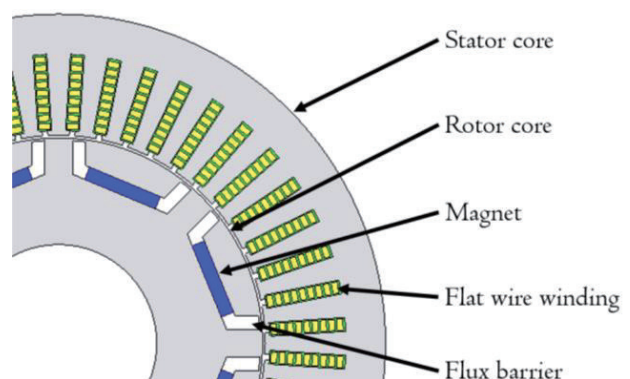


Fig. 1 Basic configuration of interior permanent magnet (IPM) motor.

Corresponding author: K. Nakamura (e-mail: kenji.nakamura@tohoku.ac.jp)

2. 各種フラックスバリアの比較検討

2.1 考察に用いた分布巻 IPM モータの諸元

Fig. 2 に、検討に用いた分布巻 IPM モータの諸元を示す。本モータは文献 10) の電動アクスル向け IPM モータをベースとしており、モータ外径が 150 mm、内径が 45 mm、軸長が 60 mm、固定子と回転子のギャップ長が 0.6 mm、スロット数が 48、回転子極数が 8 極である。鉄心材は無方向性ケイ素鋼板である。同図の回転子はすべて鉄心の状態になっているが、ここに様々なフラックスバリアを設け、寸法を最適化することで、リラクタンストルク最大という観点から最適なフラックスバリア形状の探索を行う。また、2D-FEM による検討の際は 1/4 モデルとして解析を実施している。なお、2D-FEM には、(株)JSOL 製の電磁界解析プログラムである JMAG Designer 21.0 を用いた。

2.2 最適なフラックスバリア形状の探索結果

Fig. 3 に、本稿での比較に用いたフラックスバリアの形状を示す。平板 1 層形 (Flat-shape, 1 layer)、V 字 1 層形 (V-shape, 1 layer)、円弧 1 層形 (Arc-shape, 1 layer)、円弧 2 層形 (Arc-shape, 2 layers)、円弧 3 層形 (Arc-shape, 3 layers) の 5 種類の異なるフラックスバリアを有する回転子について、最適寸法の探索を行った。具体的には 2D-FEM を用い、各フラックスバリアの角度や深さ、長さなどの寸法を種々変化させ、リラクタンストルクが最大となる組み合わせを探索した。なお、リラクタンストルクのみに着目するため、磁石は取り除き、代わりに磁気ブリッジを省くことで、磁石磁束による磁気ブリッジの磁気飽和を考慮した。また、固定子の形状・寸法、巻線仕様などは固定した。

解析条件は、ベースとした文献 10) の IPM モータを参考に回転数 34,000 rpm、電流振幅 128 A_{pk} とし、電流位相角 β は各形状において、リラクタンストルクが最大となる位相角とした。

Table 1 に、各フラックスバリアにおけるリラクタンストルクの最大値と、その時の d 軸インダクタンス L_d 、 q 軸インダクタンス L_q 、突極比 (L_q/L_d) を示す。同表より円弧 2 層形が最もリラクタンストルクが大きいことがわかる。一方、突極比は円弧 3 層形が最大となった。突極比は、IPM モータにおけるリラクタンストルクの大きさを表す一つの

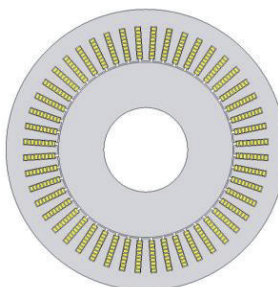
	Outside diameter (mm)	150
	Inside diameter (mm)	45
	Stack length (mm)	60
	Air gap length (mm)	0.6
	No. of stator pole	48
	No. of rotor pole	8
	No. of turns/slot	9
	Winding space factor (%)	60
	Core material	Non-oriented silicon steel

Fig. 2 Specifications of distributed-winding IPM motor used for examination.

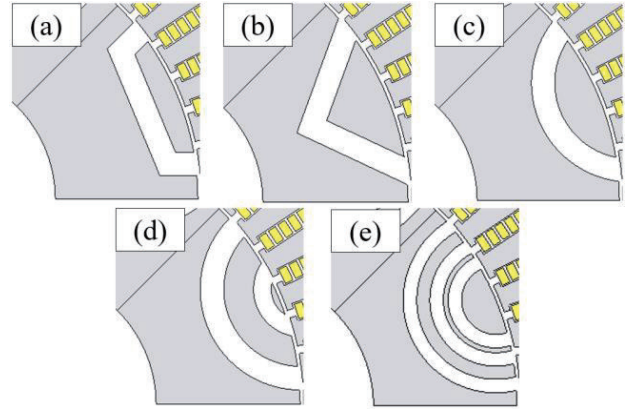


Fig. 3 Flux barrier shapes for comparison (a) flat shape, 1 layer, (b) V shape, 1 layer, (c) arc shape, 1 layer, (d) arc shape, 2 layers, (e) arc shape, 3 layers.

Table 1 Maximum value of reluctance torque, q -axis & d -axis inductance, and saliency ratio of each flux barrier shape.

Model	Maximum reluctance torque (N · m)	d -axis inductance (mH)	q -axis inductance (mH)	Saliency ratio
Flat shape, 1 layer	18.96	0.48	1.31	2.75
V shape, 1 layer	17.59	0.49	1.25	2.56
Arc shape, 1 layer	18.75	0.48	1.29	2.71
Arc shape, 2 layers	19.52	0.39	1.20	3.05
Arc shape, 3 layers	19.25	0.40	1.23	3.10

指標として広く用いられており¹¹⁾、同表からもおよそその傾向は捉えられていることがわかるが、磁気飽和の影響などは無視されているため、突極比の大小関係がトルクの大小関係と完全に一致するわけではない。そこで以降では、突極比に加えて磁束線図も用いて、最適なフラックスバリア形状について考察を行う。

2.3 結果の考察

前節の結果からリラクタンストルクを最大化できるフラックスバリアの形状について、円弧 1 層形、円弧 2 層形、円弧 3 層形を例に挙げて考察する。

まず Fig. 4(a)および(b)に、円弧 1 層形の q 軸と d 軸の磁束線図を示す。同図(a)の q 軸磁束の流れを見ると、磁束がフラックスバリアに妨げられることなく、バリアに沿って流れていることがわかる。すなわち、 q 軸の磁気抵抗は小さくなり、 q 軸インダクタンスが大きくなることがわかる。一方、同図(b)の d 軸磁束を見ると、フラックスバリアによって磁束の流れが妨げられており、多くの磁束がバリア、すなわちギャップを渡っていることがわかる。すなわち、 d 軸の磁気抵抗は大きくなり、 d 軸インダクタンスが小さくなるがわかる。

次いで、Fig. 5(a)および(b)に、円弧 2 層形の q 軸と d 軸の磁束線図を示す。同図(a)の q 軸磁束の流れを見ると、Fig. 4(a)と同様に、磁束が 2 層のフラックスバリアに沿って流れていることがわかる。ただし、磁路自体は狭くなっているため、Table 1 からわかるとおり q 軸インダクタンスは

1層形よりも若干小さくなっている。一方、同図(b)の d 軸磁束を見ると、2層のフラックスバリアによって磁束の流れがより妨げられていることがわかる。Table 1に示した結果からも、円弧2層形の d 軸インダクタンスは1層形よりも小さくなっていることから、円弧2層形のリラクタンストルクが大きくなった理由は、円弧1層形よりも d 軸の磁気抵抗が大きくなって、 d 軸インダクタンスが小さくなり、その結果、突極比 (L_q/L_d) が大きくなったためであることがわかる。

続いて、Fig. 6(a)および(b)に、円弧3層形の q 軸と d 軸の磁束線図を示す。上述の2層形の考察から3層形にすることで、さらに d 軸インダクタンスが小さくなって、リラクタンストルクが大きくなることが期待されるが、Table 1の結果は異なる。この要因に着目して以下考察を行う。まず同図(a)の q 軸磁束を見ると、これまでと同様に磁束がフラックスバリアに沿って流れているが、よく見ると1層目と2層目のバリアの間の鉄心は幅が狭く、ほとんど磁束が流れていないことがわかる。これはこの鉄心が固定子のスロット開口部に面しており、磁気回路がうまく形成されていないためである。また、同図(b)の d 軸磁束を見ると、この1層目と2層目の間の鉄心が固定子からの磁束を一部バイパスしていることがわかる。すなわち、フラックスバリアを3層に増やしても、実質2層分の効果しか得られなかったため、Table 1に示したとおり、円弧3層形の d 軸インダクタンスと q 軸インダクタンスは、円弧2層形とほぼ同じ値になったと考えられる。

以上のことから、 d 軸インダクタンスを小さくするためにフラックスバリアの層数を増やすことは有効であるが、増やしすぎると固定子からの磁束がバイパスされて、その効果が薄れること、また固定子ティースから回転子鉄心につながる磁気回路がうまく形成されなくなることが明らかとなった。したがって、リラクタンストルクを最大化するためには、回転子のフラックスバリアの形状や層数だけに着目するのではなく、固定子側も含めた磁束全体の流れを考えて、 q 軸方向にはより流れやすく、 d 軸方向にはより流れにくくなるように、フラックスバリアを設ける必要があることが明らかとなった。

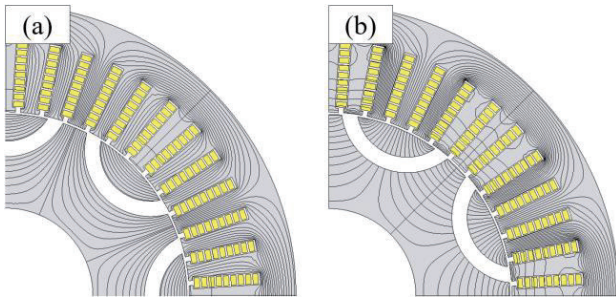


Fig. 4 Flux line diagrams (a) q -axis and (b) d -axis for arc shape, 1 layer.

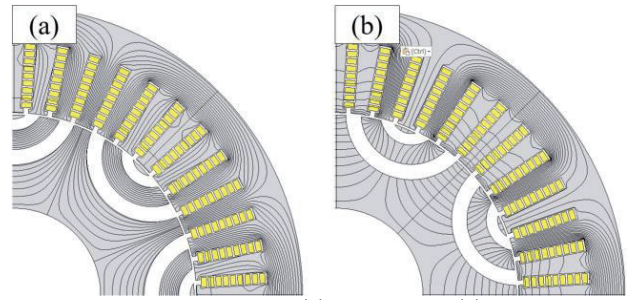


Fig. 5 Flux line diagrams (a) q -axis and (b) d -axis for arc shape, 2 layers.

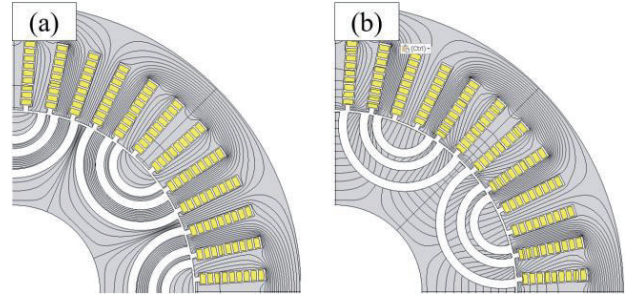


Fig. 6 Flux line diagrams (a) q -axis and (b) d -axis for arc shape, 3 layers.

3. 磁束線の特徴を捉えたフラックスバリア

3.1 磁束線の特徴を捉えたフラックスバリアの形状

前章までの考察により、リラクタンストルク最大という観点から見て望ましいフラックスバリアの形状は、磁束の流れ、すなわち磁束線図に基づいて決めるのが良いことが明らかとなった。そこで本章では、磁束線の特徴を明らかにするとともに、それに基づくフラックスバリア形状の最適化を試みる。

Fig. 7に、回転子のフラックスバリアを無くし、円筒状鉄心とした場合の磁束線図の算定結果を示す。この図より、磁束線には以下の2つの特徴があることがわかる。

- (1) 固定子に近い回転子鉄心内では磁束線が等間隔
- (2) 固定子から離れるにつれて磁束線同士の間隔が徐々に広がり、楕円弧状になる

したがって、2層のフラックスバリアを設けるのであれば、1層目と2層目の形状は一般的な相似形では無く、同図の特徴を捉えて異なる形状にした方が良いことがわかる。

Fig. 8に、上述の磁束線の特徴を捉えたフラックスバリアの一例を示す。このように1層目と2層目でバリアの幅を変え、楕円弧状とする一方で、1層目と2層目の間の鉄心の幅はほぼ等しくすることで、局所的な磁気飽和の発生を抑え、 q 軸方向の磁束を流れやすくする。文献12)では、同図の磁束線の形状を関数で近似することで、フラックスバリアの形状を決定する方法が提案されているが、本論文では遺伝的アルゴリズム (GA) を用いてフラックスバリアの最適化を試みた。

Fig. 9に、最適化を試みたパラメータとそれらの探索範囲を示す。リラクタンストルクの最大化を目的関数とし、

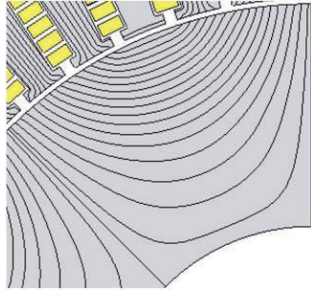


Fig. 7 Calculated flux lines when rotor has cylindrical iron core.

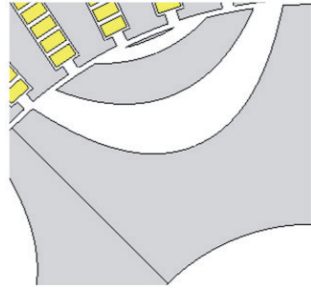


Fig. 8 Example of flux barriers based on magnetic flux lines shown in Fig. 7.

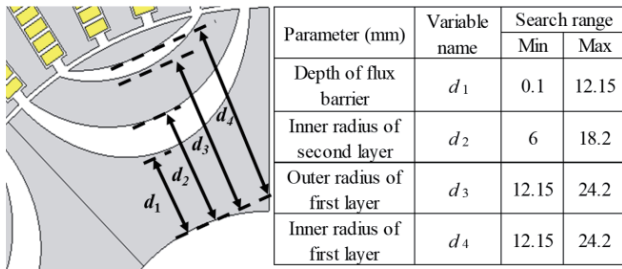


Fig. 9 Parameters to be optimized and their search ranges.

GA を用いて $d_1 \sim d_4$ の 4 つのパラメータの最適な組み合わせを探索した. なお, 第 2 章の考察に基づき, q 軸方向の磁束を流れやすくするため, 同図に示すようにフラックスバリアの端部は固定子のスロット開口部に合わせて固定した. なお, 探索を行う際の世代数は 30 とした.

3.2 最適化の結果

Fig. 10 に, 最適化後の回転子形状と最適寸法を示す. この図を見ると, 1 層目, 2 層目どちらのバリアも楕円弧状になったことがわかる. また, 2 層目のバリアが極端に厚くなったが, これはフラックスバリアの端部を固定子のスロット開口部に合わせて狭くしたことによる d 軸方向の磁気抵抗の低下, すなわち d 軸インダクタンスの増加を抑えるためであると考えられる. また, 1 層目と 2 層目間の鉄心の幅がほぼ等しくなっており, 局所的な磁気飽和の発生を抑え, q 軸方向の磁束が流れやすくなっていることがわかる.

Fig. 11 に, 最適化後の q 軸と d 軸の磁束線図を示す. 同図(a)の q 軸磁束の流れを見ると, 固定子ティースから回転

子鉄心につながる磁気回路がうまく形成され, 磁束が弧を描くように流れていることがわかる. また, 同図(b)の d 軸磁束を見ると, フラックスバリアの端部を固定子のスロット開口部に合わせたことで, 固定子からの磁束がバイパスされることなく, バリアが有効に働いていることがわかる.

Table 2 に, 最適化後のリラクタンストルクの最大値と, その時の d 軸インダクタンス L_d , q 軸インダクタンス L_q , 突極比を示す. また, 前章までの結果も同表に示す. この表を見ると, 磁束線の特徴を捉え, GA を用いて最適化したものが最もリラクタンストルクが大きく, 円弧 2 層形よりも約 20% 向上したことがわかる. また, q 軸インダクタンスが大きく上昇し, 突極比が最大となっていることも確認できる. したがって, リラクタンストルクが増大したのは, 固定子のティースから回転子鉄心につながる磁気回路がうまく形成され, q 軸方向の磁気抵抗が低下したことが最大の要因であることが了解される.

一方, 最適化後の回転子は 2 層目のバリアが極端に厚く, IPM モータとして磁石を配置することや高速回転時の応力を考えると, 実用上の問題が懸念される. そこで, 2 層目のバリアを薄くした際の影響を追加で調べた.

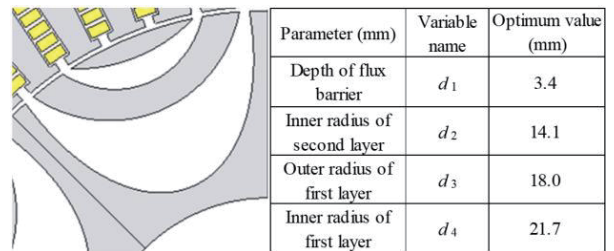


Fig. 10 Optimized rotor shape and its dimensions.

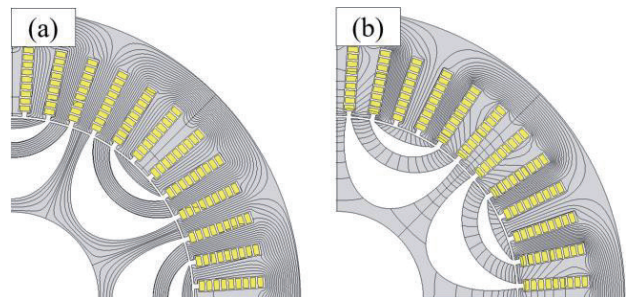


Fig. 11 Flux line diagrams (a) q -axis and (b) d -axis after optimization.

Table 2 Maximum value of reluctance torque, q -axis & d -axis inductance, and saliency ratio of each flux barrier shape.

Model	Maximum reluctance torque (N · m)	d -axis inductance (mH)	q -axis inductance (mH)	Saliency ratio
Flat shape, 1 layer	18.96	0.48	1.31	2.75
V shape, 1 layer	17.59	0.49	1.25	2.56
Arc shape, 1 layer	18.75	0.48	1.29	2.71
Arc shape, 2 layers	19.52	0.39	1.20	3.05
Arc shape, 3 layers	19.25	0.40	1.23	3.10
New shape	24.10	0.38	1.47	3.86

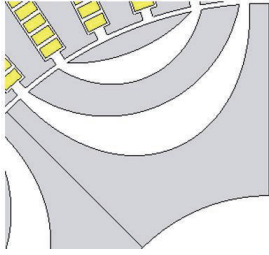


Fig. 12 Rotor shape with thinner flux barrier in the second layer of the optimized rotor shown in Fig. 10.

Table 3 Maximum value of reluctance torque, q -axis & d -axis inductance, and saliency ratio of each flux barrier shape shown in Fig. 10 and Fig. 12.

Model	Maximum reluctance torque (N·m)	d -axis inductance (mH)	q -axis inductance (mH)	Saliency ratio
New shape (Fig. 10)	24.10	0.38	1.47	3.86
New shape (Fig. 12)	23.60	0.41	1.46	3.57

Fig. 12 に、Fig. 10 に示した回転子の 2 層目のバリアのみを薄くした形状を示す。また、Table 3 には両者のリラクタンストルクの最大値と、その時の d 軸インダクタンス L_d 、 q 軸インダクタンス L_q 、突極比を示す。同表を見ると、2 層目バリアを薄くしたことで d 軸インダクタンスが上昇していることがわかるが、これはバリアが薄くなったことで d 軸の磁気抵抗が低下したためである。ただし、 d 軸インダクタンスの上昇はわずかであり、トルクの減少も約 2% と小さいことがわかる。したがって、実用上は Fig. 12 のフラックスバリア形状が望ましいといえる。

4. まとめ

以上、本論文では電気自動車でも広く用いられている分布巻 IPM モータを考察対象とし、形状自由度の高いネオジムボンド磁石の利用を前提に、リラクタンストルクを向上可能なフラックスバリア形状について、種々検討を行った。

まず平板 1 層形、V 字 1 層形、円弧 1 層形、円弧 2 層形、円弧 3 層形の 5 種類の異なるフラックスバリアを有する回転子について、2D-FEM を用いてリラクタンストルクの最大化を目的関数として最適寸法の探索を行い、各フラックスバリアにおけるリラクタンストルクの最大値と、その時の d 軸・ q 軸インダクタンス、突極比を算定するとともに、磁束線図の比較を行った。その結果、リラクタンストルクを最大化するためには、フラックスバリアの形状や層数だけに着目するのではなく、固定子も含めた磁束全体の流れを考えて、 q 軸方向にはより流れやすく、 d 軸方向にはより流れにくくなるように、フラックスバリアを設ける必要があることが明らかとなった。

次いで、上述の結果に基づき、磁束全体の流れを表す磁束線の特徴を分析したところ、固定子に近い回転子鉄心内では磁束線が等間隔になること、一方、固定子から離れるにつれて磁束線同士の間隔が徐々に広がり、楕円弧状になることが明らかとなった。したがって、フラックスバリア

の形状も楕円弧状の方が望ましい。

上述の考察に基づき、遺伝的アルゴリズム (GA) を用いてフラックスバリアの最適化を試みたところ、 q 軸インダクタンスが大きく上昇して突極比が最大となり、リラクタンストルクは約 20% 向上した。

今後は、本論文で最適化した回転子のフラックスバリアに、ボンド磁石を配置し、埋込磁石 (IPM) モータとした際のモータ特性の算定を行う予定である。

References

- 1) Ministry of the Environment's Decarbonization Portal: https://ondankataisaku.env.go.jp/carbon_neutral/road-to-carbon-neutral (2023.5.9) (in Japanese).
- 2) R. Tsunata, M. Takemoto, S. Ogasawara, and K. Orikawa: *2020 IEEE Trans. Energy Convers. (ECCE)*, 53 (2020).
- 3) R.R. Moghaddam, F. Magnussen, and C. Sadarangani: *2012 Int. Conf. Electr. Mach. Syst.*, 720 (2012).
- 4) P. Alotto, M. Barcaro, N. Bianchi, and M. Guarnieri: *Digests 14th Biennial IEEE Conf. Electromagn. Field Computation*, 958 (2010).
- 5) T.A. Huynh, M.F. Hsieh, K.J. Shih, and H.F. Kuo: *20th Int. Conf. Electr. Mach. Syst. (ICEMS)* (2017).
- 6) M. Barcaro, N. Bianchi, and F. Magnussen: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **46**, 1950 (2010).
- 7) Y. Honda, H. Murakami, N. Kazushige, T. Higaki, S. Morimoto, and Y. Takeda: *IEEEJ Trans. Ind. Appl.*, **117**, 898 (1997) (in Japanese).
- 8) M. Kondo, K. Kondo, Y. Fujishima, and S. Wakao: *IEEEJ Trans. Ind. Appl.*, **124**, 124 (2004) (in Japanese).
- 9) T. Umeda, M. Sanada, S. Morimoto, and Y. Inoue: *2018 Int. Conf. Power Electron.*, 2814 (2018).
- 10) K. Naruse, K. Choongsik, M. Kayano, A. Watarai, H. Mitarai, and K. Nakamura: *The papers of Technical Meeting on Rotating Machinery*, RM-23-93 (2023) (in Japanese).
- 11) Y. Takeda, N. Matsui, S. Morimoto, and Y. Honda: *Umekomi Jishaku Douki Mo-ta no Sekkei to Seigyo* (in Japanese), p. 62 (*Ohmsha, Tokyo, 2001*).
- 12) S. Kitamura, J. Kaneda, T. Kobayashi, M. Ito, and M. Komuro: "To improve the power factor of synchronous reluctance motors," Hitachi Ltd. Public License, Japan Patent Office (2002.7.12).

2023年10月10日受理, 2023年12月3日再受理, 2024年1月3日採録

小型 EV 用インホイール・アキシアルギャップ型 SR モータの駆動領域拡大に関する検討

Drive Range Expansion of In-Wheel Axial-Flux SR Motor for Compact EV

西海悠介・中澤貫太・中村健二[†]

東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

Y. Nishigai, K. Nakazawa, and K. Nakamura[†]

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

In previous papers, axial-flux switched reluctance motors (AFSRMs) for compact electric vehicles (EVs) were prototyped, and EV driving tests were successfully conducted. However, it was clear that the conventional control method, called instantaneous phase torque distribution control (IPTDC), has a narrow torque-speed range. This paper presents an improved control method that can expand the torque-speed range, especially in high-speed regions. Moreover, it proposes an average torque control method that can maintain a large torque for even higher speed regions.

Key words: Electric vehicle (EV), In-wheel motor, Axial-flux switched reluctance motor (AFSRM), Torque control

1. はじめに

近年、内燃機関自動車が排出するCO₂による地球温暖化や化石燃料の枯渇が問題視されている。これらの対策の一つとして、国内外で電気自動車 (EV) の研究・開発が盛んに行われている。EV はモータ、インバータ、二次電池を車内に搭載し、電気-機械エネルギー変換によって駆動される。二次電池の充電には電気が必要であるが、電気は化石燃料のみでなく、太陽光や風力などの自然エネルギーからも得ることができるため、環境負荷の軽減やエネルギー源の多様化による供給安定性の向上において、EV は有利である。一方で、現在、二次電池として一般に使用されるリチウムイオン電池は化石燃料に比べるとエネルギー密度が小さく、それに伴う走行距離の短さや車重・コストの増加、そして長い充電時間などが課題である。

上述の問題に対して、筆者らは EV のインホイールダイレクト駆動に着目している。インホイールダイレクト駆動は、EV のホイール内部にモータを格納する駆動方式であり、二次電池の搭載スペースの拡大や、動力伝達機構の省略による機械損の低減、各駆動輪の独立制御による走行性能の向上が期待される。しかし、インホイールモータは搭載スペースが限られ、さらに機械的な外乱や高温環境下での駆動にも耐え得る堅牢性と信頼性が求められる。

そこで筆者らはインホイールダイレクト駆動に適するモータの一つとして、スイッチトリラクタンس (SR) モータに着目している。SR モータは、鉄心と巻線のみで構成されるため、堅牢で安価である¹⁾。また、永久磁石が不要であることから、惰行時にいわゆる引きずり損が生じず、また逆起電力も生じないため、電気的な安全性・信頼性も高い。しかし、希土類磁石モータと比較して、一般に SR モータはトルク密度が低いという課題がある。

これに対して筆者らは、軸方向に空隙を有するアキシアルギャップ (Axial-Flux : AF) 構造に着目した。ホイール内部のような偏平な空間にモータを配置する場合、一般的な径方向に空隙を有するラジアルギャップ (Radial-Flux : RF) 構造よりも、AF 構造の方がトルク発生面を大きくできるため、トルク密度が向上する^{2),3)}。

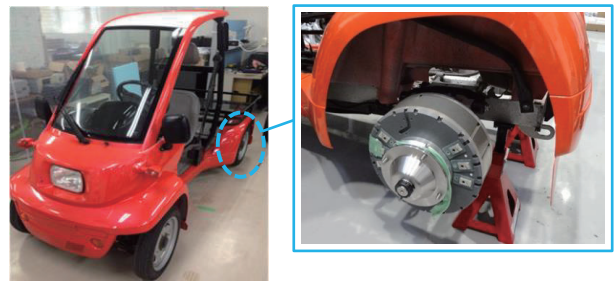


Fig. 1 Compact EV with in-wheel AFSRMs.

さらに、AF 構造は固定子と回転子を軸方向に並べる構造のため、複数ロータ、複数ステータを組み合わせたマルチギャップ構造を容易に実現でき、シングルギャップ構造よりもトルク密度を向上させることができる²⁾。

これまで筆者らは、ダブルステータ型のアキシアルギャップ SR モータ (AFSRM) の試作評価と、Fig. 1 に示す小型 EV 用インホイールモータへの適用について検討を進めてきた⁴⁾。その結果、試作 AFSRM は小型 EV に要求される目標トルクを達成し、実証走行も成功した。一方で、従来のモータ制御手法である瞬時相トルク分配制御 (IPTDC) では⁵⁾、高速回転時に出力トルクが低下し、車両としての運転領域が狭いことが明らかになった。

そこで本論文では IPTDC を改良し、従来固定されていた通電区間を回転速度やトルク指令値に応じて柔軟に変化させ、中速域でのトルクを向上させた通電区間可変制御⁶⁾に加え、さらなる高速域および高負荷域まで駆動領域を拡大させることを目指し、平均トルクに着目した制御法について検討を行ったので報告する。

2. AFSRM の基本構成と動作原理

Fig. 2 に、先行研究で試作した AFSRM の構造図を示す⁴⁾。また、Table 1 に同モータの諸元を示す。3 相機であり、固定子と回転子の極数はそれぞれ 18 極と 12 極である。本 AFSRM は、1 つの回転子を 2 つの固定子で挟み込んだダブルステータ構造を有し、対向する固定子極には同一方向に巻線を巻き、それらを直列に接続することで、回転子を貫く方向に磁束を発生させている。これにより、回転子はヨークが不要になる。鉄心材料は無方向性ケイ素鋼板

Corresponding author: K. Nakamura (e-mail: kenji.nakamura@tohoku.ac.jp)

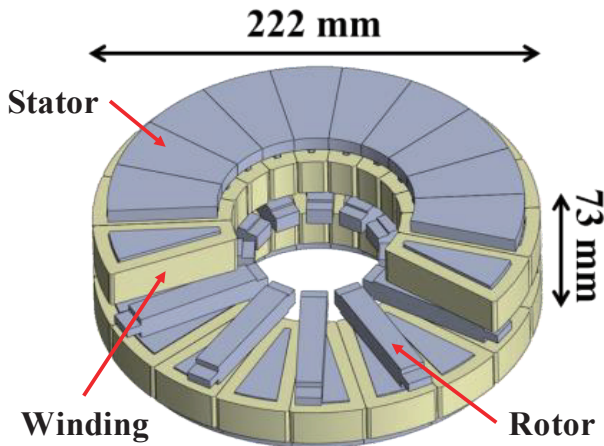


Fig. 2 Structure of prototype AFSRM.

Table 1 Specifications of prototype AFSRM.

Exciting voltage	72 V
Gap length	0.3 mm
Winding turns/pole	99 turns
Winding space factor	62 %
Weight	14.4 kg
Weight including case	32.3 kg
Core material	35A300

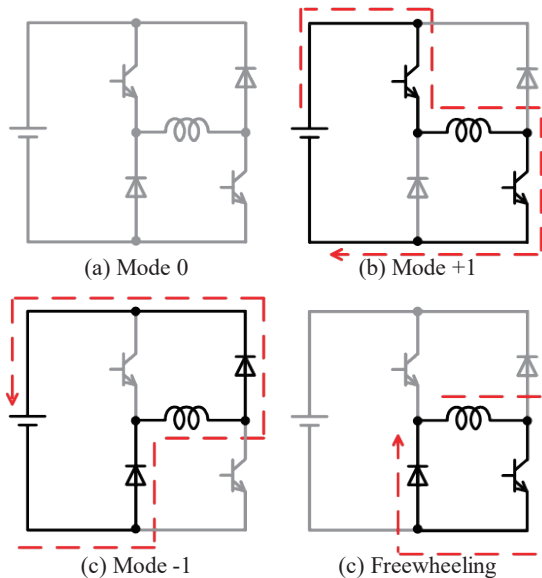


Fig. 3 Excitation modes of asymmetric half bridge converter.

(35A300)である。固定子はトロイダル状の鉄心を切削して製作した。一方、回転子はケイ素鋼板の単板を周方向に積層して製作した。

Fig. 3 に、SR モータの一般的な駆動回路である非対称ハーフブリッジコンバータの 1 相分の基本回路とその励磁モードを示す。この回路は、高圧側と低圧側に 2 つのスイッチがあり、励磁を行う際は両側のスイッチを同時にオンする (Mode +1)。その後、両スイッチをオフすることで、巻線に蓄えられた磁気エネルギーが還流ダイオードを通して電源に回生され、減磁される (Mode -1)。また、Mode +1 時に High 側のみをオフすると、電流を巻線に還流させることができる (Freewheeling)。

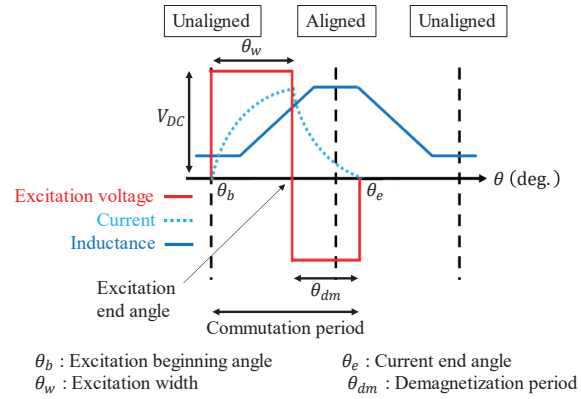


Fig. 4 Schematic diagram of inductance, exciting voltage, and current waveforms.

Fig. 4 に、一般的な矩形波励磁を行った場合の SR モータの回転子位置角における 1 相あたりのインダクタンスの変化と、励磁電圧・電流波形の模式図を示す。本論文では、固定子極と回転子極が最も接近した位置を対向位置 (Aligned)、最も離れた位置を非対向位置 (Unaligned) と呼ぶ。

3 相 18/12 AFSRM の回転子位置角 θ は、構造の周期性から対向位置を 0 deg. として $\theta = -15 \sim +15 \text{ deg.}$ が 1 周期となる。ここで、 k 相のトルク τ_k は磁気特性が線形であると仮定すると、次式で表される。

$$\tau_k = \frac{1}{2} i_k^2 \frac{dL_k(\theta)}{d\theta}. \quad (1)$$

上式の $L_k(\theta)$ は k 相のインダクタンス、 i_k は相電流である。この式より、SR モータのトルクの向きは電流の正負によらず、回転子位置角に対するインダクタンスの傾きのみで決まることがわかる。

3 相 18/12 AFSRM を駆動する場合、Fig. 4 中の励磁開始角 θ_b を -15 deg. 、励磁幅 θ_w を 10 deg. とすると、各相が互いに重なり合わずに順番に励磁される。これを本論文では通常励磁と呼ぶ。通常励磁では、励磁相のトルクが立ち上がるまでに、前相のトルクが減衰してしまい、励磁相切り替え時に大きなトルクリプルが生じる。これを改善するために、先行研究では瞬時相トルク分配制御 (IPTDC) が提案された⁵⁾。しかし、IPTDC はトルクリプル低減を目的とした制御手法であり、高速域および高負荷域ではアクセルからのトルク指令値に追従できず、EV としての運転領域が狭くなる課題がある。

そこで次章以降では、トルク指令値や速度に応じて柔軟に通電区間を調整する通電区間可変制御⁹⁾に加え、瞬時トルクでは無く平均トルクに着目したトルク制御を組み込むことで、EV としての運転領域を広げることを試みた。

3. 通電区間可変制御

前章でも述べたとおり、IPTDC はトルクリプルを低減するために考案された手法である。励磁相切り替え時に発生するトルクリプルに対しては、前後の相の瞬時トルクを電流と回転子位置角より推定し、2 つの相の合計トルクが指令値に追従できるようにヒステリシス制御を行う。加えて、相トルクが負になることを極力抑えるために、励磁相は非対向位置から励磁を開始して、次々相の励磁が始まる位置角で電流がゼロになるように制御をしている。具体

的に3相18/12 AFSRMの場合は、励磁開始角 $\theta_b = -15 \text{ deg}$ から励磁を開始して、次々相の励磁が始まる $\theta = +5 \text{ deg}$.で通電を終了する。このようにIPTDCでは通電区間を固定しているため、高速域および高負荷域では励磁電流の立ち上がりが間に合わず、トルク指令値に追従することができない。そこで本章では、通電区間を柔軟に調整可能な制御法について述べる。

3.1 制御原理

Fig. 5 に通電区間可変制御の概念図を示す。同図に示すように、本制御手法では通電区間を3つのSectionに分けて制御する。このうちSection IIでは従来のIPTDCと同様の制御を行うが、励磁開始角を決めるSection Iと励磁終了角を決めるSection IIIでは、通電区間を柔軟に調整することで、特に中速域でのトルク向上を図る。以下、制御の概要について述べる。

まず、Section Iでは、トルク指令値を T^* とすると、 $\theta = \theta_{1e}$ において相トルクが $1/2 T^*$ に到達するように、励磁開始角 θ_b を -15 deg .に固定せず、次の(2)式に基づいて励磁開始角 θ_b を算出し、励磁を行う。なお、本検討では $\theta_{1e} = -11.5 \text{ deg}$.とした。

$$\begin{aligned} \theta_b &= \theta_{1e} - \omega t \\ &= \theta_{1e} - \frac{\omega \phi(\theta, \tau)}{V_{DC}}. \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $\phi(\theta, \tau)$ はトルク τ と回転子位置角 θ から磁束 ϕ を算出するルックアップテーブル(LUT)であり、実測した磁化特性($\theta - \phi - i$ 特性)から作成した。このLUTの入力は $\theta = \theta_{1e}$ 、 $\tau = 1/2 T^*$ である。(2)式からわかるように、励磁開始角の算出に回転速度とトルク指令値を用いることで、通電区間を柔軟に調整することができる。ここで、Fig. 6 に試作AFSRMの静止トルク特性を示す。これはAFSRMの回転子位置角における、電流の大きさに対するトルクの大きさを表したものである。図の矢印の方向に、20 Aから120 Aまで、10 A刻みで電流が増加している。この図からわかるように、過度な励磁開始角の前倒しは負トルクを増大させるため、励磁開始角は $\theta_b > -20 \text{ deg}$.となるように制限を設けている。

次いで、Section IIでは、従来のIPTDCと同様に、合計トルクが指令値に追従するようにヒステリシス制御を行う。ヒステリシス制御では、Fig. 3(b)のMode+1と同図(d)のFreewheelingの2つのモードを細かく切り替えることで、合計トルクが指令値に追従できるように制御する。

最後にSection IIIでは、次相のトルクが十分に立ち上がるまでトルクを維持する一方で、負トルクの発生を抑える必要がある。そのため、励磁終了角は回転数に応じて以下に述べる2つの方法で決定する。

① 電流連続モード

600 rpm以上の中高速域で適用するモードである。回転数が高くなるとSection Iで0 Aから励磁を開始しても、指令トルクの発生に必要な電流を流すことができない。そこで、励磁終了時から次の励磁開始までの間、巻線に流れる電流を0 Aまで減衰させず、常に流し続けることで、次の励磁開始時に十分な電流を確保できるようにする。ただし、過度な電流は負トルクを大きくし、効率低下だけでなく合計トルクの減少にもつながる。そのため、本論文ではFig. 6の静止トルク特性に基づいて、負トルクの影響が最小限になるよう、 $\theta_e(t) = -20 \text{ deg}$.のときに相電流が20 Aとなるよう制御

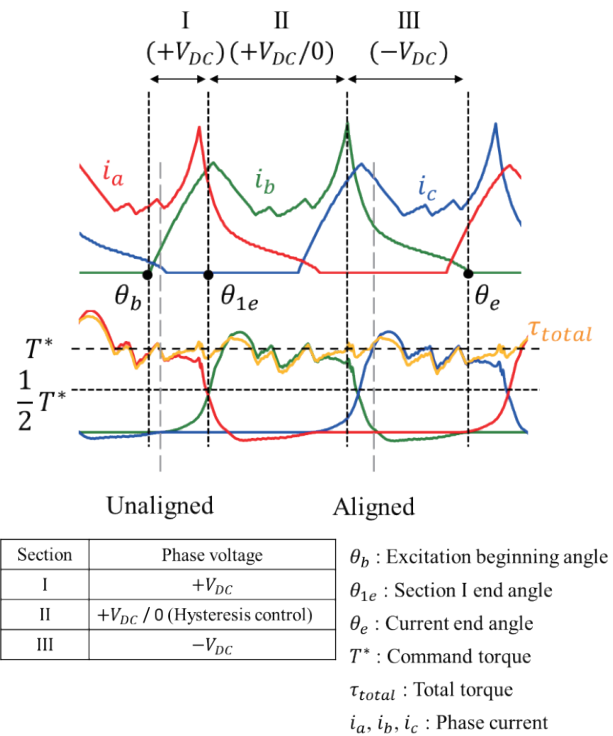


Fig. 5 Conceptual diagram of variable commutation period control.

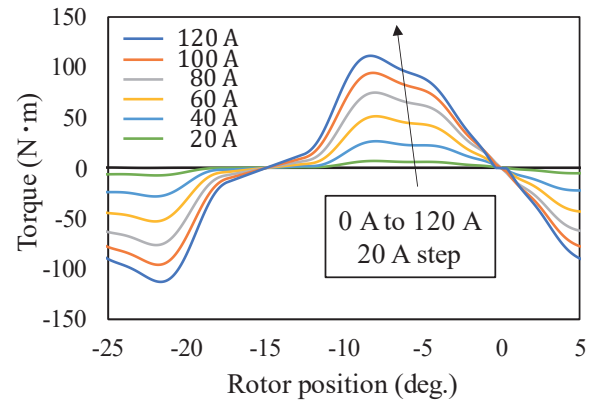


Fig. 6 Static torque characteristics.

する。具体的には(3)式を用いて、任意の時刻 t における回転子位置角 $\theta(t)$ で励磁を終了したときに、相電流が20 Aまで減衰する角度 $\theta_e(t)$ を常に計算し、これが -20 deg .になったときに励磁を終了する。

$$\begin{aligned} \theta_e(t) &= \omega \cdot t + \theta(t) \\ &= \frac{\omega \cdot \phi_e(t)}{V_{DC}} + \theta(t). \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 ϕ_e は回転子位置角 -20 deg .、相電流20 Aのときの磁束の値である。なお、対向位置付近では電流値に対して発生するトルクが極端に小さくなるため、励磁終了角には -2 deg .の上限を設ける。

② 電流断続モード

600 rpm未満の低・中速域で適用するモードである。電流連続モードと同様に(3)式を用いて常に励磁終了角を計算するが、回転角速度 ω が低いいため、上限である $\theta(t) =$

-2 deg.まで励磁が行われる. しかし ω が低いため, 流れる電流は次の励磁開始までに一旦0 Aになり, 断続的になる.

以上のように, Section III では, 回転速度に応じて制御モードを切り替えることで, 指令トルクに必要な電流を確保しつつ, 負トルクの影響を最小限にとどめている.

3.2 シミュレーション結果

MATLAB/Simulink を用いて, 前節で述べた通電区間可変制御のシミュレーションを行った. Fig. 7 に, 通電区間可変制御と従来の IPTDC を適用した場合の速度対トルク特性の計算値を示す. この図を見ると, 従来の IPTDC では回転速度が 300 rpm を上回ると, 指令値通りのトルクが出力できないことがわかる. これに対して, 励磁区間可変制御では 400~500 rpm 付近まで指令値通りのトルクが出力できており, 駆動領域が拡大したことがわかる.

Fig. 8 に, IPTDC と通電区間可変制御のトルク波形, 電流波形, 電圧波形の比較を示す. このときのトルク指令値は $T^* = 60 \text{ N}\cdot\text{m}$, 回転速度は $n = 400 \text{ rpm}$ である. 同図(a)の IPTDC の結果を見ると, 励磁相の切り替わり時にトルクが指令値に追従できていないことがわかる. 一方, 同図(b)の通電区間可変制御では, トルクが指令値によく追従できていることがわかる.

同図(c)および(e)はそれぞれ IPTDC の電流波形, 電圧波形である. V 相に着目してみると, 励磁開始角 θ_b は通常励磁と同様に固定しているため -15 deg となっていることがわかる. また, 励磁終了角については, 次々相である U 相が励磁される $+5 \text{ deg}$ に電流が 0 A になるように励磁終了角が計算され, ここでは -3.4 deg で励磁を終了していることが確認できる. そして, 同図(d)および(f)はそれぞれ通電区間可変制御の電流波形と電圧波形である. 同様に V 相に着目すると, 励磁開始角 θ_b は -15.9 deg であり, IPTDC よりも前倒しされていることがわかる. また, 励磁終了角については電流断続モードが適用され, -2 deg 付近で励磁が終了されていることが了解される.

次いで, Fig. 9 には通電区間可変制御について, トルク指令値と回転速度を種々変えた場合のトルク波形を示す. 同図(a)および(b)は低負荷高速域の結果であり, 同図(c)および

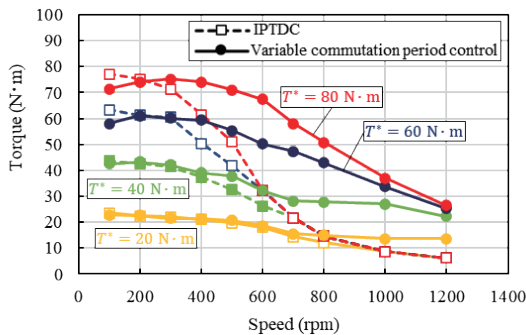


Fig. 7 Calculated speed - torque characteristics in case of variable commutation period control and conventional IPTDC.

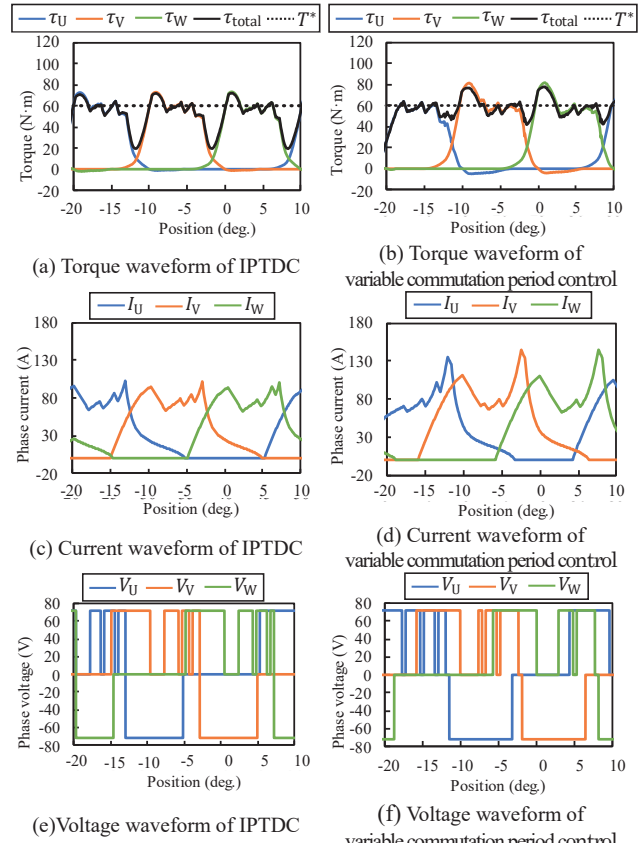
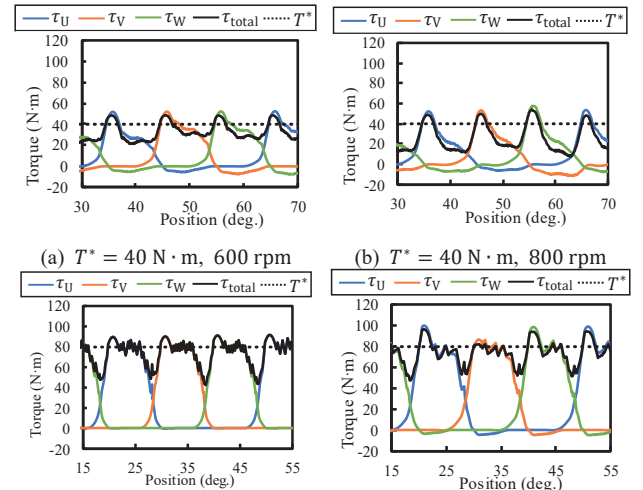


Fig. 8 Comparison of waveforms of IPTDC and Variable commutation period control at a torque command value of $60 \text{ N}\cdot\text{m}$ and a rotational speed of 400 rpm .



(c) $T^* = 80 \text{ N}\cdot\text{m}, n = 200 \text{ rpm}$ (d) $T^* = 80 \text{ N}\cdot\text{m}, n = 400 \text{ rpm}$
Fig. 9 Calculated torque waveforms in case of variable commutation period control.

(d)は高負荷低速域の結果である. これらの図を見ると, 通電区間可変制御を用いたとしても, 高速域と高負荷域では, トルクを指令値に常に追従させることは困難であることがわかる. しかしながらその一方で, 一時的に指令値を上回る区間もあることから, この区間を何らかの方法で広げることができれば, 平均的なトルクを指令値に追従させるこ

とができると考えられる。次章では、上述の点に着目し、瞬時トルクを指令値に追従させるのではなく、平均トルクを指令値に追従させる制御法について検討を行う。

4. 平均トルク制御

通電区間可変制御では、アクセルからのトルク指令値に対して、瞬時トルクを常に追従させる制御を行っていた。しかし、前章で示したとおり、ある一定の速度またはトルク以上になると、瞬時トルクを常に指令値に追従させるのは困難になる。そこで本章では、そのような高速・高負荷域において、瞬時トルクではなく、平均トルクを指令値に追従させる制御法について検討する。最終的には、通電区間可変制御と平均トルク制御を組み合わせることで、モータ駆動領域のさらなる拡大を目指す。

4.1 制御原理

前章までの検討により、通電区間可変制御ではトルク指令値60 N・m以下かつ回転数 400 rpm 以下の範囲であれば、瞬時トルクを指令値に追従させられることが明らかになった。したがって、平均トルク制御はその範囲を超える高速域および高負荷域で適用する。以下、制御原理について述べる。

Fig. 10 に、平均トルク制御の概念図を示す。通電区間可変制御を適用したとき、回転速度の上昇や負荷の増大に伴い、励磁相切り替え時にトルクの谷が発生して指令値に追従させるのが困難になる。そこで、モータ 1 周期分の平均トルクを指令値に追従させるように制御を行う。アクセルからのトルク指令値 T^* に対して、指令値を下回っている間のトルク面積を S_1 、上回っている間のトルク面積を S_2 とすると、平均トルクを指令値に追従させるためには $S_1 = S_2$ とすれば良いことがわかる。そこで本制御では、トルク指令値を元々の T^* から T_h^* に更新することで、平均トルクを指令値 T^* に追従させる。具体的には(4)式に示すように、トルク指令値 T^* と合計トルクが最も小さくなる時の値 T_{min} の差を $\Delta T = T^* - T_{min}$ と定義し、これにゲイン K をかけて指令値 T^* に上乘せすることで T_h^* を算出する。なお、各動作点におけるゲイン K は、平均トルクが指令値に追従できるように試行錯誤的に調整する。

$$\begin{aligned} T_h^* &= T^* + K \times \Delta T \\ &= T^* + K \times (T^* - T_{min}). \end{aligned} \quad (4)$$

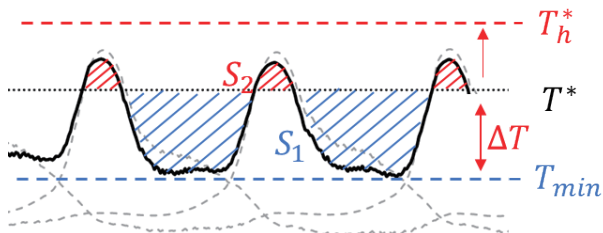


Fig. 10 Conceptual diagram of average torque control.

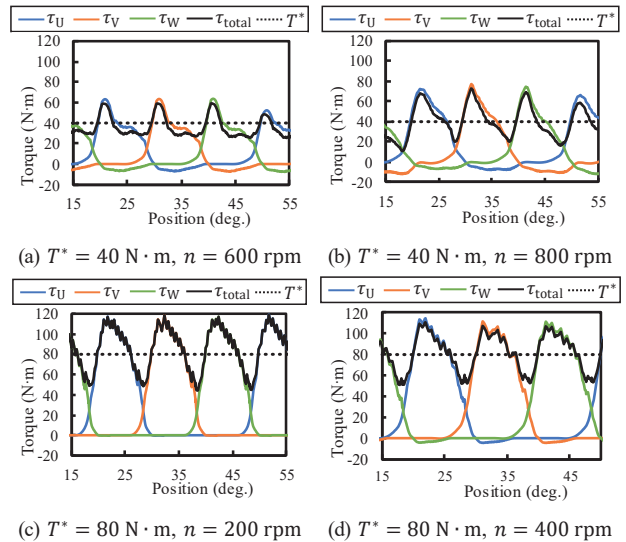


Fig. 11 Calculated torque waveforms in case of average torque control.

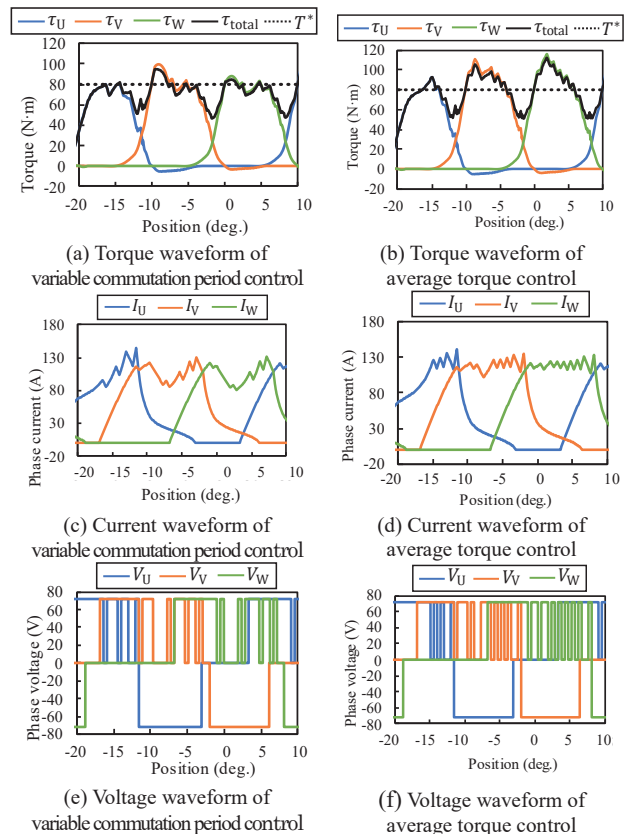


Fig. 12 Comparison of waveforms of variable commutation period control and average torque control at a torque command value of 80 N·m and a rotational speed of 400 rpm.

4.2 シミュレーション結果

Fig. 11 に、平均トルク制御を適用したときのトルク波形の計算値を示す。同図(a), (b)はトルク指令値が $T^* = 40 \text{ N}\cdot\text{m}$ で、回転速度が 600 rpm 以上の結果であることから、高速域に相当する。これらの図を見ると、瞬時トルクは指令値に追従してはいないが、平均トルクが指令値に追従しており、Fig. 9(a), (b)に示した通電区間可

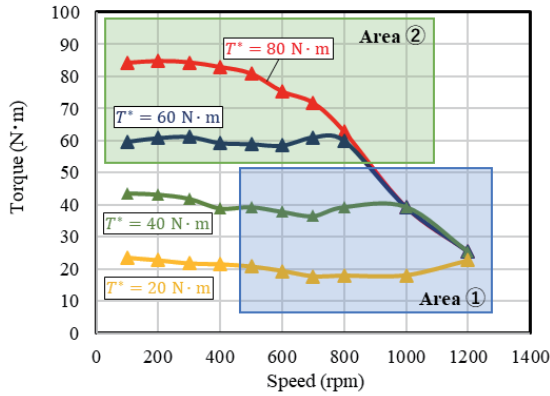


Fig. 13 Calculated speed · torque characteristics in case of combining variable commutation period control and average torque control.

変制御時よりも改善していることが了解される。

一方、同図(c)および(d)はトルク指令値が $T^* = 80 \text{ N}\cdot\text{m}$ の結果であることから高負荷域に相当する。これらの図を見ると、高負荷域においても、Fig. 9(c), (d)に示した結果よりも改善しており、提案制御法の有用性が了解される。

Fig. 12 に、通電区間可変制御および平均トルク制御のトルク波形、電流波形、電圧波形の比較を示す。このときのトルク指令値は $T^* = 80 \text{ N}\cdot\text{m}$ 、回転速度は $n = 400 \text{ rpm}$ である。同図(c)および(e)はそれぞれ通電区間可変制御の電流波形と電圧波形である。V 相に着目すると、励磁開始角 θ_b は -16.8 deg. であり、励磁終了角については電流漸減モードが適用され、 -2 deg. 付近で励磁が終了されていることがわかる。そして、同図(d)および(f)は平均トルク制御の電流波形およびトルク波形である。同様にして V 相に着目すると、励磁開始角 θ_b と励磁終了角は通電区間可変制御と比較してほとんど変化していないことがわかる。しかし、トルク指令値を T^* から T_h へと更新したことで Section II で高い電流値が維持できていることが了解される。

Fig. 13 に、通電区間可変制御と平均トルク制御を組み合わせた場合の速度対トルク特性を示す。この図を見ると、通電区間可変制御で追従可能な $60 \text{ N}\cdot\text{m}$ 以下かつ 400 rpm 以下の範囲を超えて、平均トルクを指令値に追従させることができ、Fig. 7 と比べてモータ駆動領域が大幅に拡大したことがわかる。

4.3 実証試験

本節では、平均トルク制御の実証試験の結果について述べる。Fig. 14 に、実験システムの構成を示す。試作 AFSRM の出力軸にはトルクメータを介してブレーキが接続されており、任意の負荷を印加することができる。試作 AFSRM の駆動回路は、Fig. 3 に示した非対称ハーフブリッジコンバータであり、自作したものである。モータに取り付けたレゾルバからの位置情報を従い、制御ボードにより、コンバータを適切なタイミングでスイッチングして、AFSRM の各相を励磁する。AFSRM の巻線の印加電圧、励磁電流はスコープコーダを用いて測定した。なお、直流電源電圧は 72 V である。

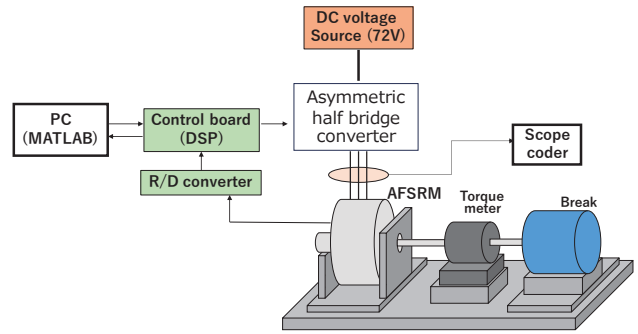


Fig. 14 Schematic diagram of experimental system.

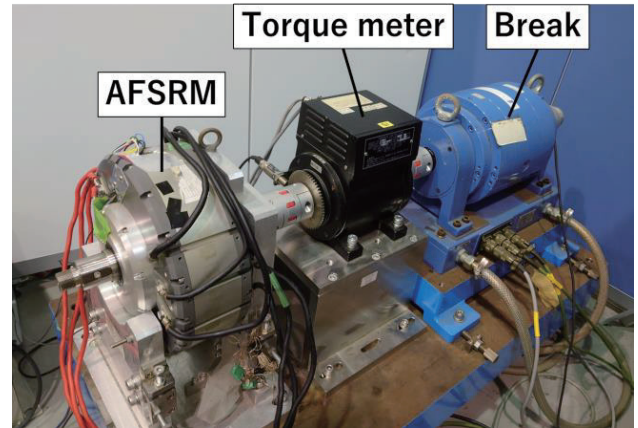
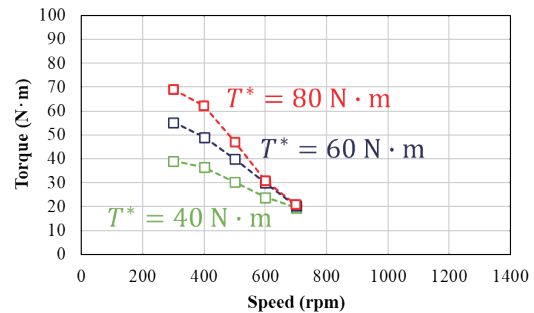
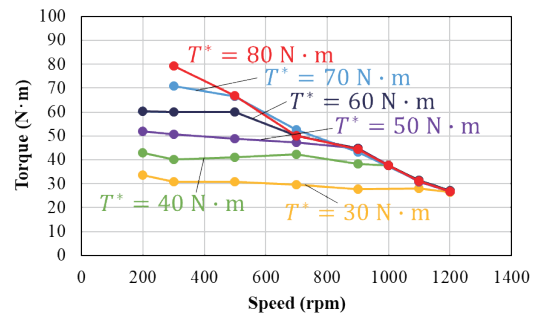


Fig. 15 Appearance of test bench.



(a) IPTDC



(b) Average torque control

Fig. 16 Measured speed · torque characteristics in case of IPTDC and average torque control.

Fig. 15 に、実験システムの外観を示す。4.1 節で述べたように、平均トルク制御における(4)式のゲイン K は、平均トルクが指令値に追従できるように、実証実験においても動作点毎に試行錯誤的

に調整した。

Fig. 16(a)に、従来のIPTDCの速度対トルク特性を示す。一方、同図(b)は平均トルク制御の速度対トルク特性である。これらの図を比較すると、提案手法を用いることで、従来手法よりも幅広い速度で指令トルクに追従させることができていることがわかる。また、駆動領域も大幅に広がったことが了解される。例えば、700 rpm時の最大トルクはIPTDCが約20 N・mであるのに対し、平均トルク制御では約50 N・mとおおよそ2.5倍に向上したことがわかる。

5. まとめ

以上、本論文では先行研究で開発した小型EV用アキシシャルギヤップ型SRモータ(AFSRM)を考察対象とし、瞬時相トルク分配制御(IPTDC)で課題となっていたモータ駆動領域の狭さを改善するため、従来固定されていた通電区間を回転速度やトルク指令値に応じて柔軟に変化させ、中速域でのトルクを向上させる通電区間可変制御に加えて、瞬時トルクでは無く平均トルクを指令値に追従させることで、さらなる高速・高負荷域までモータ駆動領域を拡大させる制御法について検討を行った。

シミュレーションの結果、トルク指令値に追従できる範囲が高速・高負荷領域まで大幅に広がり、モータ駆動領域を大幅に拡大す

ることができた。また、実証試験においても、従来のIPTDCと比較して幅広い速度で指令トルクに追従させることができることを実証した。なお、700 rpm時の最大トルクは従来制御の2.5倍と大幅に向上した。

今後は、本制御手法を適用した小型EVの走行試験を行う予定である。

References

- 1) R. C. Becerra, M. Ehsani, and T. J. E. Miller: *IEEE Trans. Power Electron.*, **8**, 257 (1993).
- 2) Y. Ono, K. Nakamura, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35**, 106 (2011).
- 3) T. Shibamoto, K. Nakamura, H. Goto, and O. Ichinokura: *20th International Conference on Electrical Machines (ICEM 2012)*, FF-001678 (2012).
- 4) K. Takase, H. Goto, and O. Ichinokura: *Technical Meeting on Rotating Machinery*, RM-15-145 (2015) (in Japanese).
- 5) H. Goto, A. Nishimiya, H. J. Guo, and O. Ichinokura: *Int. J. Comp. Math. Electr. Electr. Eng. (Compel)*, **29**, 173 (2010).
- 6) K. Nakazawa, K. Nakamura: *Technical Meeting on Rotating Machinery*, RM-22-114 (2022) (in Japanese).
- 7) K. Kiyota, A. Chiba: *Technical Meeting on Rotating Machinery*, RM-11-114 (2011) (in Japanese).

2023年10月22日受理, 2023年11月19日再受理, 2023年11月30日採録

RNAに基づく昇圧リアクトル機能を有するモータの出力特性算定に関する検討

Calculation for Output Characteristic of Motor Structure with Boost Reactor Function Based on RNA

張磊・吉田征弘[†]・櫻井将・半田修士・田島克文
秋田大学理工学研究科, 秋田県秋田市手形学園町 1-1 (〒010-8502)

L. Zhang[†], Y. Yoshida, S. Sakurai, N. Handa, and K. Tajima

Graduate School of Science and Engineering, Akita Univ., 1-1 Tegata Gakuen-machi, Akita, Akita 010-8502, Japan

In recent years, due to the demand for miniaturization and weight reduction of magnetic devices such as in-vehicle drive motors, the authors have focused on miniaturizing motor drive systems through the fusion of devices. In this paper, we propose an integrated motor structure combining a step-up reactor and a motor for a motor drive system using a step-up DC/DC converter. Comparing the integrated structure of the proposed step-up reactor and motor with a conventional motor by reluctance network analysis (RNA), we find that the proposed model can improve output in the high-speed range.

Key words: integrated structure of reactor and motor, permanent magnet motor, reluctance network analysis, nonlinear model, coupled analysis

1. はじめに

近年、地球温暖化が深刻化しつつあり、温室効果ガス排出量の削減は極めて重要な課題となっている。国際エネルギー機関による世界の温室効果ガス排出のうち、運輸部門は世界の二酸化炭素排出の24%を占めている¹⁾。自動車による二酸化炭素排出は運輸部門の中で75%に上ることから¹⁾、自動車の低燃費化が求められている。それに応じて、各自動車メーカーによる低燃費化に向けた開発が進んでおり、ガソリンエンジンと電気モータで駆動するハイブリッド電気自動車(HEV)やバッテリーと電気モータのみで駆動する電気自動車(EV)などは市場規模が急拡大している。しかしバッテリーのエネルギー密度がガソリンより小さいため、ガソリン車と比べ、電気自動車の短い航続距離が課題となっている²⁾。

電気自動車における航続距離は、バッテリーに搭載するエネルギー総量と走行中のエネルギー消費率であるモード電費によって決まり、モード電費の向上には駆動システムの高効率化や車載部品の軽量化が必要である。電気自動車の駆動システムは主にバッテリー、コンバータ、インバータ、モータ、および減速機から構成される。2010年代初期に生産された電気自動車、例えば日産のリーフでは駆動システムが個別に構成されていたが、現在ではコンバータ、インバータ、モータ、減速機などをパッケージ化する機電一体化が進んでいる³⁾。しかしながら、これまでの駆動システムの開発では、それぞれのユニットの最適化およびユニットレイアウトの最適化は進められているものの、ユニット領域を横断したデバイス融合によるシステムの小型化・軽量化は前例がない。

そこで本稿では、昇圧DC/DCコンバータを用いたモータ駆動システムにおける昇圧用リアクトルとモータを一体化した構造(以下、磁気デバイス一体構造モータ)を提案し、駆動システムであ

るバッテリー、コンバータ、インバータ、モータの電気-磁気連成解析による磁気デバイス一体構造モータの性能を検討する。駆動システムを連成して解析するために、高速計算が可能で電気-磁気連成解析が容易である磁気抵抗回路網解析(Reluctance Network Analysis: RNA)に基づく特性算定モデルを作成し、同体格の表面磁石型(Surface Permanent Magnet: SPM)モータと基礎特性を比較し、評価したので報告する。

2. 磁気デバイス一体構造モータの特徴と動作原理

2.1 磁気デバイス一体構造モータの特徴

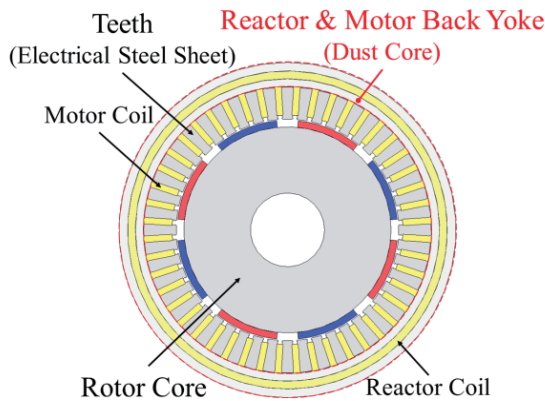
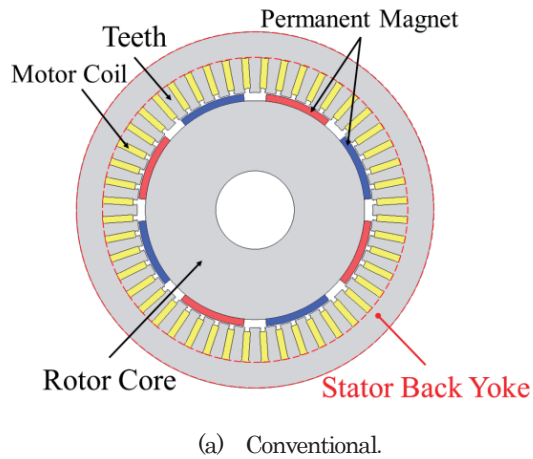
EV・HEVの駆動用モータは一般的にFig. 1(a)に示すようなネオジム焼結磁石を用いた永久磁石モータが採用されている。また、DC/DCコンバータに用いられるリアクトルもモータと同様に磁気デバイスである。これら動力システムにおける磁気デバイスは、従来システムではそれぞれのユニットに搭載されており、特にDC/DCコンバータユニット内に占める容積が大きい。リアクトルの小型化は搭載容積の限られる自動車への貢献度が高い。磁気デバイス一体構造モータは、モータの鉄心(Fig. 1(a)の固定子バックヨーク部分)とリアクトル磁路を共有することで磁気デバイスを融合するモータ構造である。Fig. 1(b)に、提案する一体構造モータの構造を示す。鉄心に現在主流の電磁鋼板を用いたラジアルギャップモータの固定子バックヨークを、磁氣的等方性と高い形状自由度を持つ圧粉鉄心を用いたボビン型リアクトルに置き換えることで、磁気デバイス一体構造動力システムを実現し、DC/DCコンバータユニットにおけるリアクトル容積をゼロにすることが可能となる。

2.2 磁気デバイス一体構造モータの原理

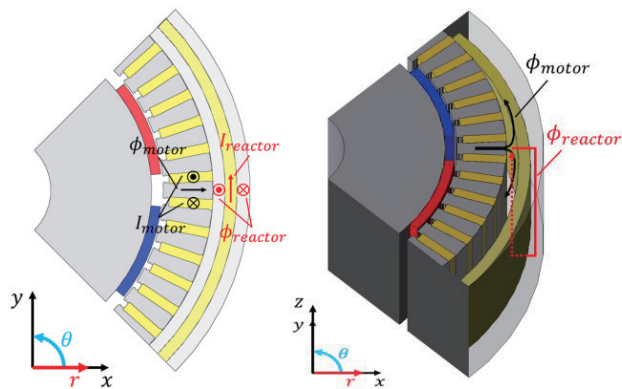
Fig. 2に、本稿で提案する磁気デバイス一体構造モータが動作しているときの磁束の流れを示す。モータの巻線電流 I_{motor} で発生する磁束 ϕ_{motor} は径方向および周方向に流れるのに対し、リアク

Corresponding author: Y. Yoshida (e-mail: yoshida@gipc.akita-u.ac.jp).

トル電流 $I_{reactor}$ で発生する磁束 $\phi_{reactor}$ は径方向および軸方向である。このようにモータの固定子バックヨークと DC/DC コンバータのリアクトル 2 種類の磁気デバイスの磁路を共有することで、モータの低出力運転時(リアクトル電流小)には通常運転ができ、高出力運転時(リアクトル電流大)にはモータバックヨークが磁気飽和してモータ誘起電圧が低下するため、弱め界磁電流効果が得られ、高速回転時において従来モータより高いトルク出力が期待できる。



(a) Conventional.
(b) Magnetic Device Integral Structure Motor.
Fig. 1 Comparison of conventional and proposed motor.



(a) Flow of current and magnetic flux. (b) 3D - magnetic circuit.
Fig. 2 Magnetic path formation of proposed model.

3. RNA モデルの導出と妥当性検証

3.1 SPM モータの RNA モデルの導出

Fig. 3 に、検討に用いた SPM モータ (以下、ベースモデル) の形状と諸元を示す。モータの直径は 215 mm, 固定子バックヨークの厚みは 15.5 mm, 回転子直径は 140.4 mm, ギャップ長は 0.7 mm, 固定子及び回転子の積厚は 60 mm, コイルエンド込みの軸長は 108 mm である。巻線は分布巻で、磁極ピッチが 6, コイルピッチが 5 の短節巻であり、1 スロットあたりに 6 ターン巻かれている。回転子磁石は、残留磁束密度 1.2 T, 保磁力 909 kA/m のネオジム焼結磁石であり、極数は 8 極である。また、固定子と回転子のコア材料は電磁鋼板 35JN210 である。

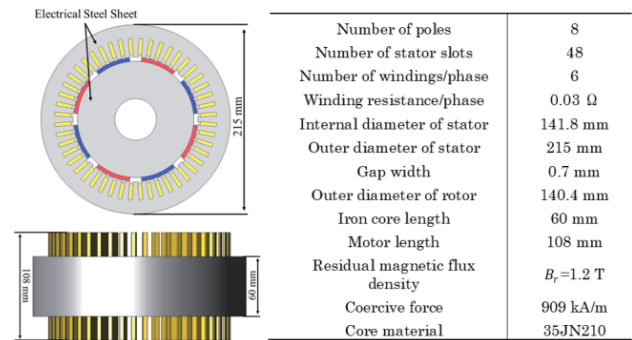


Fig. 3 Structure of base model.

文献(4)と(5)において RNA に基づく SPM モータのモデリング手法が提案されており、その分割方法を基本とし、以下では本モータの RNA モデルの導出方法について述べる。まず、本モデルの固定子ティース数は 48 であるため、モデルを周方向に 48 分割し、Fig. 4 に示すように、1 ティースあたりを固定子ヨーク、ティース、コイル、空気、磁石および回転子ヨークに分割し、各部分のパラメータから算出した磁気抵抗に置き換え、周方向に展開してモータの RNA モデルを構築する。Fig. 4 における起磁力は固定子巻線による起磁力 F_u, F_v, F_w と磁石による起磁力 F_m に分けられる。Table 1 に各シンボルの意味を示す。Fig. 5 に導出された RNA モデルの一部を示す。

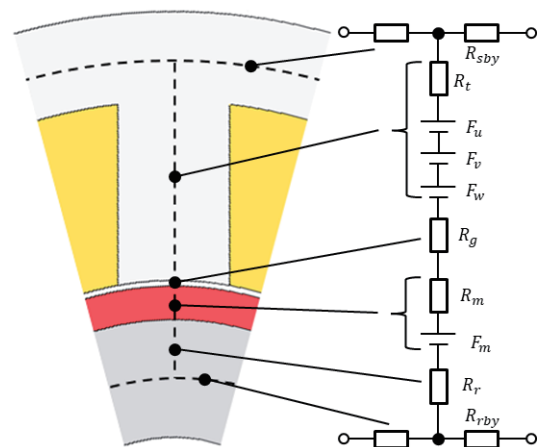


Fig. 4 Image of magnetic circuit per tooth of base model.

Table 1 Symbol description for Fig.4.

Symbol	Symbol description
R_{sby}	Reluctance of stator yoke
R_t	Reluctance of teeth
F_u	Magnetomotive force of U-phase winding
F_v	Magnetomotive force of V-phase winding
F_w	Magnetomotive force of W-phase winding
R_g	Reluctance of gap
R_m	Reluctance of magnet
F_m	Magnetomotive force of magnet
R_r	Reluctance of rotor core
R_{rby}	Reluctance of rotor yoke

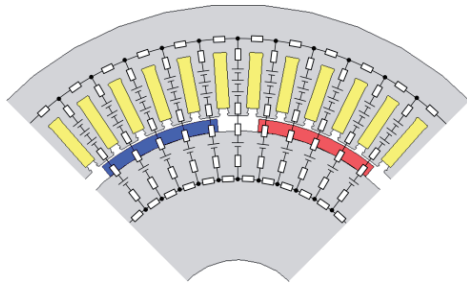
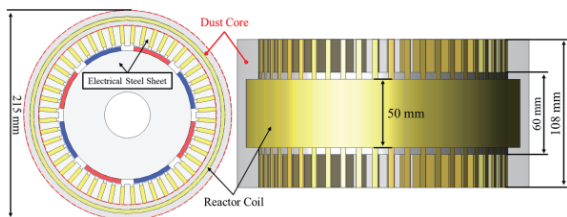


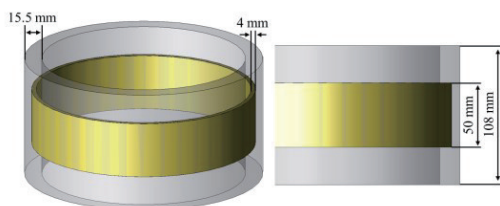
Fig. 5 RNA model of base model (1/4).

3.2 磁気デバイス一体構造モータのRNAモデルの導出

Fig. 6(a)に本稿で提案する磁気デバイス一体構造モータを示す。ベースモデルと比較するため、提案モデルの基本的な諸元は Fig. 3 に示したベースモデルと等しい。ただし、ベースモデルの固定子バックヨークを同図(b)に示すように圧粉磁心を用いたボビン型リアクトルに置き換えている。前章で述べたように、モータの固定子バックヨークと DC/DC コンバータのリアクトルの 2 種類の磁気デバイスの磁路を共有するため、定格運転時にモータとリアクトルの共有磁路で磁気飽和が発生しかねない。そのため、提案した磁気デバイス一体構造モータではコイルエンド部までヨークの軸方向端部を伸ばすことで、リアクトル鉄心の磁気飽和を緩和し



(a) Dimensions of magnetic device integrated structure motor.



(b) Dimensions of bobbin type reactor.

Fig. 6 Structure of proposed model.

た。

前節で述べた SPM モータの RNA モデルを基本とし、提案した磁気デバイス一体構造モータは同じく周方向に 48 分割した。軸方向の分割を Fig. 7 に示す。リアクトルの部分は軸方向に 4 分割、径方向 2 分割となり、ティース部における要素はベースモデルと同様に分割し、バックヨークの軸方向分割に合うようにティースの磁路を Fig. 7 の右図のように接続した。Fig. 7 にある各シンボルの意味は Table 1 と同様であり、 F_{re} はリアクトルコイルに流れる電流による起磁力である。

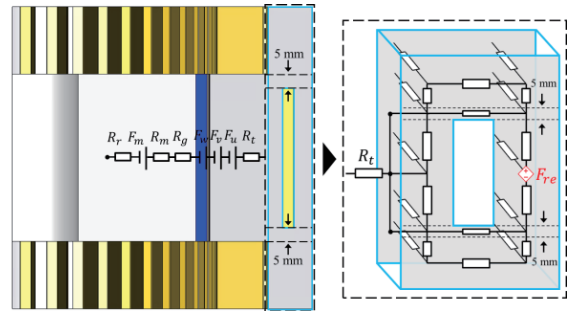


Fig. 7 Division of model in axial direction.

より正確な解析結果を得るため、Fig. 4 および Fig. 7 の回路中の磁気抵抗は材料の非線形磁気特性を考慮した。材料の磁化曲線は(1)式のように、磁束密度 B のべき指数で近似できる。

$$H = \alpha_1 B + \alpha_n B^n \quad (1)$$

ここで、 H は磁界の強さであり、 α_1 及び α_n は磁化係数と呼ばれ、材料によって決まる定数である。今回の検討に使われた電磁鋼板 35JN210 の $B-H$ 特性を Fig. 8 に、圧粉磁心 HB3_rev1_20deg の $B-H$ 特性を Fig. 9 に示し、それぞれの係数の値を Table 2 に示す。近似した圧粉磁心の $B-H$ 特性において、磁束密度が低い領域に誤差が生じるが、今回の検討ではネオジム焼結磁石を使用し、提案モータが最大出力運転時の特性を検討するため、磁束密度が 1 T 以上の領域を主に使用している。

非線形磁気抵抗 R_m は磁束 ϕ の大きさによって値が変化し、磁路長 l 、要素の断面積 S 、近似した係数 α_1 と α_n 、べき指数 n を用いて、(2)式で表わすことができる。

$$R_m = \frac{\alpha_1 l}{S} + \frac{\alpha_n l}{S^n} \phi^{n-1} \quad (2)$$

式にモータ各部位の寸法を代入すると非線形磁気抵抗の値を算出し、周方向に 48 個展開するとモータとリアクトル一体構造で解析が可能となる。

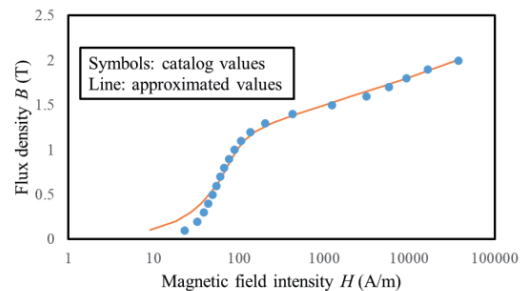


Fig. 8 Approximate $B-H$ characteristics of 35JN210.

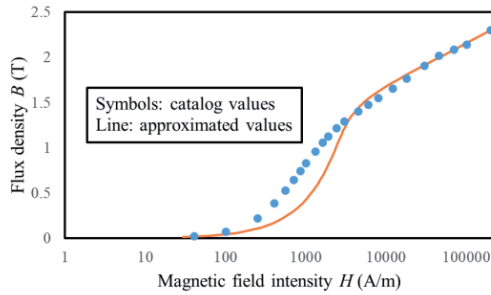


Fig. 9 Approximate BH characteristics of HB3_rev1_20deg.

Table 2 Values of fitted coefficients.

	35JN210	HB3_rev1_20deg
α_1	90.59	2346.59
α_n	4.42	20.31
n	13	11

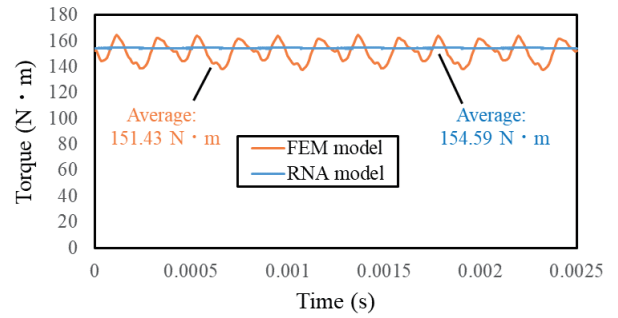
3.3 RNA モデルの妥当性検証

提案した磁気デバイス一体構造モータの RNA モデルの妥当性を検証するために解析ソフトウェア OrCAD PSpice Ver.17.4(Cadence Design Systems 株式会社)を用いた RNA モデルと、解析ソフトウェア JMAG Ver.22.0(株式会社 JSOL)を用いた FEM モデルによる電磁界解析を行い、それぞれにより算出した特性を比較する。Table 3 に計算条件を示す。RNA モデルの入力は、Fig. 7 に示す巻線起磁力に振幅が巻数×電流振幅となる正弦波を与えており、FEM モデルに与える電流入力条件に合わせている。両者ともに電気角一周分において 0.0025s までモータコイルに振幅 270 A の三相交流電流を与え、リアクトルコイルが無通電と 390 A の直流電流の 2 条件で検討を行っている。

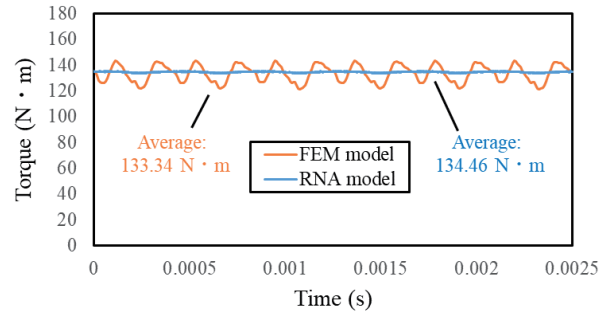
Fig. 10(a)にリアクトルコイルが無通電状態のトルク特性、同図(b)にリアクトルコイルが通電状態のトルク特性を示す。Fig. 10 において今回作成した RNA モデルはトルクリップルを表現していないが、リアクトルコイルに流す電流が変化しても、解析した平均トルクは RNA モデルと FEM モデルとで同等の値を得られていることから、構築した RNA モデルの妥当性が確認できる。

Table 3 Simulation conditions.

	RNA model	FEM model
Simulation mode	Transient response analysis	
Maximum motor phase current	270 A	
Frequency of three-phase current source	400 Hz	
Current in reactor coil	0 A/390 A	
Number of turns of reactor coil	10 turns	



(a) The current in reactor coil is 0 A.



(b) The current in reactor coil is 390 A.

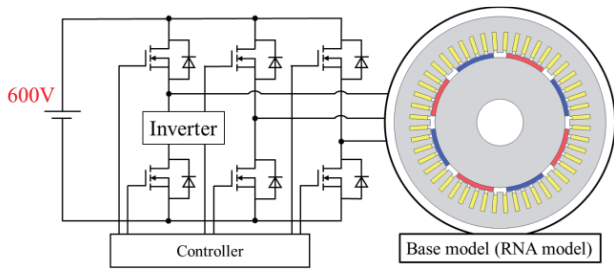
Fig. 10 Torque characteristics for RNA and 3D-FEM models.

4. 特性算定結果

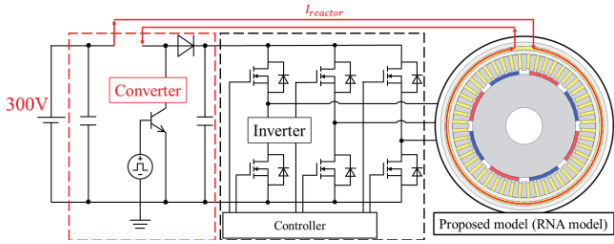
前章で構築した RNA モデルを用いて、ベースモデルと磁気デバイス一体構造モータの $N-T$ 特性の計算結果について述べる。

Fig. 11(a)にベースモデルの計算回路、同図(b)に磁気デバイス一体構造モータの計算回路を、Table 4 に計算条件を示す。ベースモデルは三相 PWM インバータでモータを駆動し、バッテリー電圧を 600 V、モータに入力する最大電流を 270 A とした。これに対して、提案した磁気デバイス一体構造モータでは駆動回路に昇圧コンバータを加えて、バッテリー電圧を 300 V、デューティ比を 0.5 としてコンバータで 2 倍昇圧し、インバータの入力電圧が 600 V になるように設定した。磁気デバイス一体構造モータにおけるリアクトル巻線は、昇圧に必要なインダクタンスを得るために 10 ターンとした。

Fig. 12 に RNA で求めた提案モデルとベースモデルの $N-T$ 特性の比較を示す。この図をみると、低速領域動作時には提案モデルの出力がベースモデルより低いことがわかる。一方、弱め界磁制御電流が必要な高速領域において、提案モデルは誘起電圧がバックヨークの飽和で低下し、高速領域でも出力が低下しない結果となった。



(a) Analysis circuit for base model.



(b) Analysis circuit for proposed model.

Fig. 11 Analysis circuits for base and proposed models.

Table 4 Simulation conditions.

	Base model	Proposed model
Simulation mode	Transient response analysis	
Control method	MTPA & flux weakening control	
Maximum motor phase voltage	300 V	
Maximum motor phase current	270 A	
Average current in reactor coil	—	390 A
Carrier wave frequency	50000 Hz	
DC voltage	600 V	300 V
Converter duty cycle	—	0.5

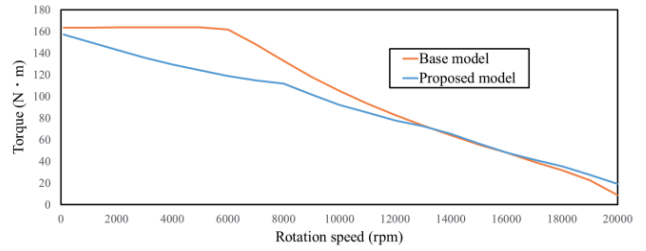


Fig. 12 Comparison of N-T characteristics.

5. まとめ

本稿では、モータ駆動系の小型軽量化および出力の向上を目指し、DC/DCコンバータに用いる昇圧リアクトルとモータを一体化した構造を提案した。これにより、DC/DCコンバータユニットにおけるリアクトル容積をゼロにすることが可能になった。さらにRNAによる解析の結果から、高速回転時において従来のSPMモータより高い出力が得られることが示された。

今後は、本稿にて作成したモデルをベースとし、提案する磁気デバイス一体構造モータの効率特性およびリアクトル構造変更によるトルク特性の改善について検討する。

References

- 1) IEA: *Energy Technology Perspectives*, (2017).
- 2) C. Takahashi: *Who will be the next electric car user? -Survey on willingness to purchase electric vehicles using mif-*, (in Japanese), p. 24 (MRI Research Associates, 2019).
- 3) H. Matsumori: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromagn. Mech.*, **30**, 33, (2022) (in Japanese).
- 4) L. Zhang, Y. Yoshida, K. Tajima: *The Paper of Technical Meeting on Magnetics, IEE Jpn.*, MAG-22-089 (2022) (in Japanese).
- 5) Y. Yoshida, K. Nakamura, O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 278 (2013) (in Japanese).

2023年10月23日受理, 2023年11月16日採録

磁束変調型磁気ギヤの損失のトルク依存性に関する検証

Investigation of Torque Dependence of Losses in Flux-Modulated-type Magnetic Gear

朝雛えみり[†]・中村健二^{a)} 東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)E. Asahina[†], K. Nakamura

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

In recent years, there has been a strong demand for electric motors to be reduced in size and weight and increased their output power density by increasing the rotational speed over tens of thousands of rpm. However, it is challenging to realize mechanical gears that can operate at such ultra-high speed due to mechanical contact. Magnetic gears have been getting attention recently because they can change speed and torque without mechanical contact. Thus, they have low vibration, noise, wear, and friction heating. These features are desirable for ultra-high-speed applications. In particular, a flux-modulated-type magnetic gear is expected to be put into practical use because it has a higher torque density than other kinds of magnetic gears. However, the torque dependence of losses is not fully clarified yet. In this paper, the torque dependence of losses in the prototype magnetic gear is clarified by experiment and finite element method (FEM), and the influence of pole-pairs, an important parameter in determining the gear ratio of magnetic gears, is discussed.

Key words: Flux-modulated-type magnetic gear, Ultra-high speed, Iron loss

1. はじめに

脱炭素社会の実現に向け、様々な分野で電動化が推進されており、モータの高性能化に対する要求は年々強くなっている。特に最近では、高出力密度化を目的にモータの高速回転化が国内外で盛んに検討されている^{1) 2)}。例えば、電気自動車用のモータドライブシステムでは、一般にモータを10,000 rpm~20,000 rpmで回転させ、機械式ギヤで減速させるが³⁾、最近ではさらなる出力密度の向上を目的に回転数を30,000 rpm以上まで高めた事例もある⁴⁾。ただし、このような超高速回転になると、一般的な機械式ギヤでは歯車同士の接触に伴う、摩耗や発塵、発熱の問題が顕在化するため、実用化は必ずしも容易では無い。

上述の課題に対して、磁気ギヤは永久磁石の吸引反発力を利用して、非接触で増減速ができることから、摩耗や発塵が無く、振動や騒音も小さく有効な解決策といえる。しかし、従来の磁気ギヤは機械式ギヤの歯を単純に永久磁石で置き換えた構造を有し、対向した一部の磁石しか動力伝達に寄与しないことから、トルク密度や効率が低いという課題があった。

これに対して、磁束変調型磁気ギヤは同心円状に配置された内外2つの永久磁石回転子と、その間に挟まれたポールピースと呼ばれる複数の磁極片から構成され、ポールピースによって磁石磁束を変調することで、ギヤとして動作する。磁束変調型磁気ギヤは、内外回転子のすべての磁石が常に動力伝達に寄与することからトルク密度が高く⁵⁾、また効率も高いことから⁶⁾、実用化が最も期待されている。

先に筆者らは、最高速度80,000 rpmの磁束変調型磁気ギヤの解析設計および試作試験を行い、超高速回転の磁気ギヤが実現可能であることを実証するとともに、効率80%以上を達成可能であることを明らかにした⁷⁾。今後、超高速磁気ギヤのさらなる高効率化、すなわち低損失化が必要不可欠であるが、磁気ギヤの損失に関し

て詳細な分析を行った報告例は無い。ここで回転数については、高速化に伴い動作周波数が高くなるため、鉄損や磁石渦電流損が増大することが容易に予想できるが、トルクに対する依存性については不明である。

そこで本論文では、磁束変調型磁気ギヤの損失のトルク依存性を実験および有限要素法(FEM)を用いて明らかにするとともに、磁気ギヤのギヤ比を決める重要なパラメータである極対数の影響について考察を行ったので報告する。

2. 試作磁気ギヤの損失のトルク依存性

Fig. 1およびTable 1に、先行研究で試作した超高速磁気ギヤの諸元を示す⁷⁾。本磁気ギヤの入力は内側回転子(Ir)であり、出力はポールピース回転子(Pp)である。内側回転子は80,000 rpmで駆動されるため、回転バランスや遠心力を勘案し、ネオジウム焼結リング磁石を用いた。一方、外側固定子(Os)は磁石渦電流損を抑制するため、ネオジウムボンド磁石を用いた。内側回転子の極対数 p_h は3、外側固定子の極対数 p_l は17、ポールピース回転子の極数 n_{pp} は20である。本磁気ギヤのギヤ比は6.667であるが、これは入力の内側回転子の極対数3と出力のポールピース回転子の極数20の比で決まる。先行研究で実機評価を行った結果、最大トルクは0.57 N·m、最高効率は約95%であり、80,000 rpm時の効率も80%以上を達成した。

Fig. 2に、3D-FEMで求めた磁気ギヤの負荷角対トルク特性を示す。磁気ギヤの動作原理は同期機と同一であるため、負荷角が大きくなるに従いトルクが増大し、90度で最大となる。

Fig. 3およびFig. 4は、同じく3D-FEMで求めた鉄損と磁石渦電流損である。これらの図を見ると、磁気ギヤの損失は回転数が増えると増大するが、負荷角、すなわちトルクにはあまり依存しないことが了解される。

続いて、実験でも同様の検証を行った。Fig. 5に試作磁気ギヤの外観を示す。Fig. 6には、試作磁気ギヤの損失のトルク依存性

Corresponding author: E. Asahina (e-mail: asahina.emiri.s3@dc.tohoku.ac.jp)

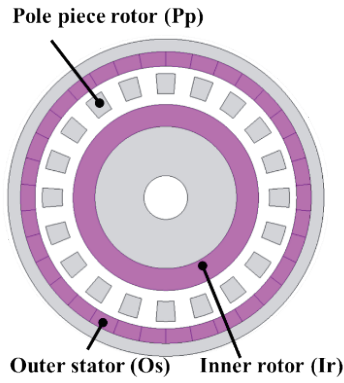


Fig. 1 Basic configuration of a prototype ultra-high-speed magnet gear.

Table 1 Specifications of the prototype ultra-high-speed magnet gear.

Maximum input speed	80,000 rpm
Gear ratio	6.667
Diameter	44 mm
Axial length	20 mm
Inner gap length	1.5 mm
Outer gap length	1.0 mm
Material of inner magnet	Sintered Nd-Fe-B
Material of outer magnet	Bonded Nd-Fe-B
Inner rotor pole-pairs (p_h)	3
Outer stator pole-pairs (p_l)	17
Number of pole pieces (n_{pp})	20

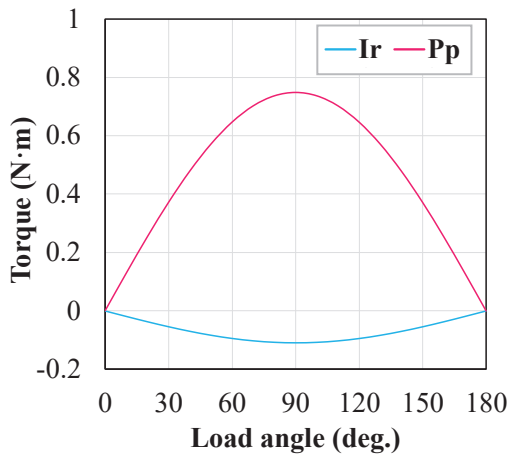


Fig. 2 Calculated transmission torque characteristics of ultra-high-speed magnetic gear.

を測定するために使用した実験システムを示す。磁気ギヤ (MG) の入力側にはスイッチトリラクタン্সモータ (SRM) を接続し、出力側にはトルクメータを接続した。測定系の速度制限のため、実験では SRM を 5000 rpm, 10,000 rpm で回転させ、トルクを 0.1 N·m から 0.4 N·m まで変化させた。

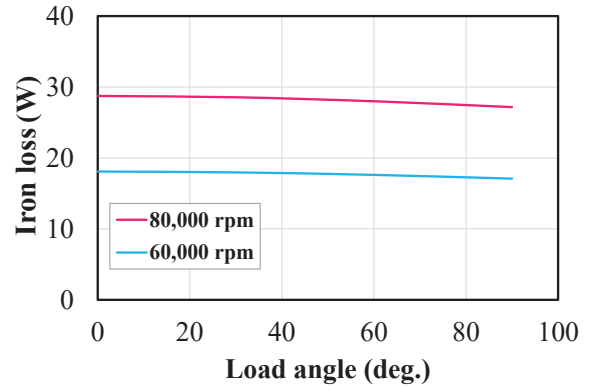


Fig. 3 Calculated iron loss versus load angle.

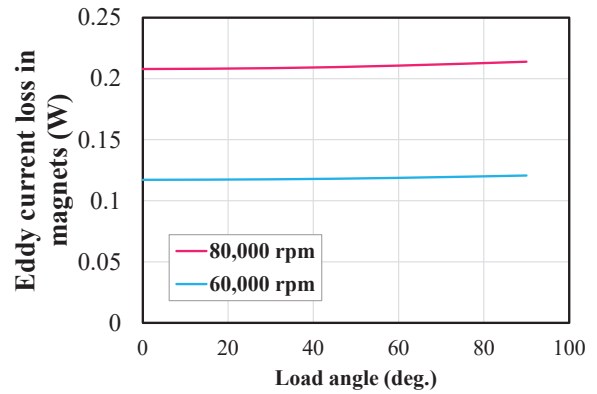


Fig. 4 Calculated eddy current loss in magnets versus load angle.



(a) Inner rotor (b) Pole piece rotor (c) Magnetic gear

Fig. 5 Appearance of prototype magnetic gear.

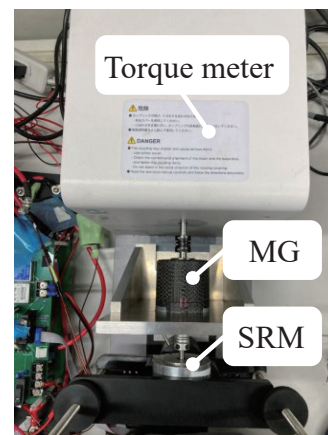


Fig. 6 Experimental system for the prototype magnetic gear.

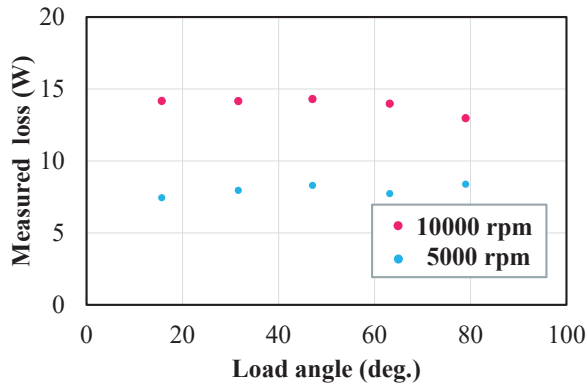


Fig. 7 Measured loss versus load angle.

Fig. 7 に磁気ギャの損失の実測値を示す. ここで損失の実測値は, 本システムで測定した全損失から, SRM 単体で駆動したときの損失を引くことで算出した. この図を見ると, 5000 rpm, 10,000 rpm 両回転数において損失は, 計算結果と同様に, 回転数には依存するが, 負荷角, すなわちトルクにはあまり依存しないことがわかる.

以上より, 磁束変調型磁気ギャの損失はトルクにあまり依存しないことが明らかとなった. 次章では, この性質が普遍的なものであるかについて検証するため, ギャ比を決める重要なパラメータである極対数を種々変えて考察を行う.

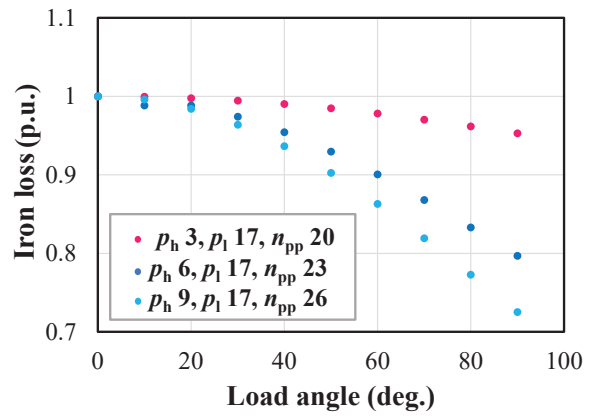
3. 極対数を種々変えた際の損失のトルク依存性

本章では, まず初めに, 試作磁気ギャの極対数を基準として, 内側磁石回転子の極対数を 3, 6, 9 と変化させた場合と, 外側磁石固定子の極対数を 7, 17, 25 と変化させた場合の損失のトルク依存性を算定した. ただし, 極対数を変化させるとギャ比が変わり, 動作周波数も変わってしまうことから, ポールピースと外側固定子の動作周波数が 3400 Hz, 4600 Hz となるように回転数を調整した. また, Fig. 4 に示した結果より磁石渦電流損は無視できるほど小さいことから, 以降の検討では鉄損のみに着目する.

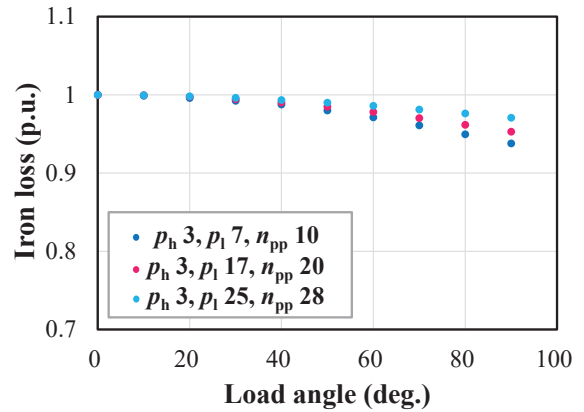
なお, 磁石渦電流損を無視することや, 比較検討する条件が多数になることから, 本章では計算効率を優先して 2D-FEM を用いた.

Fig. 8(a)に, 内側磁石回転子の極対数を 3, 6, 9 と変化させた場合の鉄損特性を示す. この図を見ると, 内側磁石回転子の極対数が増えるにつれて, 鉄損の変化が大きくなるのがわかる. 一方, 同図(b)の外側磁石固定子の極対数を変化させた結果を見ると, 鉄損の変化は同図(a)よりも小さいが, 外側磁石固定子の極対数が減るほど, 鉄損の変化が大きくなるのがわかる.

次いで, Fig. 9 には内側極対数 3, 外側極対数 17 の磁気ギャについて, トルク最小時 (負荷角 0 度) と最大時 (負荷角 90 度) の鉄損の周波数分析の結果を示す. この図を見ると, ポールピースと外側固定子の動作周波数である 3400 Hz と 4600 Hz の成分が支配的であることがわかる. また, 3400Hz の成分が最も



(a) Pole-pairs of inner rotor: 3, 6, 9.



(b) Pole-pairs of outer rotor: 7, 17, 25.

Fig. 8 Calculated iron loss versus load angle.

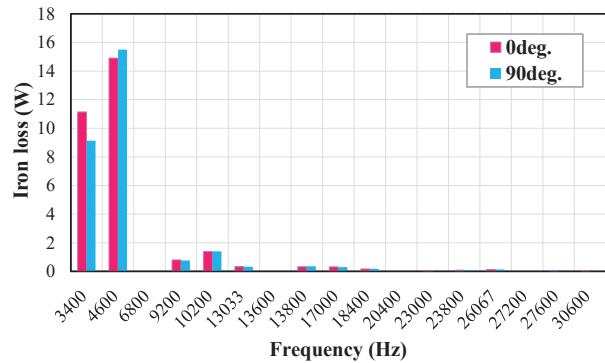


Fig. 9 Calculated iron loss components at a load angle of 0 deg and 90 deg ($p_h = 3, p_l = 17$).

大きく変化していることがわかる. そこで以降では, 3400 Hz と 4600 Hz の 2 つの成分に着目して, トルク最小時 (負荷角 0 度) と最大時 (負荷角 90 度) の鉄損の比較を行う.

Fig. 10 に, 内側極対数 3, 外側極対数 17 の磁気ギャの結果を示す. また, Fig. 11 は内側極対数 6, 外側極対数 17 の場合, Fig. 12 は内側極対数 9, 外側極対数 17 の場合の結果である. これらの結果は, 互いに比較しやすくするため, トルク最小時 (負荷角 0 度) の鉄損の値で規格化している. これらの図を見ると, いずれの結果においても, ポールピースの動作周波数である 3400 Hz

の成分の方が大きく変化していることがわかる。また、その変化の割合は内側磁石回転子の極対数が増えるにつれて、大きくなることが了解される。この傾向は、Fig. 8(a)に示した結果と同様であることから、ポールピースの鉄損の変動が磁気ギヤ全体の鉄損の変動の主要因であると結論付けることができる。

次いで、ポールピースの鉄損が変動する原因を明らかにするため、Fig. 13に示すように、ある一つのポールピースに流入する磁束を調べた。

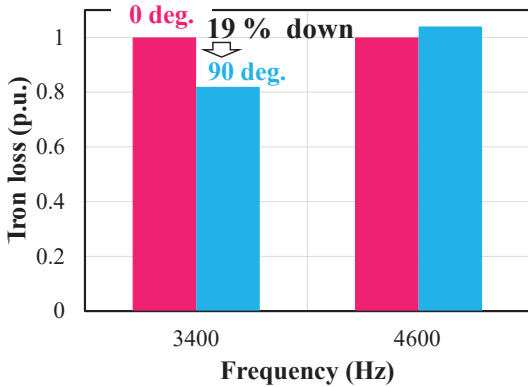


Fig. 10 Comparison of fundamental components of iron loss at a load angle of 0 deg and 90 deg ($p_h = 3, p_l = 17$).

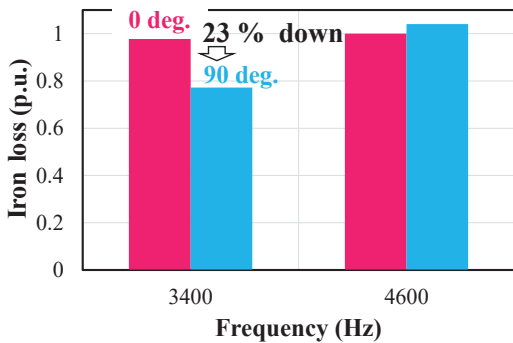


Fig. 11 Comparison of fundamental components of iron loss at a load angle of 0 deg and 90 deg ($p_h = 6, p_l = 17$).

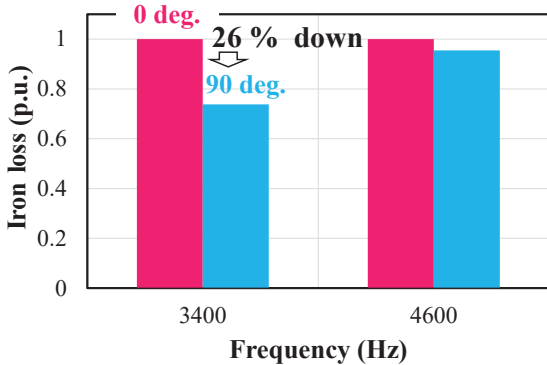


Fig. 12 Comparison of fundamental components of iron loss at a load angle of 0 deg and 90 deg ($p_h = 9, p_l = 17$).

Fig. 14に、トルク最小時(負荷角0度)と最大時(負荷角90度)において、ポールピースに流入する磁束の比較を示す。同図(a)は内側極対数3、外側極対数17の結果であり、同図(b)は内側極対数6、外側極対数17の結果である。これらの図を見ると、トルク最大時の磁束の方が振幅が小さくなって、位相もずれていることがわかる。この理由をFig. 15を用いて説明する。同図は、ある一つのポールピースに流入する磁束のうち、内側磁石磁束の基本波およびそれに同期する外側磁石磁束の変調波を示した模式図である。同図(a)のトルク最小時(負荷角0度)には、両磁束の位相差も0度になるため、互いに強め合う関係となる。

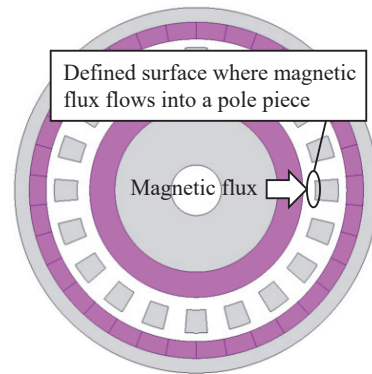
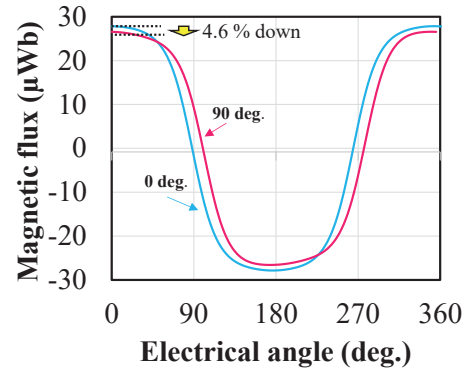
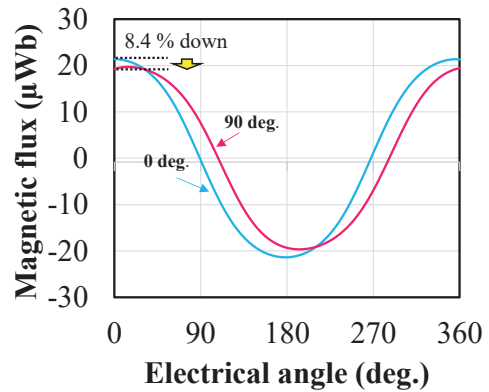


Fig. 13 Magnetic flux flowing into a pole-piece.



(a) $p_h = 3, p_l = 17$



(b) $p_h = 6, p_l = 17$

Fig. 14 Comparison of magnetic flux waveforms flowing into a pole-piece at 0 deg. and 90 deg.

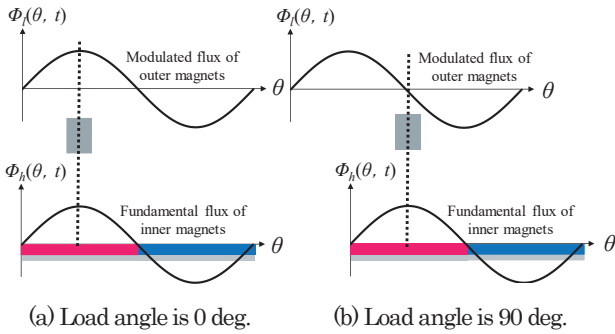


Fig. 15 Schematic diagram of inner and outer magnet fluxes flowing into a pole piece.

その一方で、同図(b)のトルク最大時(負荷角 90 度)では、外側磁石磁束の位相が 90 度ずれるため、両磁束が互いに強め合う関係では無くなり、かつ合成磁束の位相もずれることが了解される。Fig. 14 に示したトルク最大時の磁束波形の振幅が小さくなって、かつ位相がずれる理由は、このように説明することができる。

次いで、Fig. 14(a)と(b)を比較すると、内側極対数 6 の方が 3 よりも全体的に振幅が小さいことがわかる。一方、振幅の減少率は内側極対数 6 の方が大きい。これは磁気ギャの直径は変えずに内側極対数を増やしたため、磁石一つあたりの表面積が小さくなって、発生する磁束が減少したためである。これにより、極対数を 17 で固定した外側磁石磁束の影響が相対的に大きくなって、同図(b)の内側極対数 6 の方が振幅の減少率が大きくなったと考えることができる。ここで、磁束振幅と鉄損には相関があることから、Fig. 8(a)に示した内側磁石回転子の極対数が増えるにつれて、鉄損の変化が大きくなる理由は、上述の考察で説明することができる。

なお、Fig. 8(b)に示した結果では、外側磁石固定子の極対数が減るほど、鉄損の変化が大きくなったが、これも同じ理由で説明することができる。すなわち、外側極対数を減らすと、磁石一つあたりの表面積が大きくなって磁束が増加し、極対数を 3 で固定した内側磁石磁束の影響が相対的に小さくなるためである。

以上のことから、磁束変調型磁気ギャにおいては、内側回転子の極対数を少なくし、逆に外側固定子の極対数を多くすることで、鉄損はトルクに依存しなくなることが明らかとなった。

4. まとめ

以上本論文では、磁束変調型磁気ギャの損失のトルクに対する依存性について、実験および有限要素法 (FEM) を用いて明らかにするとともに、磁気ギャのギャ比を決める重要なパラメータである極対数の影響について考察を行った。

まず先行研究で試作した磁気ギャを用いて、損失のトル

ク依存性を調べたところ、実験および解析の結果とともに、損失はトルク(負荷角)に依存せずおおそ一定であることが明らかとなった。

次いで、この性質が普遍的なものであるかを明らかにするため、磁気ギャの内側磁石回転子の極対数を 3, 6, 9 と変化させた場合と、外側磁石固定子の極対数を 7, 17, 25 と変化させた場合の鉄損のトルク依存性を、FEM を用いて調べた。その結果、内側磁石回転子については、極対数が増えると鉄損の変化が大きくなり、外側磁石固定子については、逆に極対数が減ると鉄損の変化が大きくなることがわかった。さらに、この鉄損の変化はポールピースの鉄損の変動が主要因であることが明らかとなった。そこで、ある一つのポールピースに着目し、そこに流入する磁束を調べたところ、トルク最小時(負荷角 0 度)には、内側と外側の磁石磁束の位相がそろって合成磁束の振幅が大きくなるのに対して、トルク最大時(負荷角 90 度)には、外側磁石磁束の位相が 90 度ずれて、合成磁束の振幅が小さくなることがわかった。したがって、磁束振幅と鉄損には相関があることから、トルク最小時と最大時の合成磁束の振幅の差が小さいほど、鉄損のトルク依存性も小さくなるといえる。例えば、内側回転子は極対数を少なくして、磁石一つあたりの表面積を大きくして発生する磁束を増やし、逆に外側固定子は極対数を多くして発生する磁束を減らすと、鉄損がトルクにほとんど依存しない磁束変調型磁気ギャを実現することができる。

以上の検討により、磁束変調型磁気ギャの損失のトルク依存性を明らかにすることができた。

謝辞 本研究の一部は JSPS 科研費 JP23KJ0189 と東北大学人工知能エレクトロニクス卓越大学院プログラムの支援を得て行われたものである。ここに感謝の意を表する。

References

- 1) M. Besharat: *IEEE Energy Conversion Congress and Exposition, ECCE 2015*, 5241 (2015).
- 2) J.H. Kim: *IEEE Trans. Energy Conv.*, **36**, 285 (2021).
- 3) H. Matsumori: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromagn. Mech.*, **30**, 33 (2022) (in Japanese).
- 4) K. Naruse, C. Kim, M. Kayano, A. Watarai, H. Mitarai, and K. Nakamura: *The Papers of Joint Technical Meeting on MD and RM, IEEJ*, RM-23-118 (2023) (in Japanese).
- 5) K. Atallah and D. Howe: *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 6) K. Nakamura, M. Fukuoka, and O. Ichinokura: *J. Appl. Phys.*, **115**, 17A314 (2014).
- 7) E. Asahina, K. Mitsuya, K. Nakamura, Y. Tachiya, Y. Suzuki, and K. Kuritani: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issue)*, **7**, 85 (2023) (in Japanese).

2023年10月31日受理, 2024年2月22日採録

Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた高トルク IPMSM に関する検討

Study on High Torque IPMSM Using Sm-Fe-N Bonded Magnet

武田一真^{a)}・吉田征弘^{a)†}・吉田理恵^{b)}・阿部将裕^{b)}・多田秀一^{b)}・山本宗生^{b)}・田島克文^{a)}

^{a)}秋田大学理工学研究科, 秋田県秋田市手形学園町 1-1 (〒010-8502)

^{b)}日亜化学工業株式会社, 徳島県阿南市上中町岡 491 (〒774-8601)

K. Takeda^{a)}, Y. Yoshida^{a)†}, R. Yoshida^{b)}, M. Abe^{b)}, S. Tada^{b)}, M. Yamamoto^{b)}, and K. Tajima^{a)}

^{a)} Graduate School of Science and Engineering, Akita Univ., 1-1 Tegata Gakuen-machi, Akita, Akita 010-8502, Japan

^{b)} Nichia Corporation, 491 Kaminakamachioka, Tokushima, Anan 774-8601, Japan

Permanent magnet motors use powerful neodymium sintered magnets, which contain dysprosium (Dy), a heavy rare earth, to improve the coercive force in general. We have been studying heavy rare earth-free motors using bonded magnets. In this paper, the torque characteristics of a motor using Dy-free samarium-iron-nitrogen (Sm-Fe-N) bonded magnets were calculated using the finite element method, aiming for torque characteristics comparable to those of a motor using neodymium sintered magnets. This study shows that a motor using Sm-Fe-N bonded magnets can output torque close to that of a motor using neodymium sintered magnets by changing the magnet arrangement of the rotor from a V-shape to a U-shape to increase the magnet surface area and to eliminate leakage flux at the flux barrier.

Key words : Sm-Fe-N bonded magnet, permanent magnet motor, IPM motor, injection molding

1. はじめに

近年, 世界的に地球環境保護や省エネルギー化への関心が高まっており, 気候変動, 地球温暖化防止への取り組みが強く求められている. そのため日本では, 2050年までにカーボンニュートラル, 脱炭素社会の実現を目標としており, 電動化の動きが加速している. 電動化におけるキーデバイスの一つであるモータは, エネルギー問題への関心の高まりと相まって, 省エネルギー効果の高い高効率モータの開発が極めて重要な課題となっている. 高効率モータとして現在広く使われているモータは永久磁石モータであり, 我が国における2021年の70W以上の交流モータ生産台数割合のうち, 永久磁石モータは57%を占めている¹⁾. 高性能永久磁石モータの多くには現在最も強力な磁力を有するとされるネオジウム焼結磁石が用いられている. しかしながら, ネオジウム焼結磁石の原料のうちジスプロシウム (Dy) は重希土類であり, 特定の国からの供給に依存しているため高コスト, 供給が不安定, 採掘や精錬に環境破壊を伴うといった問題がある²⁾. したがって, コストや持続可能性の面から省レアアース, 脱レアアース化は極めて重要な課題であり, 筆者らは, 重希土類フリーモータの検討を進めている^{3)・4)}.

本稿では, 余剰資源でネオジウムと比べて低価格であるサマリウムを使用した Dy フリーであるサマリウム鉄窒素 (Sm-Fe-N) ボンド磁石を用いて, ネオジウム焼結磁石を用いたモータに匹敵するトルク特性を目指し, 有限要素法を用いてトルク特性を算定した. また, Sm-Fe-N ボンド磁石の特徴の一つである形状自由度を生かした磁石配置, およびモータ駆動時の減磁の可能性について検討した.

2. 使用する磁石の特徴とモータ初期形状

2.1 使用する磁石の特徴

本検討ではネオジウム焼結磁石と Sm-Fe-N ボンド磁石の2種類の磁石を用いた. まず, ネオジウム焼結磁石は, 流通している磁石の中で最高の磁気特性を持っており, 高い残留磁束密度を有し, 機械的強度に優れている. 短所として, さびやすいため表面処理をする必要がある. 温度特性は低く, 熱に弱い磁石である. なお, 本検討で用いる N40SH の残留磁束密度は 1.29 T である. 次いで, Sm-Fe-N ボンド磁石は, 近年注目を集めており, モータへの適用が期待されているサマリウム・鉄・窒素を原料としたボンド磁石である. 射出成型をすることが可能であり, 形状自由度が高い⁵⁾. また, 高い抵抗率を持ち, 渦電流を低減できる. なお, 本検討で用いる AL16C の残留磁束密度は 0.86 T である.

2.2 初期形状 IPMSM の諸元と解析条件

比較対象であるネオジウム焼結磁石を用いた V 字型に磁石を配置した埋込型永久磁石同期モータ (IPMSM) の形状を Fig. 1 に, Table 1 に諸元と解析条件を示す. 固定子直径は 107 mm, 回転子直径は 60 mm, ギャップ長は 0.5 mm, 固定子および回転子の積厚は 50 mm で, 6 極 9 スロットのモデルとなっている. 解析条件は電流振幅および周波数がそれぞれ 20 A と 250 Hz, 回転速度は 5000 rpm とした. 実機での試作試験を想定し, 電流密度が 5 A/mm² 以下となるよう電流値を決定している. また, ネオジウム焼結磁石を用いた場合と Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた場合のトルク特性を比較するために, 2種類の磁石でそれぞれ解析する.

2.3 初期形状 IPMSM の解析結果

本節では, 同形状のとき, 磁石材料がネオジウム焼結磁石から Sm-Fe-N ボンド磁石に変更した場合のトルク特性を比較する.

Corresponding author: Y. Yoshida (e-mail: yoshida@gipc.akita-u.ac.jp).

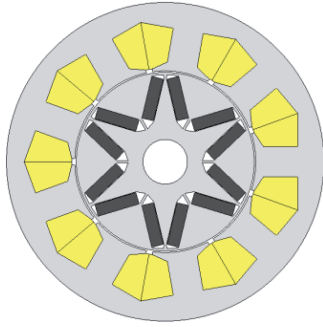


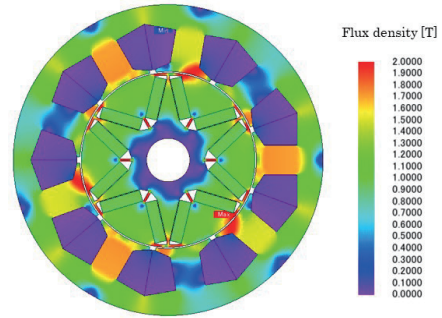
Fig. 1 V-shaped model.

Table 1 Motor Specifications and analysis conditions.

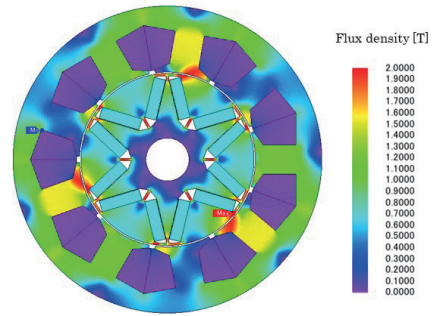
Parameters	Values
Core material	20JNEH1200
Permanent magnet material	Nd-Fe-B sintered $B_r = 1.29$ T $H_{cb} = 905$ kA/m, $H_{cj} = 1493$ kA/m
	Sm-Fe-N bonded $B_r = 0.86$ T $H_{cb} = 642$ kA/m, $H_{cj} = 1763$ kA/m
Coil	Copper
Winding diameter [mm]	1.1
Stator outer diameter [mm]	107
Stator inner diameter [mm]	61
Rotor outer diameter [mm]	60
Rotor inner diameter [mm]	15
Gap width [mm]	0.5
Stack length [mm]	50
Number of poles	6
Number of slots	9
Number of winding turns/slot	75
Power supply voltage V_{dc} [V]	270
Frequency [Hz]	250
Current amplitude [A]	20
Current density [A/mm^2]	4.96
Rotational speed [rpm]	5000

Fig. 2 (a) にネオジウム焼結磁石を用いた V 字型磁石配置の磁束密度分布図を、同図 (b) に Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた V 字型磁石配置の磁束密度分布図を示す。Fig. 2 (a) と Fig. 2 (b) を比較すると、Sm-Fe-N ボンド磁石の残留磁束密度がネオジウム焼結磁石の残留磁束密度よりも低いことから、磁束密度分布図でも Fig. 2 (b) の磁束密度が全体的に低いことがわかる。Fig. 3(a) にネオジウム焼結磁石を用いた V 字型磁石配置の電流毎トルク対電流位相角特性を、Fig. 3(b) に Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた V 字型磁石配置の電流毎トルク対電流位相角特性を示す。定格電流の 20 A では、いずれのモータも電流位相角 15° でトルクが最大となった。Fig. 4 にトルク波形を示す。ネオジウム焼結磁石を使用したモータの平均トルクは 6.36 N m、Sm-Fe-N ボンド磁石を使用したモータの平均トルクは 4.98 N m、となり、トルク差は 1.38 N m、21.7% となった。ここで、解析に用いたネオジウム焼結磁石の無励磁時のコイル鎖交磁束は 0.05 Wb、Sm-Fe-N ボンド磁石のコイル鎖交磁束は 0.038 Wb で、コイル鎖交磁束の差は 0.012 T、24% であることから、トルクの比とコイル鎖交磁束の比がほとんど等しいこと

がわかる。また、定格電流と回転数におけるネオジウム焼結磁石を使用したモータの定格出力は 3.3kw となり、Sm-Fe-N ボンド磁石を使用したモータの定格出力は 2.61 kW となった。

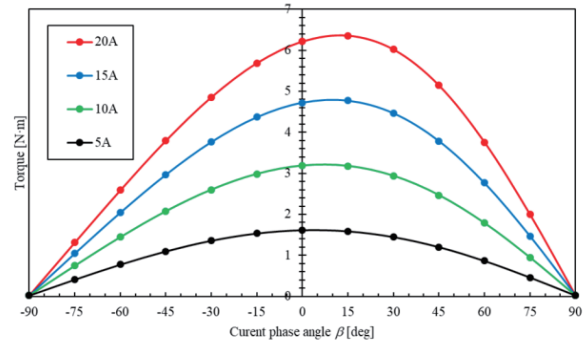


(a) V-shaped model using Nd-Fe-B sintered magnet

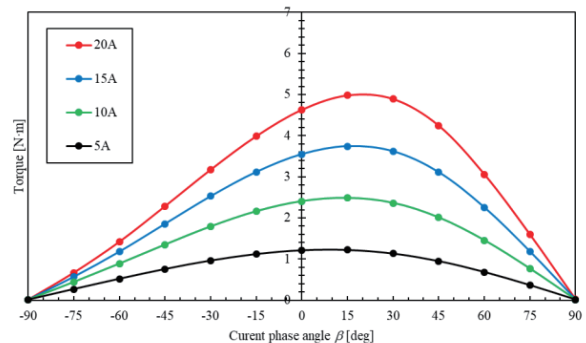


(b) V-shaped model using Sm-Fe-N bonded magnet

Fig. 2 Magnetic flux density distribution diagram.



(a) V-shaped model using Nd-Fe-B sintered magnet



(b) V-shaped model using Sm-Fe-N bonded magnet

Fig. 3 Torque versus current phase angle characteristics.

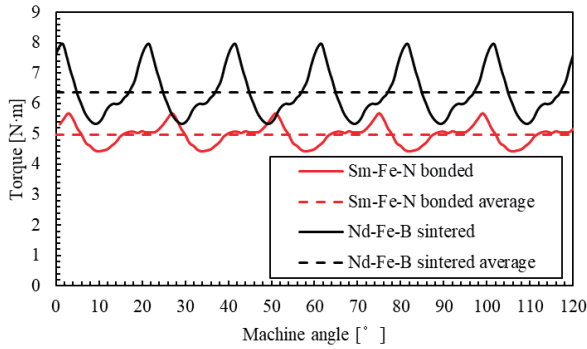


Fig. 4 Comparison of torque characteristics between Nd-Fe-B sintered magnet motor and Sm-Fe-N bonded magnet motor.

3. 磁石形状の変更によるトルク向上

前章の検討から確認された 1.38 N m のトルク差を縮めるために、Sm-Fe-N ボンド磁石をコアに直接射出成形し、磁石の形状を U 字型に成形することを想定し、磁石の形状を U 字型に変更した。Fig. 5 に示すように、V 字型配置ではフラックスバリア部に漏れ磁束が生じる。Sm-Fe-N ボンド磁石を U 字型に配置することでこの漏れ磁束を除去し、同時に磁石体積の向上を図る。これにより V 字型配置の体積は 5900 mm³、U 字型配置の体積は 7293 mm³ となり、体積は 1393 mm³、19.1%増加した。Fig. 6 (a) にこれまで解析してきた V 字型磁石配置を、Fig. 6 (b) に U 字型磁石配置を示す。

Fig. 7 に U 字型に Sm-Fe-N ボンド磁石を配置した IPMSM 形状を示す。諸元と解析条件は Table 1 と同様である。

Fig. 8 に Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた U 字型磁石配置の磁束密度分布図を示す。Fig. 2 (b) と Fig. 8 を比較すると、磁石配置を変えたことによって Fig. 8 の磁束密度分布図の方が固定子鉄心部分の磁束密度が高くなっていることがわかる。

Fig. 9 に U 字型 Sm-Fe-N ボンド磁石モデルの電流毎トルク対電流位相角特性を示す。V 字型モデルと同様に、定格電流である 20A 通電時のトルクが最大になる電流位相角は 15° であった。最大トルク時のトルク波形の比較を Fig. 10 に示す。V 字型磁石配置 (ネオジム焼結磁石) の平均トルクは 6.36 N m、U 字型磁石配置 (Sm-Fe-N ボンド磁石) の平均トルクは 6.01 N m となり、トルク差は 0.35 N m、5.5 % となった。解析に用いたネオジム焼結磁石の残留磁束密度は 1.27 T、Sm-Fe-N ボンド磁石の残留磁束

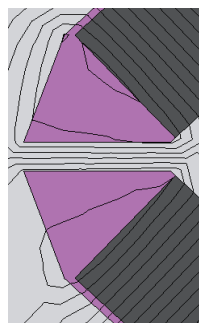
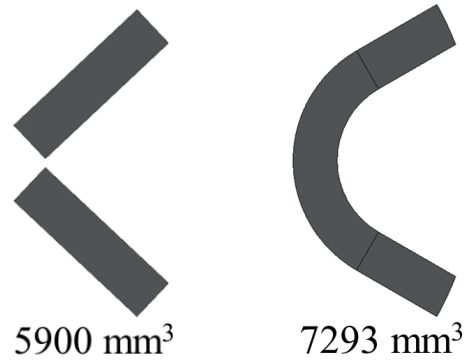


Fig. 5 Leakage flux at flux barrier.



(a) V-shaped model. (b) U-shaped model.

Fig.6 Change of magnet shape.

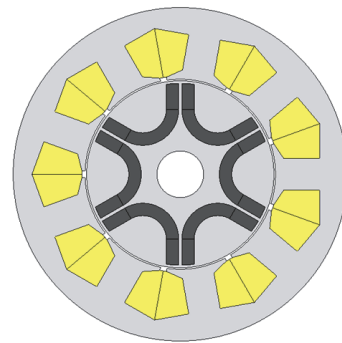


Fig. 7 Proposed U-shaped model.

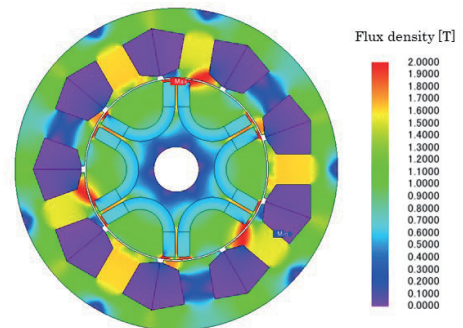


Fig. 8 Magnetic flux density distribution diagram of proposed model.

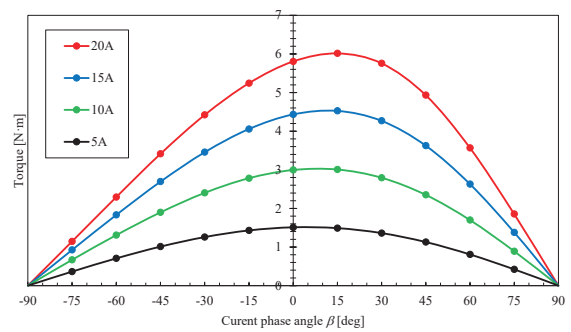


Fig. 9 Torque versus current phase angle characteristics of proposed U-shaped model.

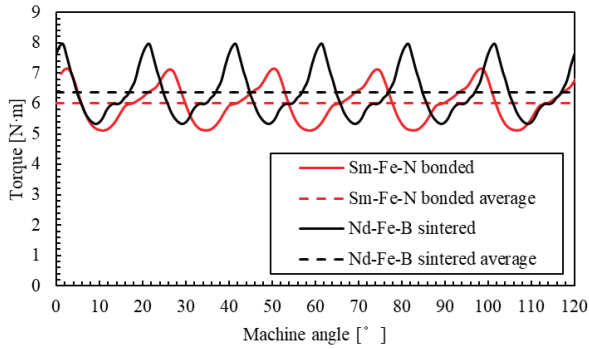


Fig. 10 Comparison of torque characteristics between Nd-Fe-B sintered magnet motor and proposed U-shaped Sm-Fe-N bonded magnet motor.

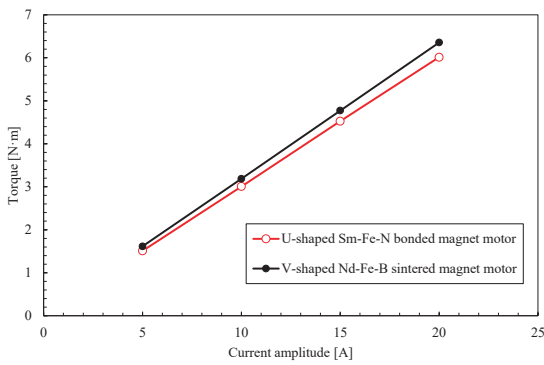


Fig. 11 Comparison of torque-current characteristics.

密度は0.86 Tで、残留磁束密度の差は0.41 T、32.3%である。U字型 Sm-Fe-N ボンド磁石モデルとV字型ネオジウム焼結モデルの電流対トルク特性を Fig. 11 に示す。各電流振幅において最大トルクとなる電流位相角のトルクを抽出してプロットした。両モデルのトルクは電流に対して比例して増加しており、いずれの電流値においてもトルク差は5~6%であった。これらの結果から、残留磁束密度が劣っている Sm-Fe-N ボンド磁石でもネオジウム焼結磁石と同等のトルクを出力できたといえる。

4. 減磁に関する検討

Fig. 12 に本検討で使用した磁石の $B-H$, $J-H$ 曲線を示す。ネオジウム焼結磁石と Sm-Fe-N ボンド磁石の保磁力 (H_0) を比較すると、1493 kA/m と 1763 kA/m であり、Sm-Fe-N ボンド磁石の H_0 が大きい。一方で、 $J-H$ 曲線が垂れ下がった曲線状であるため、 $J-H$ 曲線が直線状であるネオジウム焼結磁石よりも小さい外部磁界で磁石動作点が降下する恐れがある。そのため、モータ駆動時に磁石の不可逆減磁が生じていないか調べる必要がある。そこで本節では、Sm-Fe-N ボンド磁石の減磁特性について検討を行う⁶⁾⁷⁾。なお、上述の通り Sm-Fe-N ボンド磁石の減磁曲線は垂れ下がった曲線状となっており、クニック点が明確でない。したがって本検討では、クニック点より動作点が下がったことを判断指標とする不可逆減磁の検討とは異なり、外部磁界の影響でどれだけ磁束密度が低下したのかを評価する。ここで、定格電流である 20 A で検

討したときの検討方法を以下に述べる。まず、Fig. 13 に示すように、減磁が懸念される磁石端部の要素について、モータ駆動電流を流して外部磁界が発生したときの着磁方向磁束密度を算出し、磁石の動作点を求める。次いで、Fig. 14 に示す磁石温度が 24°C のときの Sm-Fe-N ボンド磁石の減磁曲線 (青太線) を用いて、減磁曲線上の $H=0$ における接線を引く (黒破線)。解析より得られた磁石の動作点は、減磁曲線上の点であるため、磁石が減磁すると、黒破線から離れた位置にプロットされる。最後に、通電時の磁石動作点を通り、黒破線と平行な直線を描き (赤細線)、 $H=0$ のときの黒破線と赤細線の差を残留磁束密度の低下と考え、着磁方向の減磁とみなす。なお、通電時の磁束密度ベクトルの向きは着磁方向以外の成分も含まれるため、磁石の減磁に関しては着磁方向のみの磁束密度を取り出して磁石の動作点とする。着磁方向の磁石の動作点は Fig. 15 に示す通電時の磁束密度ベクトルを用いて着磁方向成分の磁束密度を抽出する。

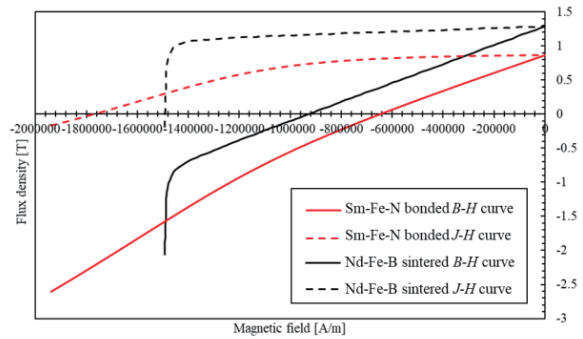


Fig. 12 demagnetization curve

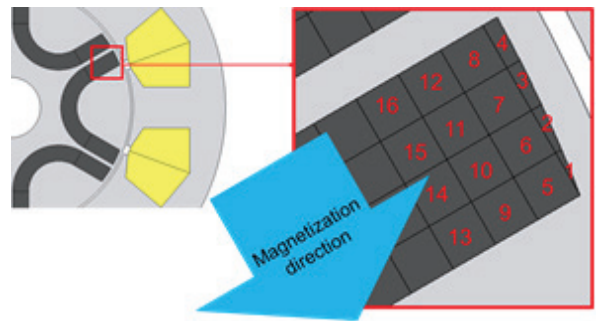


Fig. 13 Part analyzed for study on demagnetization.

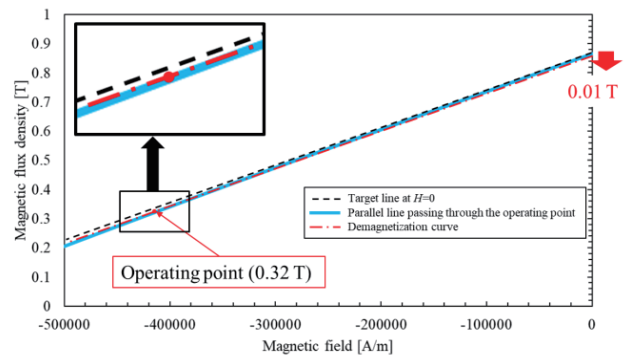


Fig. 14 Demagnetization characteristics in magnetization direction at 24 °C.

定格電流の 20 A 通電時に最も動作点磁束密度が減少した要素 5 では, Fig. 14 に示すように残留磁束密度の低下が約 0.01 T であることがわかる. この結果から定格電流を印加している場合, 減磁の影響はほとんどみられないと考えられる. 同様に, 定格電流の 3 倍である 60 A の大電流を印加した場合の減磁特性の検討結果を Fig. 16 に示す. この図より, 最も磁束密度が減少した要素 4 の残留磁束密度の低下が約 0.04 T であったことから, 大電流を印加した場合であっても, 減磁によるトルクの低下はごくわずかであると考えられる.

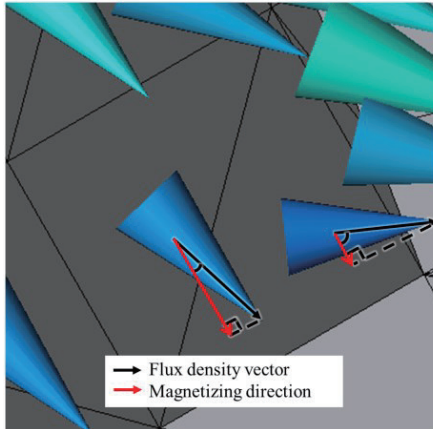


Fig. 15 Relation between two flux density vectors in magnetizing direction.

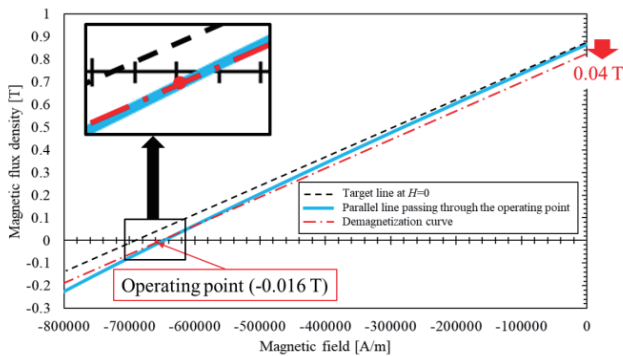


Fig. 16 Demagnetization characteristics when 60A was applied.

4. まとめ

本稿では, Dy フリーである Sm-Fe-N ボンド磁石を用いたモータで, ネオジム焼結磁石を用いたモータに匹敵するトルク特性を目指し, 有限要素法を用いてトルク特性を算定した. 回転子の磁石配置を V 字型から U 字型に変更して磁石表面積の向上とフラックスバリア部の漏れ磁束を除去することで, Sm-Fe-N ボンド磁石を用いたモータで, ネオジム焼結磁石を用いたモータに迫るトルクを出力できることが示された. また, 減磁に関する検討から, 使用した Sm-Fe-N ボンド磁石には, 減磁による影響はほとんどみられないことがわかった.

今後は, 現在製作途中の実機でのモータ特性を測定し, 本稿で得られた Sm-Fe-N ボンド磁石モータの効果を実証する予定である.

References

- 1) https://www.meti.go.jp/statistics/tyo/seidou/result/ichiran/08_seidou.html
- 2) K. Machida et al: The Latest Technological Trend and Resource Strategy of Rare Earths, 13 (CMC Publishing Co., Ltd., Tokyo and Osaka, 2018)
- 3) Y. Tsukada, Y. Yoshida, N. Handa, and K. Tajima: *T. Magn. Soc. Jpn.*, **7**, 73 (2023).
- 4) T. Yanagisawa, Y. Yoshida and K. Tajima: *J. Magn. Soc. Jpn* **44**, 45 (2020).
- 5) M. Sagawa, M. Hamano, M. Hirabayashi: Eikyu Jisyaku Zairyo Kagaku to oyo (in Japanese), p.292 (Kabushikigaisha Agune Gijutu Center, Tokyo, 2007)
- 6) S. Morimoto, M.Sanada : Shoene Mortor No Genri to Sekkei (in Japanese), p.133, 134 (Kagaku Joho Syuppan Kabushikigaisha, Ibaraki, 2013)
- 7) D. Momma, Y. Yoshida and K. Tajima: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **40**, 115 (2016).

2023年10月31日受理, 2023年11月26日再受理, 2023年11月29日採録

水平方向からの磁場を用いた柔軟鋼板の磁気浮上 (2自由度モデルを考慮した制御システムの実験的検討)

Electromagnetic Levitation for Flexible Steel Plate Using Magnetic Field from Horizontal Direction (Experimental Investigation on Control System Considering Two-degree-of-freedom Model)

鬼塚晴大^{a)}・遠藤文人^{b)†}・黒田純平^{c), d)}・内野大悟^{c), d)}・小川和輝^{e)}・池田圭吾^{f)}・
加藤太朗^{g)}・成田正敬^{h)}・加藤英晃^{h)}

^{a)}福岡工業大学大学院工学研究科, 福岡県福岡市東区和白東 3-30-1 (〒811-0295)

^{b)}福岡工業大学工学部, 福岡県福岡市東区和白東 3-30-1 (〒811-0295)

^{c)}東海大学大学院総合理工学研究科, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

^{d)}東海大学総合科学技術研究所, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

^{e)}愛知工科大学工学部, 愛知県蒲郡市西迫町馬乗 50-2 (〒443-0047)

^{f)}北海道科学大学工学部, 北海道札幌市手稲区前田 7 条 15 丁 4-1 (〒006-8585)

^{g)}東京工科大学工学部, 東京都八王子市片倉町 1404-1 (〒192-0982)

^{h)}東海大学工学部, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

S. Onitsuka^{a)}, A. Endo^{b)†}, J. Kuroda^{c), d)}, D. Uchino^{c), d)}, K. Ogawa^{e)}, K. Ikeda^{f)},

T. Kato^{g)}, T. Narita^{h)}, and H. Kato^{h)}

^{a)} Graduate School of Engineering, Fukuoka Institute of Technology, 3-30-1 Wajiro-higashi, Higashi-ku, Fukuoka 811-0295, Japan

^{b)} Faculty of Engineering, Fukuoka Institute of Technology, 3-30-1 Wajiro-higashi, Higashi-ku, Fukuoka 811-0295, Japan

^{c)} Graduate School of Science and Technology, Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa 259-1292, Japan

^{d)} Research Institute of Science and Technology, Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa 259-1292, Japan

^{e)} Faculty of Engineering, Aichi University of Technology, 50-2 Bajo, Nishihassama, Gamagori, Aichi 443-0047, Japan

^{f)} Faculty of Engineering, Hokkaido University of Science, 7-15-4-1 Maeda, Teine-ku, Sapporo, Hokkaido 006-8585, Japan

^{g)} Faculty of Engineering, Tokyo University of Technology, 1404-1 Katakura-machi, Hachioji, Tokyo 192-0982, Japan

^{h)} Faculty of Engineering, Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka, Kanagawa 259-1292, Japan

In the manufacturing process for flexible steel plates used for household electrical appliances and automobile bodies, surface treatment is performed followed by contact conveyance using rollers. During this process, the surface quality of the flexible steel plate deteriorates due to friction with the rollers. As a solution, a non-contact gripping and transport method using magnetic levitation technology has been proposed to improve the surface quality. The method of levitating the flexible steel plate is proposed by placing electromagnets at the edges of the plate. Conventional control models consider only horizontal directions of motion, and experiments with this model have shown that it is possible to levitate these plates. However, it was difficult to suppress the vibration amplitude in the vertical direction, which was not considered. In this paper, we propose a new model that also takes vertical motion into account. Furthermore, the levitation characteristics of the conventional system and the proposed system under different experimental conditions are compared and discussed.

Key-words: magnetic levitation, thin steel pleat, non-contact gripping, electromagnet, control

1. はじめに

家庭用の電気製品や自動車のボディなどに使用されている柔軟鋼板の製造工程では、表面処理が行われており、その後ローラを用いた搬送が行われている。その際にローラと接触して搬送が行われるため、摩擦が生じ柔軟鋼板の表面品質が劣化する。これを防止する方法として、磁気浮上技術を用いた非接触把持および搬送による表面品質の維持が提案されている¹⁾⁴⁾。

浮上対象の柔軟鋼板は低剛性であるためたわみが生じやすく、浮上の際に種々の振動モードにより弾性振動が生じ、安定した浮上に影響を及ぼす可能性がある。特に搬送中の慣性力といった外乱が生じた際に浮上状態を保つことが困難になることが考えられ

る。

そこで、柔軟鋼板を塑性変形ない程度に湾曲させて搬送を行う方法²⁾³⁾や、電磁石から発生する吸引力が及ばない範囲内に永久磁石を配置し、浮上補助を行い、かつ平均たわみと最大たわみから評価値を最小にする永久磁石の最適配置を求める方法³⁾などが提案されている。また、柔軟鋼板の上部とエッジ部に電磁石を配置し、浮上を維持する制御を行う方法も提案されている⁵⁾。この磁気浮上システムは、上部に配置した電磁石で、鋼板の自重に対向する支持力を発生させることで浮上を実現することが可能となっている。さらに、エッジ部に配置した電磁石は、鋼板のたわみを抑制する張力を発生させ浮上安定性を向上させることができる。このシステムを用いることで、慣性などの外乱が生じる搬送時において、長手方向 800mm, 短手方向 600mm, 厚さ 0.3mm 以下の柔軟鋼板を安定

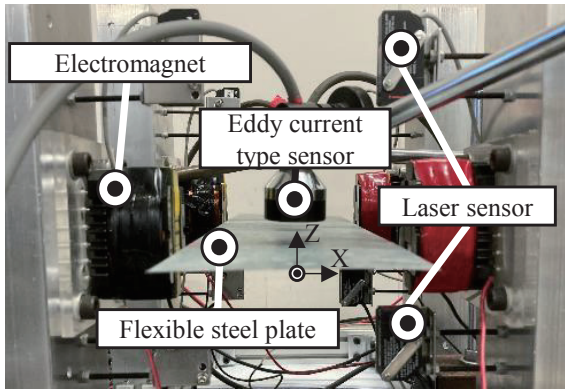


Fig. 1 Proposed edge-supported type magnetic levitation system.

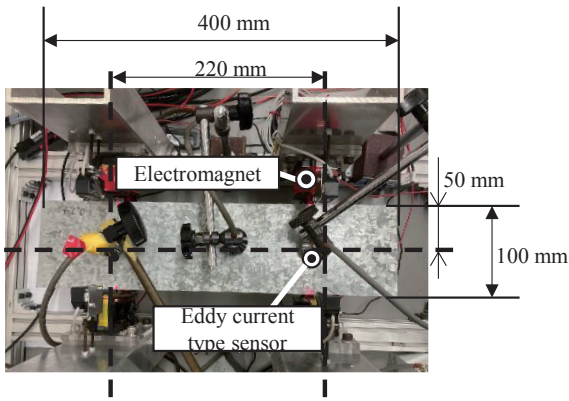


Fig. 2 Placement of electromagnets and eddy type current sensors.

して浮上させることが可能となっている⁹⁾。

従来の方法では、たわみを抑制するためにエッジ部に配置された電磁石には、E型コアが用いられており、柔軟鋼板を電磁石中心に吸引するような力を発生させる。そのため、柔軟鋼板のたわみを抑制する張力と自重に対向する支持力を発生させることが可能となっている⁷⁾。従来のように上部に電磁石を配置した方法と比較すると自重に対向してはたらく吸引力である支持力は低下しているものの、柔軟鋼板のサイズが小さく、厚さ0.3mm以下の場合には浮上させることが可能である。特に柔軟鋼板の厚さが0.1mm以下の場合には上部に電磁石を配置すると、柔軟鋼板が低剛性であるため、たわみが大きくなるという懸念がある。そのため、上部の電磁石で吸引力を発生させると浮上中の安定性が劣化することが考えられる。そこで著者らは、薄くサイズの小さい柔軟鋼板を浮上対象としたエッジ支持型磁気浮上システムを提案している⁹⁾。

これまでにエッジ支持型磁気浮上システムで用いられていた制御システムでは、電磁石を配置した水平方向にのみに柔軟鋼板が運動すると仮定した1自由度モデルから状態空間モデルを作成し、平衡点を保つように制御を行っていた。この制御システムを用いた場合、浮上することは確認されているが、搬送時に生じる慣性などの外乱に対して十分な安定性を保つことが困難であることが考えられる⁹⁾。そこで本研究では、外乱が生じる場合においても浮上を維持することができるシステムを構築するために、支持力を考慮した2自由度モデルを提案した。

本検討では、従来に提案されていた1自由度モデルと2自由度

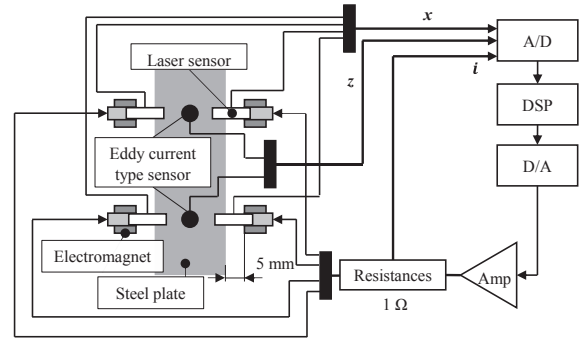


Fig. 3 Sensing and control methods for edge-supported type magnetic levitation system.

モデルにおいて、定常電流や実験条件を変化させた際の浮上特性について検討を行う。

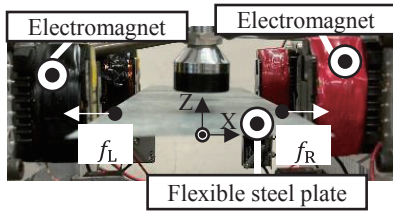
2. 柔軟鋼板を対象とした磁気浮上システムと制御

2.1 エッジ支持型磁気浮上システム

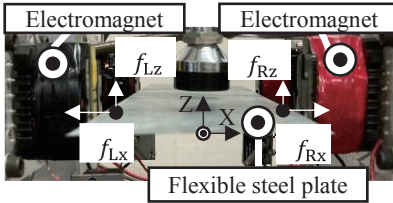
提案されている磁気浮上システムを Fig. 1 に示す。この磁気浮上システムでは、柔軟鋼板の長手側エッジ部に電磁石を配置する。電磁石は両辺に2つずつ挟むように配置しており、合計4つの電磁石を本システムでは用いている。使用する電磁石にはE型のフェライトコアに対し、直径が0.5mmの銅線を1005回巻いたコイルを取り付けた構造となっている。なお、電磁石の配置は先行研究において、支持力が得られやすく、低い電流値で浮上することが確認されている、磁気浮上装置の正面から見てコアがE型となるように配置とした¹⁰⁾。この電磁石に電流を流すことで、柔軟鋼板のエッジ部から電磁石中心に向かう方向に吸引力を発生させ、浮上を実現することが可能となっている。浮上対象の柔軟鋼板は、長手方向400mm、短手方向100mm、厚さ0.24mm、材質SS400の垂鉛メッキ鋼板を使用している。Fig. 2に本システムで使用した電磁石やセンサの配置を示す。電磁石の配置は、電磁界解析および有限差分法を用いたたわみ形状解析により、柔軟鋼板のたわみが最も小さくなる配置としているため、たわみによる弾性振動の影響は考慮しないものとした¹¹⁾。Fig. 3に本磁気浮上システムの概略図を示す。各電磁石の上部には、柔軟鋼板のエッジ部から電磁石表面の水平方向の距離を測定するセンサを配置している。水平方向の距離は、KEYENCE社製レーザ式センサを使用しており、帯状のレーザ光の遮光量で変位を計測するセンサを用いている。水平方向の変位は、平衡点を中心とした変位を測定している。電磁石中心から柔軟鋼板表面の鉛直方向の変位計測にはセンテック社製渦電流センサを用いる。この鉛直方向変位は柔軟鋼板の自重と電磁石の吸引力がつり合う位置を平衡点とした鉛直方向変位を測定している。また回路に流れる電流は、電磁石に直列で1Ωの外部抵抗を接続し、その端子間電圧から算出している。測定した変位と回路電流は、デジタルシグナルプロセッサ(DSP)に入力している。測定した変位から速度を算出し、計測を行う。測定した変位、速度、電流から電磁石に印加する電圧を算出する。

2.2 1自由度モデルを考慮した制御システム

従来に提案された制御システムのモデル化を Fig. 4(a)に示す。本



(a) One degree of freedom model



(b) Two degree of freedom model

Fig. 4 Model of magnetic levitation.

図において、水平方向をX方向、鉛直方向をZ方向とした。この1自由度モデルでは、浮上するZ方向の位置は変化せず、水平方向にのみ運動すると仮定してモデル化を行った。この制御システムでは、柔軟鋼板が水平方向に生じる運動を電磁石によりアクティブに制御しており、鉛直方向の運動はパッシブに制御を行うシステムとなっている。使用している電磁石は、全て独立した回路となっており、柔軟鋼板を挟むように左右に配置しているため、吸引力は f_L , f_R としている。また浮上を実現させるには柔軟鋼板の自重と対向する静的吸引力を発生させる必要があるため、定常的な電圧を電磁石に印加する。

柔軟鋼板を挟むように設置した2個の電磁石から同じ定常電圧を印加した際に発生する静的吸引力によって、柔軟鋼板の自重とつり合い、左右の電磁石から一定の距離に保たれる平衡点位置が存在する。そこからの水平方向の変位を x とし、運動方程式を式(1), (2), 水平方向に加わる静的吸引力を式(3), 回路方程式を式(4), (5)に示す。また、電磁石の吸引力は非線形性を持っているため、平衡点近傍で線形近似を行った。

$$m\ddot{x} = f_R - f_L = f_x \quad (1)$$

$$f_x = \frac{4F_x}{X_0}x + \frac{4F_x}{I_0}i_x \quad (2)$$

$$F_x = \frac{L_{\text{xeff}} \cdot I_0^2}{2X_0^2} \quad (3)$$

$$\frac{di_x}{dt} = -\frac{L_{\text{xeff}}}{L_x} \cdot \frac{I_0}{X_0^2} \dot{x} - \frac{R}{L_x} i_x + \frac{1}{L_x} e_1 \quad (4)$$

$$L_x = \frac{L_{\text{xeff}}}{X_0} + L_{\text{xlea}} \quad (5)$$

ここで、 L_{xeff} : 平衡点における電磁石コイルの有効インダクタンス [H·m], L_{xlea} : 漏れインダクタンスに相当する定数 [H], L_x : 平衡点における電磁石コイルの全インダクタンス [H], I_0 : 静的吸引力を得るための定常電流 [A], i : 定常電流値から変動分にあたる電流値 [A], R : 電磁石用コイルの抵抗値 [Ω], e_1 : 定常電圧値からの変動分にあたる電圧値 [V], X_0 : 平衡位置における電磁石表面と鋼板表

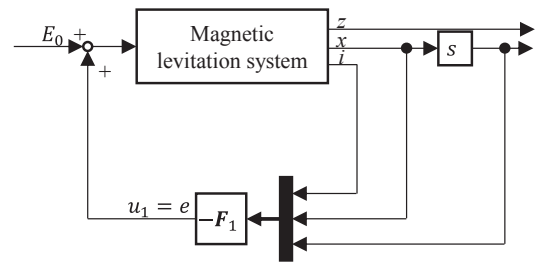


Fig. 5 Block diagram of one-degree-of-freedom model.

面との距離 [m], である。さらに、上式を整理すると、式(6)のような状態空間モデルが得られる。

$$\dot{x}_1 = A_1 x_1 + B_1 e_1 \quad (6)$$

$$x_1 = [x \quad \dot{x} \quad i]^T$$

なお、式(6)の1自由度モデルを考慮した制御システムのブロック線図をFig.5に示す。このモデルでは1つの電磁石に定常に印加する電圧 E_0 に算出した制御電圧を重畳することで制御するシステムとなっている。

2.3.2 2自由度モデルを考慮した制御システム

2章2節で提案した制御システムの場合、浮上を実現することができ、水平方向の運動を抑制することが可能となっていることが確認できている。しかしながら、実験条件によっては浮上ができず落下する場合がある。その原因として、鉛直方向に生じる変位を制御していないため、振動振幅を抑えることができないことが挙げられる。そこでFig.4(b)に示すモデルのように水平方向に加え、鉛直方向の運動を考慮した2自由度モデルを提案する。電磁石から柔軟鋼板に発生する吸引力はE型コアの中心方向に発生しているため、X方向とZ方向に分解することが可能となっている。

本システムでは、従来のシステムと同様に、定常電流を電磁石に流した際に発生する静的吸引力によってつり合う平衡点からの運動を考慮し、線形化を行う。ここから水平方向の変位を x , 鉛直方向の変位を z としている。本モデルにおける電磁石の中心から柔軟鋼板のエッジ部までの距離を式(7), 平衡点での吸引力を式(8), 運動方程式を式(9), (10), Z方向およびX方向に寄与する回路方程式を式(11)と(12), 全インダクタンスを式(13)に示す。

$$\Gamma_0 = \sqrt{X_0^2 + Z_0^2} \quad (7)$$

$$F_0 = \frac{L_{\text{eff}} I_0^2}{2\Gamma_0^2} \quad (8)$$

$$\frac{dz}{dt} = 2 \left(\frac{F_0}{\Gamma_0 m} - \frac{3F_0 Z_0^2}{\Gamma_0^3 m} \right) z + \frac{2F_0 Z_0}{\Gamma_0 I_0 m} i_z \quad (9)$$

$$\frac{dx}{dt} = 2 \left(\frac{F_0}{\Gamma_0 m} - \frac{3F_0 X_0^2}{\Gamma_0^3 m} \right) x + \frac{2F_0 X_0}{\Gamma_0 I_0 m} i_x \quad (10)$$

$$\frac{di_z}{dt} = -\frac{R}{L_0} i_z + \frac{2Z_0 L_{\text{eff}} I_0}{L_0 \Gamma_0^3} \dot{z} + \frac{e_L}{L_0} + \frac{e_R}{L_0} \quad (11)$$

$$\frac{di_x}{dt} = -\frac{R}{L_0} i_x + \frac{2X_0 L_{\text{eff}} I_0}{L_0 \Gamma_0^3} \dot{x} + \frac{e_L}{L_0} - \frac{e_R}{L_0} \quad (12)$$

$$L_0 = \frac{L_{\text{eff}}}{\Gamma_0} + L_{\text{lea}} \quad (13)$$

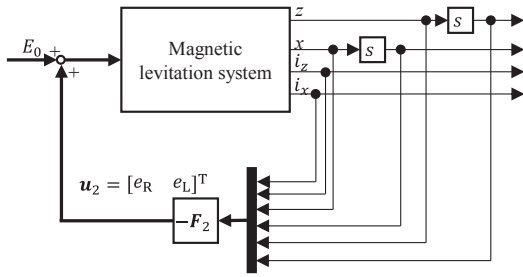


Fig. 6 Block diagram of two-degree-of-freedom model.

ここで、 F_0 : 平衡点における電磁石中心から銅板までの変位 [m],
 Z_0 : 平衡点における電磁石中心から銅板表面までの鉛直方向変位 [m],
 L_{eff} : 平衡点 F_0 における電磁石コイルのインダクタンス[H・m],
 e_R : 右の電磁石用コイルに加わる定常電圧から変動分に相当する電圧値[V],
 e_L : 左の電磁石用コイルに加わる定常電圧から変動分に相当する電圧値[V]である。式(6)-(12)を整理して状態空間モデルにしたものを式(14)に示す。

$$\dot{x}_2 = A_2 x_2 + B_2 u_2 \tag{14}$$

$$x_2 = [z \ \dot{z} \ x \ \dot{x} \ i_z \ i_x]^T$$

$$u_2 = [e_L \ e_R]^T$$

なお、式(14)の2自由度モデルを考慮した制御システムのブロック線図をFig. 6に示す。

本検討では、式(6)の1自由度モデルと式(14)の2自由度モデルそれぞれを踏まえて実験を行った。

3. 定常電流が静止浮上状態に及ぼす影響

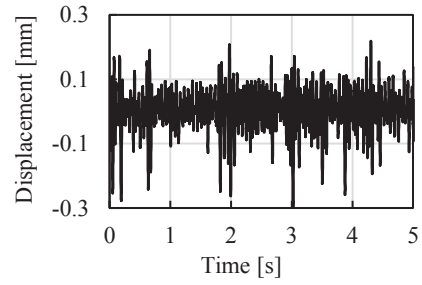
3.1 定常電流と浮上状態の関係

本磁気浮上システムにおいて、柔軟銅板の浮上を維持するために、柔軟銅板の自重とつり合う静的吸引力を発生させる必要がある。そのため、電磁石のコイルには、定常電流を流す。静的吸引力は柔軟銅板の厚さや柔軟銅板が浮上する位置、定常電流などの大きさにより変化する¹²⁾。定常電流を高くすることで張力が大きくなるため、たわみを抑制することが可能になることが考えられる。しかしながら、柔軟銅板が浮上している場合、コイルに熱が発生し、安定した浮上に影響を及ぼすことが考えられる。また先行研究において、同様の制御システムを使用し、定常電流を変化させた場合、浮上特性に影響をおよぼすことが示されている¹²⁾。そのため、1自由度モデルおよび2自由度モデルで作成した制御システムを使用し、定常電流を変化させた場合の浮上特性について比較する。

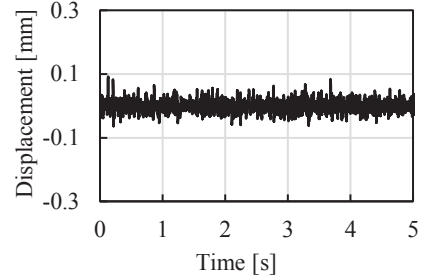
3.2 磁気浮上実験による浮上状態の評価

各制御システムで設定した定常電流は0.8~1.2Aとした。0.8A以下の際には、支持力が小さく、把持することが困難であり、また1.2A以上の条件では十分な浮上を維持できなかったため、上記の範囲で実験を行う。また本磁気浮上システムに用いる回路の印加可能な電圧範囲は、0~30Vとし、範囲を超える電圧が算出された場合は最も近い極地の電圧を入力するものとした。

本検討で用いるフィードバックゲインの決定は、最適制御則を

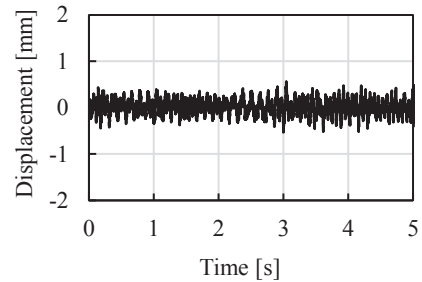


(a) One degree of freedom model

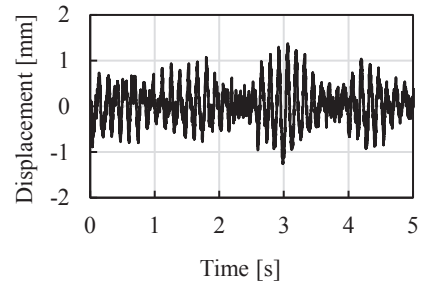


(b) Two degree of freedom model

Fig. 7 Time histories of horizontal displacement.



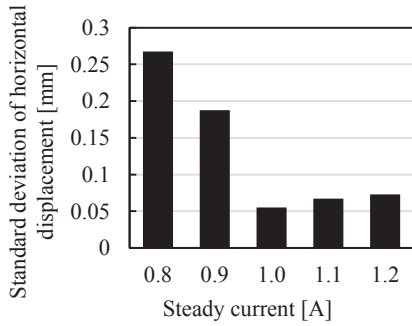
(a) One degree of freedom model



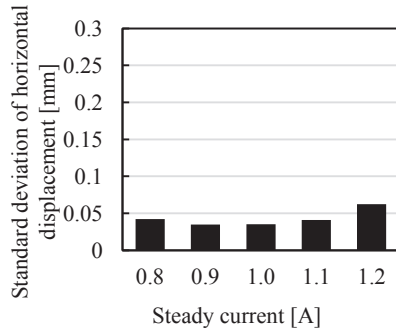
(b) Two degree of freedom model

Fig. 8 Time histories of vertical displacement.

用いて算出を行った。しかしながら、浮上位置やインダクタンスなどのパラメータは定常電流で異なっている。そのため、予備実験として、各定常電流で10秒以上、浮上を実現したフィードバックゲインを試行錯誤的に探索した。その結果から各定常電流で5つのフィードバックゲインを選定した。それぞれの条件で、5回の実験を行い、定常電流ごとの浮上特性を見る。水平方向と鉛直方向の変位および消費電力について実験的に浮上特性の評価を行う。本実験で用いたフィードバックゲインの計算には、MathWorks社製

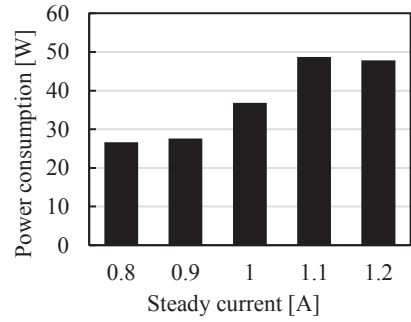


(a) One degree of freedom model

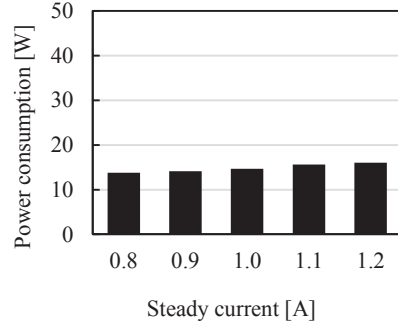


(b) Two degree of freedom model

Fig. 9 Average of standard deviation of horizontal displacement x for each steady current.



(a) One degree of freedom model



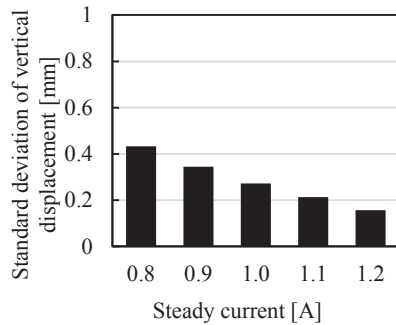
(b) Two degree of freedom model

Fig. 11 Average of power consumption for each steady current.

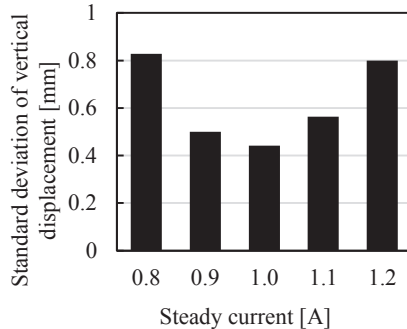
4. 定常電流が制御システムに及ぼす影響

実験中の柔軟鋼板における水平方向の変位時刻歴波形を Fig. 7, 鉛直方向の変位時刻歴波形を Fig. 8 に示す. 時刻歴波形では, 両図ともに(a)を 1 自由度モデル, (b)を 2 自由度モデルとした際の結果を示している. ここでは一例として定常電流を 1.0A とした際の結果を示している. ここで示している時刻歴波形は, 平衡点を基準とした変位としており, 鉛直方向であれば変位が正に向かうほど平衡点の上方へ, 水平方向の変位であれば正に向かうほど Fig. 1 において紙面右側に変位している. 柔軟鋼板の磁気浮上では, 浮上中の平均的な振動振幅の大きさを標準偏差で評価することが一般的となっている¹²⁾. そのため, 本検討においても, 各制御システムで実験を行った際に得られた鉛直および水平方向の変位時刻歴から標準偏差を算出し, 評価を行う. また定常電流ごとの浮上特性について評価を行うために, 1 つの定常電流条件で得られた全 25 回分のデータからそれぞれの標準偏差を算出し, 平均値を求める. また消費電力も同様の方法で平均値を算出し評価を行う.

Fig. 9, Fig. 10 に各定常電流条件で得られた鉛直方向ならびに水平方向の変位標準偏差の平均値を示す. これらの図は, (a) 1 自由度モデル, (b) 2 自由度モデルでの結果を示している. 1 自由度モデルの場合, 水平方向の変位標準偏差は定常電流が 1.0A 以上とすると大きく減少することが示された. また鉛直方向の変位標準偏差は定常電流を大きくするにしたがって鉛直方向の変位振動が抑制されることが示された. 次に 2 自由度モデルの場合, 全ての定常電流条件において 1 自由度モデル適用時よりも水平方向の標準偏差が小さく, 柔軟鋼板の水平方向への振動が抑制されていた. また, 定常電流による水平方向変位標準偏差の変化はほとんどないことも示された. 対して鉛直方向の変位標準偏差は定常電流によって



(a) One degree of freedom model



(b) Two degree of freedom model

Fig. 10 Average of standard deviation of vertical displacement z for each steady current.

MATLAB における lqrd 関数を用いており, サンプルング時間は 0.001 秒としている.

変化し、定常電流 1.0A にて最小となった。しかしながら、いずれの定常電流条件においても 1 自由度モデル適用時より変位標準偏差が大きく、柔軟鋼板がより大きく振動していることが示された。先行研究では、柔軟鋼板を対象とした磁気浮上システムにおいて静止状態において変位標準偏差が小さい浮上条件は外乱が入力された際に浮上確率が高いことを示しており¹³⁾、本実験で得られた結果において変位標準偏差が小さいことはその方向の外乱に対して安定した浮上を維持できることを示すと考えられる。水平方向へ搬送した場合、柔軟鋼板には慣性力が外乱として加わるが、2 自由度モデルを適用した場合にはそのような外乱に対して安定した浮上を維持できることが示された。対して、鉛直方向の変位標準偏差は 1 自由度モデル適用時よりも大きく、鉛直方向への外乱に対して浮上安定性が劣化することが示された。Fig. 11 には各定常電流条件において電磁石コイルを含む回路で消費される電力の平均値を示している。Fig. 11 も同様に(a) 1 自由度モデル、(b) 2 自由度モデルでの結果を示している。全定常電流条件において 1 自由度モデル適用時の方が 2 自由度モデル適用時と比べ、消費電力が大きいたことが示された。また、1 自由度モデル適用時には定常電流 1.2 A の条件を除き、定常電流を大きくすることで消費電力も大きくなることが示された。それに対して、2 自由度モデル適用時には定常電流によって上昇する消費電力は小さいことが示された。

先行研究で示されているように本研究で使用したエッジ支持型磁気浮上システムでは定常電流を大きくすると共に平衡点において柔軟鋼板へ加わる水平方向への吸引力が増大する¹⁰⁾。この水平方向への吸引力は柔軟鋼板のたわみを抑制するようにはたらくと考えられ、Fig. 9(a)、Fig. 10(a)で示されているように 1 自由度モデル適用時には定常電流を大きくすることで変位標準偏差が小さくなると考えられる。また、定常電流の増大は鉛直方向の運動に対する剛性を高めることとなり変位が小さくなることも考えられる。対して 2 自由度モデル適用時には水平方向の変位標準偏差は小さいものの、鉛直方向の変位標準偏差は 1 自由度モデルと比べ大きくなっている。2 自由度モデルにより設計したシステムで浮上させた際にはいずれの定常電流条件でもコイル電流の標準偏差が 0.25 A 以上となり、定常電流に対して大きく振動している。これは定常電流近傍で線形化している本システムにとって誤差を大きくする要因となり、鉛直方向の変位標準偏差が増大したと考えられる。

しかしながら、2 自由度モデル適用時には消費電力が全ての定常電流条件において小さくなっており、鉛直方向の変位標準偏差は大きくなるものの、低い消費電力で浮上を維持することが可能になることが示された。そのため、電磁石の発熱が抑えられ、モデル化誤差を生じにくくさせ、安定した浮上を実現できる時間を延ばすことが可能になると考えられる。また、2 自由度モデル適用時において鉛直方向の変位標準偏差は定常電流 1.0A において最も抑制されており、適用する制御モデルによって適切な定常電流値が変化することが示された。本来であれば 1 自由度モデル適用時と同様に定常電流の増大によって張力や剛性が大きくなり変位標準偏差が小さくなることと推察される。しかしながら、本装置における電磁石コアは 0.9A 付近において吸引力特性が変化する非線形性を持っている¹²⁾。そのため、定常電流 1.1A 以降では張力や剛性による振動抑制効果よりもモデル化誤差による制御性能の劣化の影響

を強く受けていると考えられる。

5. おわりに

本研究では、柔軟鋼板を対象としたエッジ支持型磁気浮上システムにおいて更なる浮上安定性の向上を実現させることを目的として柔軟鋼板の鉛直方向および水平方向の振動を制御する 2 自由度モデルについて検討した。特に定常電流が異なる場合の 1 自由度モデルと 2 自由度モデルで柔軟鋼板の厚さ 0.24 mm とした場合の浮上特性について検討を行った。その結果、定常電流によって浮上特性が変化することが示された。各方向の変位において、2 自由度モデルを適用することによって水平方向の変位標準偏差および消費電力は減少するが、鉛直方向の標準偏差はどの定常電流においても 1 自由度モデルより大きくなることが明らかとなった。また 1 自由度モデルでは定常電流の増大とともに消費電力が大きくなるが、2 自由度モデルでは定常電流によらず消費電力を抑えながら浮上を維持することが可能であることが示された。

本報告では、2 自由度モデルの有用性を示すことができた。しかしながら、柔軟鋼板のサイズや板厚が変化した場合、柔軟鋼板の振動特性が変化し、特に搬送時の慣性力といった外乱が入力された場合には安定した浮上を維持することが困難になる可能性もある。そのため、今後は外乱に対する 2 自由度モデルのロバスト性を明らかにしつつ、より実環境において安定浮上が可能なる制御システムの構築を目指していく。

謝辞 本研究は JSPS 科研費 JP22K14228 の助成を受けたものである。

References

- 1) Y. Oshinoya, and K. Ishibashi: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C.*, **67**, 2855 (2001).
- 2) H. Marumori, H. Yonezawa, T. Narita, H. Hideaki, and Y. Oshinoya: *Trans. JSME*, **81**, 14-00471 (2015).
- 3) Y. Ito, Y. Oda, A. Shina, T. Narita, and H. Kato: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 96 (2020).
- 4) M. Tada, H. Yonezawa, H. Marumori, T. Narita, and H. Kato: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromagn. Mech.*, **25**, 82 (2017).
- 5) Y. Ito, Y. Oda, T. Narita, and H. Kato: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **3**, 95 (2019).
- 6) M. Kida, T. Suzuki, Y. Oda, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **1**, 76 (2017).
- 7) T. Narita, T. Kurihara, and H. Kato: *Mech. Eng. J.*, **3**, 15-00376 (2016).
- 8) T. Narita, Y. Oda, Y. Ito, and H. Kato: *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, **64**, 1191 (2020).
- 9) S. Onitsuka, K. Kawashima, S. Baba, A. Endo, J. Kuroda, D. Uchino, K. Ogawa, K. Ikeda, T. Kato, T. Narita, and H. Kato: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **7**, 112 (2023).
- 10) T. Narita, Y. Ootuka, M. Ooshima, and Y. Oshinoya: *Proc. Jpn. Joint Auto. Cont. Conf.*, **57**, 83 (2014).
- 11) T. Narita, Y. Oda, Y. Ito, K. Okuno, and H. Kato: *Proc. 16th Int. Conf. New Actr.*, **16**, 334 (2018).
- 12) A. Endo, S. Kayama, A. Shiina, M. N. Hakimi, K. Ogawa, K. Ikeda, T. Kato, T. Narita, and H. Kato: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **6**, 87 (2022).
- 13) H. Marumori, H. Yonezawa, T. Narita, H. Kato, S. Hasegawa, and Y. Oshinoya: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromagn. Mech.*, **23**, 6 (2015).

2023年10月31日受理, 2024年3月6日採録

Editorial Committee Members • Paper Committee Members

S. Yabukami and T. Taniyama (Chairperson), N. H. Pham, D. Oyama and M. Ohtake (Secretary)					
H. Aoki	M. Goto	T. Goto	K. Hioki	S. Inui	K. Ito
M. Iwai	Y. Kamihara	H. Kikuchi	T. Kojima	H. Kura	A. Kuwahata
K. Masuda	Y. Nakamura	K. Nishijima	T. Nozaki	T. Sato	E. Shikoh
T. Suetsuna	K. Suzuki	Y. Takamura	K. Tham	T. Tanaka	M. Toko
N. Wakiya	S. Yakata	A. Yao	S. Yamada	M. Yoshida	
N. Adachi	K. Bessho	M. Doi	T. Doi	T. Hasegawa	R. Hashimoto
S. Haku	S. Honda	S. Isogami	T. Kawaguchi	T. Kawai	N. Kikuchi
K. Kobayashi	T. Maki	S. Muroga	M. Naoe	T. Narita	M. Sakakibara
Y. Sato	S. Seino	M. Sekino	Y. Shiota	T. Shirokura	S. Sugahara
I. Tagawa	K. Tajima	M. Takezawa	T. Takura	S. Tamaru	T. Yamazaki
S. Yoshimura					

Notice for Photocopying

If you wish to photocopy any work of this publication, you have to get permission from the following organization to which licensing of copyright clearance is delegated by the copyright owner.

〈All users except those in USA〉

Japan Academic Association for Copyright Clearance, Inc. (JAACC)
6-41 Akasaka 9-chome, Minato-ku, Tokyo 107-0052 Japan
Phone 81-3-3475-5618 FAX 81-3-3475-5619 E-mail: info@jaacc.jp

〈Users in USA〉

Copyright Clearance Center, Inc.
222 Rosewood Drive, Danvers, MA01923 USA
Phone 1-978-750-8400 FAX 1-978-646-8600

If CC BY 4.0 license icon is indicated in the paper, the Magnetics Society of Japan allows anyone to reuse the papers published under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

Link to the Creative Commons license: <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

Legal codes of CC BY 4.0: <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode>

編集委員・論文委員

藪上 信 (理事)	谷山智康 (理事)	Pham NamHai (幹事)	大竹 充 (幹事)	小山大介 (幹事)					
青木 英恵	伊藤 啓太	乾 成里	岩井 守生	神原 陽一	菊池 弘昭	藏 裕彰	桑波 田晃弘	小嶋 隆幸	
後藤 太一	後藤 稜	佐藤 拓	仕幸 英治	末綱 倫浩	鈴木 和也	高村 陽太	田中 哲郎	都 甲 大	
Kim Kong Tham		仲村 泰明	西島 健一	野崎 友大	日置 敬子	増田 啓介	八尾 惇	家形 論	
山田 晋也	吉田 征弘	脇谷 尚樹							
安達 信泰	磯上 慎二	川井 哲郎	川口 昂彦	菊池 伸明	小林 宏一郎	榊原 満	佐藤 佑樹	塩田 陽一	
白倉 孝典	菅原 聡	清野 智史	関野 正樹	田倉 哲也	田河 育也	竹澤 昌晃	田島 克文	田丸 慎吾	
土井 達也	土井 正晶	直江 正幸	成田 正敬	白 怜士	橋本 良介	長谷川 崇	別所 和宏	本多 周太	
榎 智仁	室賀 翔	山崎 貴大	吉村 哲						

複写をされる方へ

当学会は下記協会に複写複製および転載複製に係る権利委託をしています。当該利用をご希望の方は、学術著作権協会 (<https://www.jaacc.org/>) が提供している複製利用許諾システムもしくは転載許諾システムを通じて申請ください。

権利委託先：一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル

電話 (03) 3475-5618 FAX (03) 3475-5619 E-mail: info@jaacc.jp

ただし、クリエイティブ・コモンズ [表示 4.0 国際] (CC BY 4.0) の表示が付されている論文を、そのライセンス条件の範囲内で再利用する場合には、本学会からの許諾を必要としません。

クリエイティブ・コモンズ・ライセンス <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

リーガルコード <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode.ja>

日本磁気学会論文特集号

Vol. 8 No. 1 (通巻第15号) 2024年5月1日発行

Vol. 8 No. 1 Published May 1, 2024

by the Magnetics Society of Japan

Tokyo YWCA building Rm207, 1-8-11 Kanda surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101-0062

Tel. +81-3-5281-0106 Fax. +81-3-5281-0107

Printed by JP Corporation Co., Ltd.

Sports Plaza building 401, 2-4-3, Shinkamata Ota-ku, Tokyo 144-0054

Advertising agency: Kagaku Gijutsu-sha

発行：(公社)日本磁気学会 101-0062 東京都千代田区神田駿河台 1-8-11 東京YWCA会館 207 号室

製作：ジェイピーシー 144-0054 東京都大田区新蒲田 2-4-3 スポーツプラザビル401 Tel. (03) 6715-7915

広告取扱い：科学技術社 111-0052 東京都台東区柳橋 2-10-8 武田ビル4F Tel. (03) 5809-1132

Copyright ©2024 by the Magnetics Society of Japan